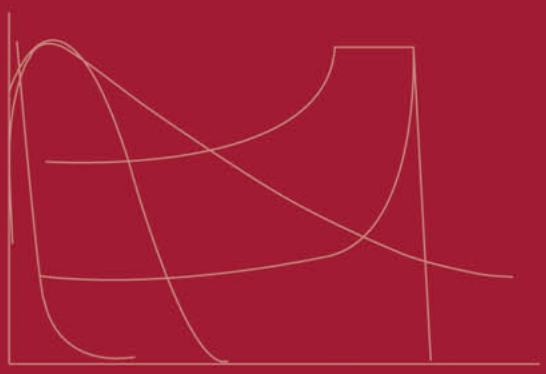
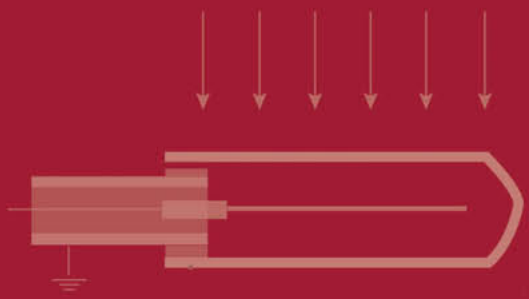
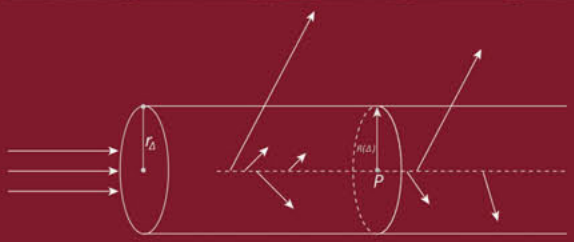
R. F. Laitano

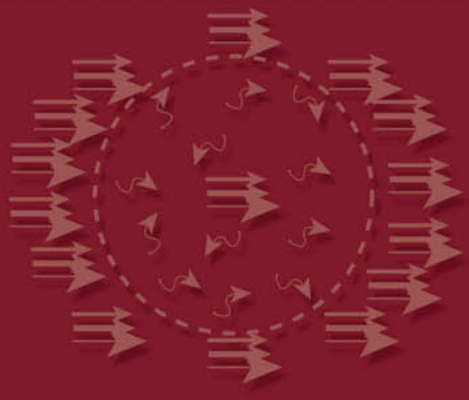
Fondamenti di dosimetria delle radiazioni ionizzanti

5ª edizione









ENEA
Agenzia nazionale per le nuove tecnologie,
l'energia e lo sviluppo economico sostenibile

Prima edizione, gennaio 2011
Seconda edizione, luglio 2011
Terza edizione, ottobre 2013
Quarta edizione, ottobre 2015
Quinta edizione, gennaio 2019

Nota alla 5ª edizione

Questa edizione differisce dalla precedente per alcune modifiche in diversi capitoli del testo. Le modifiche sono state apportate per una più agevole lettura e una maggiore completezza degli argomenti trattati. È stato inserito un paragrafo sulla dosimetria nei piccoli campi di radiazione. L'opportunità della rilettura del testo ha permesso infine la correzione di qualche errore tipografico sfuggito alle passate revisioni. L'insieme delle modifiche ha lasciato sostanzialmente inalterata la struttura originaria del volume.

FONDAMENTI DI DOSIMETRIA DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI

Raffaele Fedele Laitano

2019 ENEA
Agenzia nazionale per le nuove tecnologie,
l'energia e lo sviluppo economico sostenibile

ISBN 978-88-8286-369-2

Edizione del volume a cura di Giuliano Ghisu

Progettazione grafica copertina: Cristina Lanari

Realizzazione disegni e grafici: Cristina Lanari

Stampa: Laboratorio Tecnografico ENEA – Frascati

R. F. LAITANO

FONDAMENTI DI DOSIMETRIA DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI

5ª edizione

Agenzia nazionale per le nuove tecnologie,
l'energia e lo sviluppo economico sostenibile

PREFAZIONE

La dosimetria delle radiazioni ionizzanti è indispensabile per pianificare la radioprotezione delle persone sia nei luoghi di lavoro – impianti e ospedali dove sono presenti sorgenti di radiazioni – che nell'ambiente. L'affidabilità della dosimetria è, inoltre, una delle condizioni sia per il successo della radioterapia oncologica che per l'ottimizzazione del rapporto costo-beneficio in radiodiagnostica.

In entrambe i settori, quello medico e quello radioprotezionistico, la dosimetria – e in generale la misura delle radiazioni ionizzanti – richiede sovente approfondite conoscenze in campi settoriali diversi. L'acquisizione del complesso di queste conoscenze non può prescindere da una formazione di livello post-universitario.

Questo testo è basato sui corsi di dosimetria da me tenuti inizialmente presso le Scuole di Specializzazione in Fisica Sanitaria (SSFS) e, successivamente, presso le Scuole di Specializzazione in Fisica Medica (SSFM) delle Università di Pisa, di Roma Tor Vergata e di Roma "Sapienza".

Gli ordinamenti didattici delle SSFM, finalizzate alla formazione dei fisici che operano in campo medico, sono diversi da quelli delle vecchie SSFS. Questa diversità riguarda però solo in modesta misura il programma di dosimetria e deriva dal più limitato interesse che, nelle attuali SSFM, ha la radioprotezione ambientale all'esterno dei luoghi di lavoro. La radioprotezione rimane d'altra parte un settore comunque presente anche nei programmi didattici delle SSFM in relazione alle esigenze radioprotezionistiche che le pratiche radiologiche e di radioterapia comportano. I fondamenti della dosimetria radioprotezionistica sono perciò trattati nel testo accanto al tema più specifico della dosimetria per la radioterapia e la radiodiagnostica.

Le misure di radioattività non rientrano, a rigore, nella disciplina della dosimetria delle radiazioni ionizzanti in quanto sono diverse nei due settori le grandezze di misura di riferimento: l'attività dei radionuclidi e la dose assorbita, rispettivamente. Alcuni capitoli di questo volume sono tuttavia dedicati alla radioattività e alle generalità sui corrispondenti metodi di misura. La conoscenza di queste tematiche è infatti essenziale non solo per la radioprotezione ma anche per la dosimetria in medicina nucleare che, per uno specialista in fisica medica, costituisce un settore strettamente complementare a quello della dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica.

Non sono invece trattati in questo volume i metodi di determinazione della dose assorbita dovuta all'introduzione di sostanze radioattive nel corpo umano. Questi metodi rientrano in una particolare disciplina – la dosimetria interna – che per la specificità e la varietà delle tematiche ad essa correlate è tradizionalmente distinta dalla dosimetria delle radiazioni ionizzanti. In un capitolo di questo volume sono tuttavia delineate le generalità di questi metodi che, insieme ai riferimenti bibliografici riportati, forniscono al lettore alcuni strumenti di approccio per la dosimetria interna.

Un ulteriore tema che questo testo non include riguarda i metodi di calcolo delle distribuzioni di dose finalizzati alla pianificazione del trattamento in radioterapia. Questi metodi, pur presupponendo le conoscenze dosimetriche di base fornite nel volume, ne implicano tante altre ulteriori da costituire un settore a sé stante. La loro importanza in fisica medica e in particolare nella radioterapia è tale da richiedere un adeguato spazio formativo che è istituzionalmente previsto nelle SSFM.

I metodi di calcolo Monte Carlo sono ormai uno strumento imprescindibile anche per la dosimetria delle radiazioni ionizzanti, sia in campo medico che radioprotezionistico. L'accuratezza e la disponibilità di questi metodi ha raggiunto livelli tali da poter essere impiegati, in molti casi, anche in alternativa a diverse tipologie di misure. La determinazione delle distribuzioni di dose in brachiterapia o dei fattori correttivi per effetti spuri in molti tipi di rivelatori di radiazioni sono solo alcuni esempi in cui il calcolo Monte Carlo ha un ruolo di primaria importanza e ben sostituisce le corrispondenti determinazioni sperimentali. Anche in questo caso il grado di specializzazione dei metodi, unitamente alla numerosità dei codici di calcolo attualmente disponibili, rende la trattazione di questo tema non esauribile nell'ambito di un testo di dosimetria di base, ma una disciplina da trattare in sedi specifiche. Mi limiterò in questa sede a raccomandare l'apprendimento e l'uso del metodo di calcolo Monte Carlo come essenziale complemento allo studio di questo testo.

Nelle pagine che seguono il lettore non troverà dettagliati grafici o tabulazioni numeriche degli svariati coefficienti (poteri frenanti, coefficienti di attenuazione, sezioni d'urto ecc.) o dei tanti parametri fisici di uso corrente in dosimetria. Esistono infatti numerose pubblicazioni dove i valori di tali grandezze sono riportati in dettaglio e, soprattutto, periodicamente aggiornati. Il lettore troverà elencate le più importanti fra queste pubblicazioni nella bibliografia alla fine di ogni capitolo.

La bibliografia di ciascun capitolo non include articoli da riviste, atti di congressi o rapporti scientifici ma riporta unicamente testi con finalità didattiche o pubblicazioni specialistiche con dati numerici. Le indicazioni bibliografiche, che laddove possibile comprendono riferimenti con libero accesso in internet, sono state scelte essenzialmente in base ai loro connotati di approfondimento per gli argomenti trattati in ciascun capitolo. La consultazione delle opere citate nella bibliografia è quindi fortemente raccomandata.

Sarò infine grato ai lettori che, rilevando possibili errori o imperfezioni sfuggiti alla mia revisione finale del testo, volessero darmene segnalazione.

Roma, gennaio 2011 R. F. Laitano

INDICE

Parte I - LE RADIAZIONI IONIZZANTI E LE GRANDEZZE FISICHE DI INTERESSE IN DOSIMETRIA

Capitolo 1
Le radiazioni ionizzanti 19

1.1 Introduzione 19

1.2 Il fondo naturale di radiazione 21

1.2.1 La radiazione cosmica e i radionuclidi cosmogenici 21
1.2.2 La radioattività terrestre 22
1.2.3 La radioattività presente nell'atmosfera e nelle acque 26

1.3 Le radiazioni ionizzanti di uso medico e industriale 27

Bibliografia 28

Capitolo 2
Le grandezze caratteristiche del campo di radiazione 29

2.1 Introduzione 29

2.2 La fluenza di particelle 29

2.3 Il flusso di particelle 32

2.4 L'energia radiante, la fluenza di energia, la radianza di particelle e la radianza di energia 32

Bibliografia 33

Capitolo 3
Coefficienti di interazione della radiazione con un mezzo 35

3.1 Introduzione 35

3.2 Coefficienti di interazione per i fotoni 37

3.2.1 Coefficiente di attenuazione 37
3.2.2 Coefficiente di trasferimento di energia 41
3.2.3 Coefficiente di assorbimento di energia 44
3.2.4 I coefficienti di interazione e le sezioni d'urto 45
3.2.4.a Diffusione coerente (Rayleigh) 48
3.2.4.b Diffusione Compton 50
3.2.4.c Effetto fotoelettrico 53
3.2.4.d Produzione di coppie 55
3.2.5 Il numero atomico efficace di un mezzo 57

Bibliografia 59

3.3. Coefficienti di interazione per le particelle cariche 60

3.3.1 Il potere frenante 64
3.3.1.a Il potere frenante per gli elettroni 67

3.3.1.b Il potere frenante per le particelle cariche pesanti 75
3.3.2 Potere frenante ristretto, trasferimento lineare di energia (LET) 79
3.3.3 Il "range" delle particelle cariche 84
3.3.4 La lunghezza di radiazione 91
3.3.5 L'energia media necessaria per formare una coppia di ioni in un gas 92
Bibliografia 94
3.4. Coefficienti di interazione per i neutroni 96
3.4.1 Generalità sulle sorgenti di neutroni 96
3.4.2 Generalità sulle interazioni dei neutroni 98
3.4.3 Il coefficiente di attenuazione e la sezione d'urto macroscopica 100
3.4.4 I coefficienti di trasferimento e di assorbimento di energia 103
Bibliografia 104

Capitolo 4
Le grandezze dosimetriche 105
4.1 Introduzione 105
4.2 La dose assorbita 105
4.3 Il kerma 108
4.4 L'esposizione 112
4.5 L'equivalente di dose 117
Bibliografia 120

Capitolo 5
Relazioni fra le grandezze dosimetriche 123
5.1 Introduzione 123
5.2 L'equilibrio delle particelle cariche 123
5.3 Relazione fra dose assorbita e kerma 127
5.4 Relazione fra kerma, dose assorbita ed esposizione 135
Bibliografia 137

Capitolo 6
La riferibilità delle misure ai sistemi campione 139
6.1 Grandezze, unità di misura e campioni di riferimento 139
6.2 Il coefficiente di taratura di uno strumento di misura 141
6.3 I campioni di misura nel sistema metrologico nazionale e internazionale 143

6.4 La riferibilità e l'affidabilità delle misure 145
Bibliografia 147

Parte II - DOSIMETRIA IN RADIOPROTEZIONE

Capitolo 7
Le grandezze di interesse nella radioprotezione 151
7.1 Introduzione 151
7.2 Le grandezze radioprotezionistiche 152
7.3 Le grandezze dosimetriche operative 154
7.3.1 Le grandezze dosimetriche operative per il monitoraggio di area 156
7.3.1.a L'equivalente di dose ambientale 160
7.3.1.b L'equivalente di dose direzionale 163
7.3.2 Le grandezze dosimetriche operative per il monitoraggio individuale. L'equivalente di dose personale 166
7.3.3 Modalità di taratura degli strumenti di misura delle grandezze dosimetriche operative 169
Bibliografia 173

Capitolo 8
Strumenti di misura per la dosimetria in radioprotezione 175
8.1 Introduzione 175
8.2 Caratteristiche dei dosimetri per il monitoraggio di area e individuale 177
La linearità 177
L'efficienza di rivelazione e la sensibilità 179
La risposta in energia 179
La risposta angolare 184
La risposta a radiazioni di diverso tipo 187
La ripetibilità e la riproducibilità 188
8.3. I principali rivelatori utilizzati nei dosimetri per radioprotezione 189
8.3.1 Rivelatori a gas 190
Le camere a ionizzazione 193
I contatori proporzionali 199
I contatori Geiger-Müller 204
8.3.2 I rivelatori a scintillazione 206
Scintillatori inorganici 209
Scintillatori organici 211
8.3.3 I rivelatori a termoluminescenza 213
8.3.4 I rivelatori a emulsioni fotografiche 218
8.3.5 I rivelatori a tracce 221
8.3.6 I rivelatori a gocce surriscaldate 223

8.3.7 I rivelatori a semiconduttore 225
8.3.8 I rivelatori a fotoluminescenza (RPL e OSL) 231
8.4 Requisiti principali dei dosimetri di area e personali 236
Dosimetri di area 236
Dosimetri personali 237
Bibliografia 239

Capitolo 9
Misura dell'attività dei radionuclidi 241
9.1 Introduzione 241
9.2 Generalità sul decadimento radioattivo 242
9.2.1 Le leggi del decadimento radioattivo e l'attività 242
9.2.2 I modi del decadimento radioattivo 245
242
9.2.3 Le famiglie radioattive 250
9.2.4 Stati di equilibrio in una famiglia radioattiva 253
9.2.5 Curve di decadimento in una sorgente con radionuclidi di diverso tipo 256
9.2.6 Il decadimento dei radionuclidi prodotti da reazioni di attivazione 258
9.3. Grandezze correlate all'attività di una sorgente radioattiva 260
9.3.1 L'attività specifica di un radionuclide 261
9.3.2 La costante del rateo di kerma in aria (di un radionuclide) 262
9.4. Metodi di misura dei radionuclidi 263
9.4.1 Metodi spettrometrici 265
9.4.1.a La spettrometria gamma 265
Risoluzione in energia dello spettrometro 267
Efficienza di rivelazione dello spettrometro 271
Taratura canale-energia dello spettrometro 276
Tempo morto del sistema di misura 277
Misura dell'attività mediante la spettrometria gamma 282
Spettrometria gamma con rivelatori a semiconduttore 283
Spettrometria gamma con rivelatori a scintillazione 289
Whole Body Counter 291
9.4.1.b La spettrometria alfa 292
9.4.2 Sistemi di conteggio di particelle 295
9.4.2.a Sistemi di misura della contaminazione superficiale 295
9.4.2.b Sistemi di misura con scintillatori liquidi 297
9.4.3 Sistemi di misura del radon 298
Sistemi di misura del radon in aria 299

Sistemi di misura del radon in acqua 303
9.5 La minima attività rivelabile 304
9.6 Determinazione delle grandezze radioprotezionistiche dalle misure di attività 312
Bibliografia 315

Parte III - DOSIMETRIA IN RADIOTERAPIA E IN RADIODIAGNOSTICA

Capitolo 10
Le sorgenti di radiazione per la radioterapia e la radiodiagnostica 319
10.1 Introduzione 319
10.2 Sorgenti di radiazione per la radioterapia 320
Acceleratori di particelle 320
Impianti di irraggiamento con radioisotopi 329
Sorgenti radioattive per la brachiterapia e la medicina nucleare 331
Macchine a raggi x 333
10.3 Sorgenti di radiazione per la radiodiagnostica 340
Macchine a raggi x 340
Sorgenti radioattive 341
Bibliografia 342

Capitolo 11
Caratterizzazione della qualità della radiazione 345
11.1 Introduzione 345
11.2 Indicatori della qualità per i fasci di radiazione collimati 346
11.2.1 Fasci di fotoni da macchine a raggi x, HVL 347
11.2.2 Fasci di fotoni da sorgenti di ^{60}Co e da acceleratori 351
11.2.2.a Le curve di dose in profondità per i fasci di fotoni di alta energia 353
11.2.2.b Gli indicatori TPR_{10}^{20} e $PDD(10)_x$ 362
11.2.3 Fasci di elettroni prodotti da acceleratori 368
11.2.3.a Le curve di dose in profondità per i fasci di elettroni 368
11.2.3.b L'indicatore R_{50} per i fasci di elettroni 371
11.2.4 Fasci di protoni e di ioni 377
11.2.4.a Le curve di dose in profondità per fasci di protoni e di ioni 378
11.2.4.b L'indicatore R_{res} per fasci di adroni 380
11.3 Indicatori della qualità per le sorgenti di radiazione per la brachiterapia e la medicina nucleare 382
Bibliografia 384

Capitolo 12

Metodi dosimetrici per i fasci collimati di fotoni e di particelle cariche usati in radioterapia 385

12.1 Introduzione 385

12.2 Dosimetria con camere a ionizzazione tarate in esposizione o in kerma in aria 386

12.2.1 La teoria della cavità di Bragg-Gray 387
12.2.2 Verifica sperimentale della teoria di Bragg-Gray 394
12.2.3 L'effetto dei raggi δ nell'analisi di Spencer e Attix della teoria della cavità 397
12.2.4 Il teorema di Fano e le sue implicazioni in dosimetria 399
12.2.5 La revisione di Spencer e Attix della teoria di Bragg-Gray 401
12.2.6 La dosimetria con camere che non soddisfano la teoria della cavità 406
12.2.6.a Cavità di dimensioni grandi 407
12.2.6.b Cavità di dimensioni intermedie 407
12.2.7 Gli effetti di perturbazione e il fattore di risposta di una camera a cavità reale 408
12.2.7.a Effetto delle pareti della camera 410
12.2.7.b Effetto della cavità sulla fluenza delle particelle cariche 414
12.2.7.c Effetto del gradiente di dose nel volume occupato dalla cavità 417
12.2.7.d Effetto dell'elettrodo centrale della camera 424
12.2.8 La misura della dose assorbita con camere a cavità tarate in kerma in aria 425
12.2.8.a Misure in fasci di fotoni di alta energia e in fasci di particelle cariche 425
12.2.8.b Misure in fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi *x* 429

12.3 Dosimetria con camere a ionizzazione tarate in dose assorbita in acqua 433

12.3.1 Misure in fasci di fotoni di alta energia e in fasci di particelle cariche 433
Confronto fra "approccio N_{D_w}" e "approccio N_{K_a}" 436

12.3.2 Misure in fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi *x* 438

12.4 Dosimetria in condizioni diverse da quelle di riferimento 439

12.4.1 Dosimetria in piccoli campi di radiazione 440

Bibliografia 447

Capitolo 13
Metodi dosimetrici per le sorgenti radioattive usate in brachiterapia e in medicina nucleare 449

13.1 Introduzione 449

13.2 Determinazione della dose assorbita nella brachiterapia con sorgenti solide 449

13.3 Generalità sui metodi dosimetrici per le sorgenti liquide usate in medicina nucleare 457

Bibliografia 460

Capitolo 14
Metodi dosimetrici per i fasci di raggi x usati in radiodiagnostica 461

14.1 Introduzione 461

14.2 Grandezze per la dosimetria in radiodiagnostica 462

14.2.1 Kerma incidente 462
14.2.2 Kerma alla superficie di ingresso 464
14.2.3 Prodotto kerma-area 464
14.2.4 Prodotto kerma-lunghezza 465
14.2.5 Indice di kerma per la TC 465

14.3 La conversione dal kerma in aria alle grandezze H_T ed E 469

14.4 Livelli diagnostici di riferimento 470

Bibliografia 470

Capitolo 15
Strumenti di misura per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica 473

15.1 Introduzione 473

15.2 I rivelatori utilizzati nei dosimetri per radioterapia e radiodiagnostica 475

15.3 Dosimetri con camere a ionizzazione 476

15.3.1 Sistemi di misura della carica nei dosimetri con camere a ionizzazione 480
15.3.2 Correzioni alle misure di carica nei dosimetri con camere a ionizzazione 483
15.3.2.a Le correzioni $k_{T,P}$ e k_H per l'influenza delle condizioni ambientali dell'aria 483
15.3.2.b La correzione k_{pol} per l'effetto di polarità 486

15.3.2.c La correzione k_{sat} per l'effetto della ricombinazione ionica 488
La ricombinazione iniziale 488
La ricombinazione generale 490
L'efficienza di raccolta per i fasci continui 491
L'efficienza di raccolta per i fasci pulsati 492
L'efficienza di raccolta per i fasci pulsati ad alta dose per impulso 497
15.4 Dosimetri a termoluminescenza 499
15.5 Dosimetri con diodi al silicio 501
15.6 Dosimetri con pellicole radiocromiche 503
15.7 Dosimetri con rivelatori al diamante 505
15.8 Dosimetri a EPR con alanina 511
15.9 Dosimetri con pellicole radiografiche 514
15.10 Il dosimetro di Fricke 517
15.11 Dosimetri a gel 521
15.12 Dosimetri per la radiodiagnostica 528
Dosimetria con camere a ionizzazione 529
Dosimetria con TLD 532
Bibliografia 532

Capitolo 16
I protocolli internazionali per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica 535

16.1 Introduzione 535
16.2 La dosimetria nei fasci collimati di radiazione per radioterapia 535
16.3 La dosimetria di sorgenti radioattive per brachiterapia 537
16.4 La dosimetria in fasci di fotoni per radiodiagnostica 537
Bibliografia 538

Parte IV - I SISTEMI DI MISURA CAMPIONE PER LA DOSIMETRIA DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI

Capitolo 17
I campioni per le misure di esposizione e di kerma in aria 543
17.1 Introduzione 543
17.2 La camera ad aria libera 543
17.3 La camera a cavità 547
Bibliografia 551

Capitolo 18
I campioni per la misura della dose assorbita in acqua 553
18.1 Introduzione 553
18.2 Il campione basato sul calorimetro in grafite 554
18.2.1 Struttura del calorimetro e metodo di misura 555
18.2.2 Conversione della dose in grafite nella dose in acqua 560
18.3 Il campione basato sul calorimetro ad acqua 564
Bibliografia 570

Capitolo 19
Campioni per misure di neutroni e di radionuclidi 571
19.1 Introduzione 571
19.2 Il "bagno a solfato di manganese" per misure di neutroni 571
19.3 Il sistema di conteggio 4πβ-γ per misure di attività di radionuclidi 575
Bibliografia 579

Appendice A
L'incertezza di misura 581
A.1 Generalità sull'incertezza di misura 581
A.2 Incertezze di tipo A e di tipo B 583
A.3 Espressione dell'incertezza di misura 592
Bibliografia 601

Appendice B
Unità di misura e costanti fisiche di interesse in dosimetria 603

Indice analitico 611

Acronimi 619

PARTE I

LE RADIAZIONI IONIZZANTI
E LE GRANDEZZE FISICHE DI INTERESSE IN DOSIMETRIA

Capitolo 1

LE RADIAZIONI IONIZZANTI

1.1 Introduzione

Le radiazioni ionizzanti sono una forma di energia avente le seguenti caratteristiche:

a) è emessa da una sorgente (naturale o artificiale),
b) si propaga nello spazio (con o senza materia),
c) ha la capacità di produrre ionizzazione nel mezzo in cui si propaga a seguito di processi in cui sono liberati elettroni dagli atomi con cui la radiazione ha interagito.

Le radiazioni ionizzanti possono essere costituite da particelle cariche (elettroni, protoni ecc.) o neutre (come i fotoni e i neutroni). La ionizzazione in un mezzo esposto a radiazioni ionizzanti è prodotta essenzialmente dalle particelle cariche che in esso si propagano. Le particelle neutre possono iniziare processi (dipendenti dal tipo di particelle e di interazione) a seguito dei quali si liberano particelle cariche che producono poi la ionizzazione nel mezzo (cfr § 3.1).

L'energia minima affinché le particelle neutre possano indurre i processi iniziali cui consegue la ionizzazione, dipende dal mezzo e dal tipo di radiazione. Questa energia è dell'ordine degli elettronvolt se la radiazione è costituita da fotoni, può ridursi invece fino a qualche centesimo di elettronvolt se riferita (come energia cinetica) ai neutroni (cfr. § 4.2).

L'energia minima che le particelle cariche – incidenti su un mezzo o in esso liberate da particelle non cariche – devono avere per produrre ionizzazione, varia a seconda degli elementi di cui è costituito il mezzo. Inoltre, per un dato elemento, questa energia è diversa a seconda che l'interazione avvenga con un atomo isolato o con un materiale solido costituito da quell'elemento o da un suo composto. Particelle cariche con energia cinetica fra 5 eV e 20 eV possono essere ionizzanti per la gran parte degli elementi se considerati come atomi isolati. In alcuni materiali solidi – soprattutto nei semiconduttori – i processi di ionizzazione possono invece avvenire a energie anche inferiori a 5 eV.

Quando le radiazioni ionizzanti incidono su un mezzo, possono trasferire ad esso energia in misura e con modalità che dipendono dalle caratteristiche delle radiazioni e del mezzo considerati.

La dosimetria delle radiazioni ionizzanti è quella disciplina il cui obiettivo è la determinazione dell'energia che le radiazioni depositano all'interno del mezzo con cui esse interagiscono. La dosimetria è particolarmente importante quando il mezzo irraggiato è costituito da organismi biologici. Essa in tal caso consente di stimare, preventivamente o

retrospettivamente, l'entità degli effetti indotti in questi organismi dalla radiazione.
Numerose sono le sorgenti naturali di radiazioni ionizzanti presenti nella biosfera e alle quali gli esseri viventi possono essere esposti. Altre sorgenti di radiazioni ionizzanti sono prodotte artificialmente e sono utilizzate per i diversi impieghi che le radiazioni hanno in applicazioni mediche, industriali e nella ricerca scientifica. Nel corso delle applicazioni in campo industriale e scientifico le radiazioni possono (come effetto secondario indesiderato) interagire con gli organismi viventi. Questa eventualità deve essere sempre tenuta sotto controllo per rendere trascurabili o minimizzare i possibili effetti nocivi negli organismi esposti alle radiazioni. La dosimetria è in tutte queste situazioni importante per poter valutare, a priori o a posteriori, se gli eventuali effetti delle radiazioni sulla salute umana siano trascurabili o se debbano essere invece adottate misure e cautele particolari. L'obiettivo della dosimetria è in questi casi la radioprotezione, ovvero la protezione dalle radiazioni ionizzanti delle persone esposte accidentalmente o per necessità professionali alle radiazioni.
Nell'impiego delle radiazioni ionizzanti per scopi medici, come la radioterapia oncologica e la radiodiagnostica, l'interazione delle radiazioni ionizzanti con gli organismi viventi è, a differenza di quanto avviene nelle altre situazioni, un obiettivo deliberato. In questo tipo di applicazioni, soprattutto nella radioterapia, la dosimetria richiede la massima accuratezza ragionevolmente possibile poiché in tal caso è necessario minimizzare l'esposizione alle radiazioni degli organi biologici sani, massimizzando al contempo quelle agli organi verso cui il trattamento radiologico è diretto.
L'esposizione degli organismi viventi alle radiazioni ionizzanti può avvenire per irradiazione esterna o interna. Per irradiazione esterna si intende l'irradiazione ricevuta da una persona in seguito alla presenza di una sorgente di radiazioni posta all'esterno del corpo della persona. Per irradiazione interna si intende l'irradiazione ricevuta da una persona in seguito all'introduzione nel proprio organismo di una sostanza radioattiva. L'irradiazione interna può essere dovuta a esigenze mediche (terapeutiche o diagnostiche) o a cause accidentali (contaminazione radioattiva). In questo testo è trattata principalmente la dosimetria riguardante le condizioni di irradiazione esterna. I metodi dosimetrici riguardanti l'irradiazione interna costituiscono una disciplina – la dosimetria interna – che per i suoi specifici contenuti è tradizionalmente trattata distintamente dalla dosimetria relativa all'irradiazione esterna. Della dosimetria interna saranno comunque descritte le generalità e alcuni aspetti essenziali.
La dosimetria delle radiazioni ionizzanti richiede metodi e mezzi di

misura di norma diversi a seconda che la misura riguardi le radiazioni naturali presenti nella biosfera (il fondo naturale di radiazione) o le radiazioni prodotte da macchine o sorgenti come quelle impiegate a scopi medici. La diversità dei metodi dosimetrici è, in generale, una conseguenza non solo delle diverse esigenze nelle molteplici situazioni sperimentali, ma anche dell'ampio spettro che le radiazioni ionizzanti di interesse in dosimetria hanno sia nel tipo che nell'energia.

1.2 Il fondo naturale di radiazione

Le radiazioni ionizzanti di origine naturale, presenti nell'ambiente in misura variabile a seconda delle località, costituiscono un fondo permanente di radiazione che interagisce costantemente con gli organismi terrestri.
La radiazione naturale di fondo si può suddividere in quattro principali componenti: la radiazione cosmica, la radiazione dovuta alla radioattività terrestre, quella dovuta alla radioattività atmosferica e quella dovuta alla radioattività presente nelle acque.

1.2.1 La radiazione cosmica e i radionuclidi cosmogenici

La radiazione cosmica si distingue in primaria e secondaria. La radiazione primaria è quella che proviene direttamente da sorgenti interne ed esterne alla nostra galassia. La radiazione secondaria è quella (modificata rispetto alla primaria) derivante dalle interazioni della radiazione primaria con l'atmosfera e il campo magnetico terrestre.
La radiazione cosmica primaria, costituita prevalentemente da protoni e da particelle alfa di elevatissima energia, ha origine in diverse regioni dello spazio. Una fonte ben nota è costituita dal sole, altre fonti, non tutte precisamente identificate, sono localizzate nella nostra galassia o anche in altre galassie.
La radiazione cosmica primaria di origine solare è costituita principalmente da protoni ed è generata dai getti solari di gas ionizzato. Essa è caratterizzata da fluttuazioni molto ampie, correlate con le variazioni casuali di campo magnetico che si verificano nell'arco degli 11 anni del ciclo solare.
La radiazione cosmica primaria extrasolare, mediamente più intensa di quella solare, ha una distribuzione nello spazio piuttosto isotropa. Essa è costituita sia da protoni sia da atomi ionizzati (con le abbondanze relative agli elementi nell'universo) i quali sono accelerati dai campi elettromagnetici presenti in varie regioni dell'universo. Non è noto il limite superiore dello spettro di energia della radiazione cosmica primaria: sono stati rivelati raggi cosmici di energia fino a 10^{20} eV, ovvero 10^{8} volte superiore all'energia raggiunta con gli attuali acceleratori di

particelle.
La radiazione cosmica secondaria, generata nelle interazioni della radiazione cosmica primaria con gli elementi dell'atmosfera, è differente da quella primaria sia nella composizione che nella distribuzione di energia. Essa è infatti costituita dai prodotti di queste interazioni e quindi da particelle più leggere, quali i leptoni e i mesoni, che non sono presenti nella componente primaria. Le diverse componenti della radiazione cosmica primaria e di quella secondaria sono indicate nella tabella 1.1.
L'intensità della radiazione cosmica, considerata nel suo insieme di componente primaria e secondaria, è poco variabile entro i primi mille metri di altitudine a partire dal livello del mare. Essa invece cresce sensibilmente alle quote più elevate, raddoppiando ogni circa duemila metri di altitudine per poi tendere a un valore praticamente costante (dovuto solo alla radiazione primaria) oltre la quota di 15 km. La presenza del campo geomagnetico è causa di una pronunciata dipendenza dell'intensità della radiazione cosmica secondaria anche in funzione della latitudine terrestre. Un indicatore utile per stimare l'entità della radiazione cosmica mediamente presente al livello del mare è la quantità di ionizzazione (numero di coppie di ioni), I_c, che essa produce in 1 cm^3 di aria in 1 secondo.
Il valore medio di I_c (rispetto alle diverse latitudini e ai diversi periodi dell'anno) è all'incirca 2 $cm^{-3}\ s^{-1}$. Il sensibile incremento della radiazione cosmica con l'altitudine oltre i mille metri rende necessario il suo monitoraggio, in particolare alle quote di 8-10 km di altitudine, per tenere sotto controllo le esposizioni del personale di bordo degli aerei, che a quelle quote trascorre una non trascurabile quantità di tempo. Le radiazioni ionizzanti dovute alla radiazione cosmica non sono solo quelle riguardanti la radiazione cosmica primaria e secondaria. La radiazione cosmica è infatti responsabile della produzione di elementi radioattivi (radionuclidi cosmogenici) che contribuiscono al fondo naturale di radiazione. Questi elementi radioattivi (emettitori prevalentemente di radiazione beta e gamma) sono continuamente prodotti nelle collisioni della radiazione cosmica con elementi stabili presenti nell'atmosfera e sulla superficie terrestre (oceani e terraferma). I radionuclidi cosmogenici sono quindi stabilmente presenti nella biosfera, anche se caratterizzati da una breve vita media. I principali radionuclidi cosmogenici sono riportati nella tabella 1.2.

1.2.2 La radioattività terrestre

La radioattività terrestre riguarda le radiazioni ionizzanti (alfa, beta e gamma) emesse dagli elementi radioattivi di origine naturale presenti nella crosta terrestre (rocce, minerali, terreni ecc.). Queste radiazioni, come tutte quelle derivanti dal fenomeno del decadimento radioattivo dei

radionuclidi (cfr. cap. 9), hanno un'energia variabile entro un intervallo compreso fra alcuni keV e alcuni MeV. La radioattività naturale terrestre è dovuta a elementi instabili radioattivi (gli elementi radioattivi primordiali) presenti nella Terra sin dalla sua formazione. Gli elementi radioattivi primordiali presenti nella crosta terrestre comprendono sia quelli che decadono direttamente in un elemento stabile, sia quelli che formano le cosiddette famiglie radioattive in cui l'elemento stabile è l'ultimo elemento della serie (cfr. cap. 9). Nella tabella 1.3 sono riportati i

Tabella 1.1 - Principali tipi di particelle presenti nelle componenti primaria e secondaria della radiazione cosmica

Componente primaria	protoni particelle alfa (circa 8%)* nuclei di elementi leggeri (circa 0,4%)* nuclei di elementi pesanti (circa 0,2%)*
Componente secondaria	fotoni elettroni mesoni μ mesoni π neutroni

*percentuali rispetto ai protoni.

Tabella 1.2 - Radionuclidi cosmogenici prodotti dalle interazioni della radiazione cosmica con elementi della biosfera e presenti nell'aria, nelle acque e nei terreni

Elemento	Tempo di dimezzamento*		Elemento	Tempo di dimezzamento*	
^{3}H	12,3	anni	^{32}P	14,3	giorni
^{7}Be	53,3	giorni	^{33}P	24,8	giorni
^{10}Be	$2,7 \cdot 10^{6}$	anni	^{34m}Cl	32	minuti
^{14}C	5730	anni	^{35}S	88	giorni
^{22}Na	2,6	anni	^{36}Cl	$3 \cdot 10^{5}$	anni
^{24}Na	15,0	ore	^{37}S	2,9	ore
^{26}Al	$7,4 \cdot 10^{5}$	anni	^{38}Cl	37,3	minuti
^{28}Mg	21,2	ore	^{39}Cl	56,2	minuti
^{31}Si	12,6	ore	^{39}Ar	269	anni
^{32}Si	280	anni	^{81}Kr	$2,1 \cdot 10^{5}$	anni

*valori arrotondati.

principali elementi primordiali che decadono direttamente in elementi stabili. Nelle tabelle 1.4 e 1.5 sono riportate le caratteristiche di due importanti famiglie radioattive, quella del Torio-232 e quella dell'Uranio-238. Le concentrazioni di ciascuno di questi elementi radioattivi possono essere molto variabili da zona a zona della biosfera. Il Potassio-40 è presente praticamente in quasi tutti i terreni e per questa sua ubiquità è un elemento radioattivo che, seppur in piccole concentrazioni, si ritrova in molti prodotti agricoli (soprattutto i cereali) e nei prodotti della dieta alimentare. Il Potassio-40 è perciò un elemento stabilmente presente

Tabella 1.3 - Elementi radioattivi presenti nella biosfera che decadono in elementi stabili

Elemento	Tempo di dimezzamento* (anni)	Elemento	Tempo di dimezzamento* (anni)
^{40}K	$1{,}3 \cdot 10^{9}$	^{150}Nd	$5 \cdot 10^{17}$
^{50}V	$1{,}4 \cdot 10^{17}$	^{147}Sm	$1{,}1 \cdot 10^{11}$
^{87}Rb	$4{,}9 \cdot 10^{10}$	^{148}Sm	$1{,}2 \cdot 10^{13}$
^{115}In	$64{,}4 \cdot 10^{14}$	^{152}Gd	$1{,}1 \cdot 10^{14}$
^{124}Sn	$2 \cdot 10^{17}$	^{174}Hf	$2 \cdot 10^{15}$
^{138}La	$1{,}1 \cdot 10^{11}$	^{176}Lu	$3{,}8 \cdot 10^{10}$
^{142}Ce	$5 \cdot 10^{16}$	^{187}Re	$4{,}3 \cdot 10^{10}$
^{144}Nd	$2{,}3 \cdot 10^{15}$	^{190}Pt	$6{,}5 \cdot 10^{11}$

*valori arrotondati.

Tabella 1.4 - Elementi radioattivi della famiglia del Torio-232

Elemento	Tempo di dimezzamento*		Elemento	Tempo di dimezzamento*	
^{232}Th	$1{,}4 \cdot 10^{10}$	anni	^{216}Po	0,16	secondi
^{228}Ra	6,7	anni	^{212}Pb	10,6	ore
^{228}Ac	6,1	ore	^{212}Bi	60,5	minuti
^{228}Th	1,9	anni	^{212}Po	$3 \cdot 10^{-7}$	secondi
^{224}Ra	3,6	giorni	^{208}Tl	3,1	minuti
^{220}Rn	55	secondi	^{208}Pb		stabile

*valori arrotondati.

anche nell'organismo umano e contribuisce quindi all'esposizione dell'uomo alle radiazioni ionizzanti. Un altro elemento di particolare importanza per il suo contributo all'esposizione delle persone alle radiazioni è il Radon-222, elemento radioattivo della famiglia dell'Uranio-238. A differenza del Potassio-40, il Radon-222 è un elemento la cui concentrazione è sensibilmente variabile a seconda delle località e questa concentrazione ha i valori maggiori nelle zone di origine vulcanica. Il Radon-222, una volta generato nei materiali uraniferi, attraversa facilmente la crosta terrestre (essendo un gas inerte) e diffonde in atmosfera dove può essere inalato dagli esseri viventi.
Il Potassio-40 e i radionuclidi delle famiglie radioattive del torio e dell'uranio (tabelle 1.3, 1.4 e 1.5) forniscono il principale contributo alla radioattività nelle rocce e nei terreni. L'abbondanza media (in peso) del Potassio-40 è confrontabile con quella dell'Uranio-238 ed è un po' minore di quella dell'Uranio-235. La radioattività dovuta alla famiglia dell'Uranio-235 (nota anche come famiglia dell'Attinio) è però trascurabile rispetto a quelle del Potassio-40 e dell'Uranio-238. I valori medi indicativi delle concentrazioni nel suolo dei capostipiti delle principali famiglie radioattive e dei principali radionuclidi che decadono in elementi stabili sono riportati nella tabella 1.6. La radiazione gamma emessa dai radionuclidi (e dalla loro progenie radioattiva) riportati nella tabella 1.6 rappresenta la quasi totalità della radiazione gamma di origine terrestre.

Tabella 1.5 - Elementi della famiglia radioattiva dell'Uranio-238

Elemento	Tempo di dimezzamento*		Elemento	Tempo di dimezzamento*	
^{238}U	$4{,}5 \cdot 10^{9}$	anni	^{218}At	1,8	secondi
^{234}Th	24,1	giorni	^{214}Bi	19,8	minuti
^{234m}Pa	1,17	minuti	^{214}Po	$162 \cdot 10^{-6}$	secondi
^{234}U	$2{,}5 \cdot 10^{5}$	anni	^{210}Tl	1,3	minuti
^{230}Th	$7{,}7 \cdot 10^{4}$	anni	^{210}Pb	22,3	anni
^{226}Ra	1602	anni	^{210}Bi	5,01	giorni
^{222}Rn	3,8	giorni	^{210}Po	138,4	giorni
^{218}Po	3	minuti	^{206}Tl	4,2	minuti
^{214}Pb	26,8	minuti	^{206}Pb		stabile

*valori arrotondati.

1.2.3 La radioattività presente nell'atmosfera e nelle acque

I radionuclidi di origine naturale normalmente presenti nell'aria (in particolare alle basse quote dell'atmosfera) sono quelli cosmogenici, in particolare il Kripton-81, il Berillio-7 (tabella 1.2) e il Radon-222 insieme alla sua progenie radioattiva (tabella 1.5).
I prodotti di decadimento del Radon-222 sono da soli i responsabili della quasi totalità della radiazione beta e gamma generata da tutti i radionuclidi presenti in atmosfera. Le concentrazioni in aria del Radon-222 sono molto variabili nel tempo e rispetto alle diverse località. Queste concentrazioni non sono sempre correlabili con le regioni da cui il radon è emesso. Infatti la vita media del Radon-222 è abbastanza lunga da far si che esso venga trasportato dal particolato atmosferico anche lontano dal posto di origine, prima che esso decada. In particolare alcuni dei prodotti di decadimento del Radon-222 con vita media relativamente lunga, come il Bismuto-210, il Piombo-210 e il Polonio-210, possono viaggiare in atmosfera per tempi ancora più lunghi ed essere perciò distribuiti nello spazio in modo poco correlabile con la localizzazione del radionuclide da cui essi originano.
Le concentrazioni dei radionuclidi di origine naturale nelle acque (sia quelle dolci che marine) sono di diversi ordini di grandezza minori di quelle esistenti nelle rocce e nei terreni. La presenza del Potassio-40 può essere tuttavia non del tutto trascurabile. Nelle fonti termali può essere presente il Radon-222, anche con importanti concentrazioni.

Tabella 1.6 - Concentrazioni medie nel suolo (a livello mondiale) dei capostipiti delle principali famiglie radioattive e dei principali radionuclidi che decadono in elementi stabili

Radionuclide	**Concentrazione** (g/grammo di suolo)
^{40}K	$1{,}5 \cdot 10^{-6}$
^{87}Rb	$4 \cdot 10^{-5}$
^{232}Th	$6 \cdot 10^{-6}$
^{238}U	$2 \cdot 10^{-6}$

1.3 Le radiazioni ionizzanti di uso medico e industriale

Le radiazioni ionizzanti sono utilizzate in svariate attività per finalità mediche, scientifiche e industriali. Fra queste, il settore delle applicazioni mediche – e in particolare quello della radioterapia oncologica – è quello in cui la dosimetria riveste la maggiore importanza. La dosimetria delle radiazioni ionizzanti in radioterapia richiede infatti una maggiore accuratezza rispetto a quella necessaria negli altri settori. Le radiazioni ionizzanti usate nella radioterapia oncologica sono in prevalenza quelle generate da acceleratori di particelle e sono costituite tipicamente da:

- fasci di elettroni e fotoni fino a 50 MeV,
- fasci di neutroni fino a 20 MeV,
- fasci di protoni fino a 250 MeV,
- fasci di ioni con numero atomico fra 2 e 18 e con energia tipicamente fra 100 e 500 MeV/u.

Nei trattamenti di radioterapia sono inoltre utilizzate sorgenti radioattive di Cobalto-60 che producono fasci di fotoni con energia media di circa 1,25 MeV. In brachiterapia – la radioterapia che utilizza sorgenti radioattive introdotte nell'organismo del paziente – sono invece utilizzate sorgenti radioattive costituite in prevalenza da radionuclidi emettitori di radiazione gamma con energia non superiore a qualche centinaio di keV.

Sempre in campo medico, diversi tipi di sorgenti di radiazione sono inoltre utilizzate nel settore della radiodiagnostica. Le principali fra queste sono macchine a raggi x con energie inferiori ai 200 keV. Sono inoltre utilizzate in radiodiagnostica numerosi tipi di sorgenti radioattive costituite da radionuclidi a breve vita media, emettitori di radiazione γ di bassa energia (da qualche decina a qualche centinaia di keV), di radiazione β^- e β^+.

Le sorgenti di radiazione utilizzate in campo industriale (radiosterilizzazione di materiali, radiografie di componenti meccaniche ecc.) sono analoghe a quelle usate in campo medico ma limitate a una più ristretta tipologia: essenzialmente macchine a raggi x con energie al di sotto dei 400 keV, acceleratori di elettroni con energie non superiori a 10 MeV, impianti di irraggiamento con sorgenti di Cobalto-60.

Esistono infine i diversi acceleratori di particelle usati per la ricerca (in particolare nella fisica delle alte energie). In questi casi tuttavia la dosimetria riguarda di norma non i fasci diretti di radiazione, ma la radiazione diffusa intorno agli impianti (all'interno e all'esterno delle schermature), per scopi essenzialmente radioprotezionistici.

La dosimetria negli impianti medici e industriali riguarda invece sia i fasci diretti sia la radiazione diffusa.

Bibliografia

UNSCEAR, *Sources and Effects of Ionizing Radiation,* 2000 Report Vol. 1: Sources, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, United Nations Publications, 2000 (www.unscear.org).

Capitolo 2

LE GRANDEZZE CARATTERISTICHE DEL CAMPO DI RADIAZIONE

2.1 Introduzione

Una sorgente naturale o artificiale di radiazioni ionizzanti genera nello spazio a essa circostante un campo di radiazione caratterizzato in ogni istante e in ogni punto dal tipo di radiazione (fotoni, elettroni, neutroni ecc.), dal numero di particelle che attraversano un elemento di volume in quel punto in un dato intervallo di tempo, dalla loro distribuzione in energia, dalla distribuzione delle loro direzioni di propagazione. Il concetto di campo di radiazione usato comunemente in dosimetria delle radiazioni ionizzanti è diverso dal concetto di campo vettoriale, come ad esempio il campo elettrico, o di campo scalare come ad esempio il campo delle temperature in una regione di spazio. Un campo di radiazione viene specificato in modo analogo a quanto si fa classicamente per un gas entro una data regione di spazio. Un campo di radiazione è l'insieme di particelle di un dato tipo (fotoni, neutroni, particelle cariche) presenti in un dato istante in una data regione di spazio e per le quali siano specificate in ogni punto della regione d'interesse determinate grandezze fisiche dette grandezze di campo o grandezze radiometriche. Queste grandezze sono quelle raccomandate dall'ICRU (cfr. ICRU 2011) e sono descritte nei paragrafi successivi. Le unità di misura di queste grandezze – e di tutte le altre introdotte nel seguito – sono quelle del Sistema Internazionale, SI (cfr. App. B).

2.2 La fluenza di particelle

Sia dN il numero di particelle di un dato tipo che, provenendo da una o più direzioni, incidono (durante un dato intervallo di tempo) su una sfera il cui centro sia in un punto P e la cui sezione massima abbia un'area da. Ciascuna particella che incide sulla sfera lungo una qualsiasi direzione ne attraversa quindi perpendicolarmente una sua sezione massima da (cfr. figura 2.1.a). Si definisce *fluenza di particelle* Φ nel punto P il rapporto tra dN e da:

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}a} \tag{2.1a}$$

La fluenza di particelle nel punto P può essere determinata, in modo alternativo, in funzione della densità delle tracce che le particelle formano all'interno di una sfera di volume dV, (cfr. figura 2.1.b). In base a questo schema, la fluenza Φ si può definire anche come il rapporto fra dL e dV:

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}V} \qquad (2.1b)$$

dove L è la somma, $\Sigma\,\ell$, delle lunghezze di tutti i segmenti, ℓ, delle tracce che le particelle entranti nel volume V con centro in P, formano all'interno di V. L'equivalenza dei valori di fluenza espressi dalla (2.1a) e dalla (2.1b) si può dimostrare ricordando che, se una sfera di raggio R, area A e volume V è attraversata da particelle, una buona stima della lunghezza media delle loro diverse possibili traiettorie all'interno della sfera, è data dal rapporto $4V/A = (4/3)R$. La definizione basata sulla (2.1b) è utile soprattutto nei calcoli Monte Carlo, tramite cui si ottengono di norma i valori medi di Φ entro volumi non infinitesimi di un mezzo irraggiato.

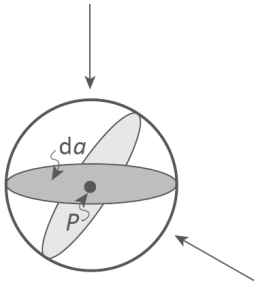


Figura 2.1.a - Sfera di sezione massima da con centro in P, rispetto alla quale si definiscono la fluenza Φ e la fluenza di energia Ψ nel punto P, di dN particelle che incidono sulla sfera da diverse possibili direzioni. La sezione da che si considera nella definizione di Φ e di Ψ è quella perpendicolare alla direzione di propagazione di ogni specifica particella incidente sulla sfera

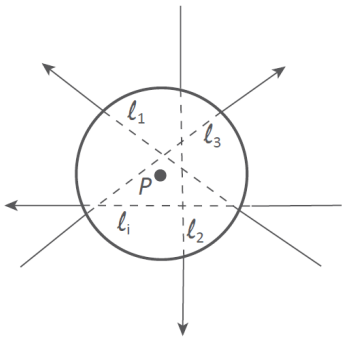


Figura 2.1.b - Sfera di volume dV con centro in P, rispetto alla quale si definisce la fluenza di particelle Φ nel punto P in funzione della somma delle lunghezze, ℓ, delle tracce che le particelle incidenti su V, formano all'interno del volume V

È utile sottolineare la distinzione fra la fluenza espressa dalla (2.1a) e la (tradizionale) definizione di fluenza espressa come:

$$\Phi = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}A} \qquad (2.1c)$$

dove dN è il numero di particelle incidenti su un piano (con orientamento prefissato) e dA è l'area della regione del piano su cui le particelle incidono (cfr. figura 2.1.c).
La fluenza espressa dalla (2.1c) è detta *fluenza planare* per distinguerla da quella espressa dalla (2.1a) detta *fluenza sferica*. Il valore della fluenza planare dipende dall'angolo d'incidenza delle particelle sul piano considerato, come è evidente anche dallo schema in figura 2.1.c. La fluenza sferica, in base alla sua definizione, è invece indipendente dall'angolo di incidenza delle particelle sulla sfera. I valori della (2.1a) e della (2.1c) coincidono quando, nella fluenza planare, si considerano solo particelle dirette perpendicolarmente sul piano d'incidenza. Nello studio delle interazioni della radiazione con la materia biologica, l'uso della fluenza planare è più restrittivo di quello della fluenza sferica. Gli effetti biologici della radiazione che irradia un volume di un mezzo dipendono infatti dal numero di particelle incidenti sul volume, non dalla loro direzione d'incidenza.
L'unità di misura della *fluenza di particelle* è m^{-2} (o, più usualmente, il sottomultiplo cm^{-2}).

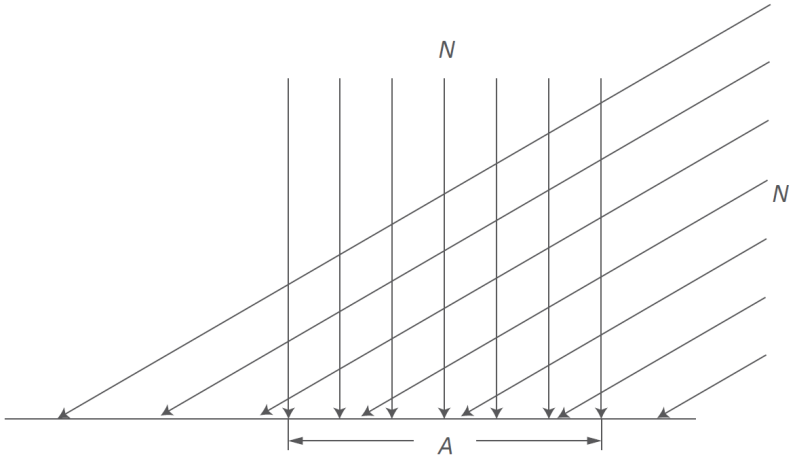


Figura 2.1.c - La fluenza planare di un numero *N* di particelle incidenti sull'area *A* di un piano, varia al variare del loro angolo d'incidenza sul piano

Le variazioni nel tempo della fluenza nel punto P sono descritte dalla grandezza *rateo di fluenza* $\dot{\Phi}$, definita come:

$$\dot{\Phi} = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}a\,\mathrm{d}t} \tag{2.2}$$

La grandezza *densità di flusso di particelle*, usata solitamente nell'ambito della fisica dei neutroni, è sinonimo di *rateo di fluenza di particelle*.
L'unità di misura del *rateo di fluenza di particelle* (e della *densità di flusso di particelle*) è $\mathrm{m^{-2}\,s^{-1}}$ (o, più usualmente, il sottomultiplo $\mathrm{cm^{-2}\,s^{-1}}$).

2.3 Il flusso di particelle

Il *flusso di particelle*, $\dot{N}$, è definito come il rapporto tra dN e dt:

$$\dot{N} = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} \tag{2.3}$$

dove dN è il numero di particelle che attraversano una data superficie nell'intervallo di tempo dt. L'unità di misura del *flusso di particelle* è $\mathrm{s^{-1}}$.

2.4 L'energia radiante, la fluenza di energia, la radianza di particelle e la radianza di energia

In un campo di radiazioni ionizzanti si definisce *energia radiante* R la somma delle energie delle particelle (cariche e neutre) di quel campo, con esclusione delle energie a riposo.
Sia dR l'energia radiante trasportata dalle particelle che incidono su una sfera di sezione massima da con centro in un punto P (fig. 2.1.a). Si definisce *fluenza di energia* Ψ nel punto P il rapporto tra dR e da:

$$\Psi = \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}a} \tag{2.4}$$

L'unità di misura della fluenza di energia è $\mathrm{J\,m^{-2}}$ (o il sottomultiplo $\mathrm{J\,cm^{-2}}$).
Nel SI viene accettato come unità di misura dell'energia delle radiazioni ionizzanti, l'uso dell'elettronvolt (simbolo eV con i multipli keV, MeV ecc.) pur non appartenendo questa unità di misura al SI. La *fluenza di energia* si può quindi misurare anche in termini di, ad esempio, $\mathrm{MeV\,m^{-2}}$, $\mathrm{keV\,cm^{-2}}$ ecc.
Nel caso di radiazione monocromatica di energia E si ha che $\mathrm{d}R = E \cdot \mathrm{d}N$ e quindi vale nel punto P la relazione:

$$\Psi = E\,\Phi \tag{2.5}$$

Nel caso di radiazione non monocromatica avente una distribuzione di

energia compresa fra E_{min} ed E_{max}, si ha inoltre:

$$\Psi = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E E \, \mathrm{d}E \tag{2.6}$$

dove $\Phi_E = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}E$ denota la distribuzione, rispetto all'energia, della fluenza di particelle e $\mathrm{d}\Phi = \Phi_E \mathrm{d}E$ indica la fluenza di particelle con energia compresa tra E e $E+\mathrm{d}E$. Nel caso in cui la radiazione non sia unidirezionale ma abbia una distribuzione angolare, si denota con $\Phi_\Omega = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}\Omega$ la distribuzione rispetto all'angolo solido, essendo $\mathrm{d}\Phi = \Phi_\Omega \mathrm{d}\Omega$ la fluenza delle particelle che si propagano entro un angolo solido compreso tra Ω e $\Omega+\mathrm{d}\Omega$. In generale, la funzione $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}X = \Phi_X$ indica la distribuzione della fluenza di particelle rispetto alla variabile X.
In analogia al rateo di fluenza, si definisce il *rateo di fluenza di energia*:

$$\dot{\Psi} = \frac{\mathrm{d}\Psi}{\mathrm{d}t} \tag{2.7}$$

ovvero, nel caso di radiazione con una distribuzione di energia,

$$\dot{\Psi} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{\mathrm{d}\Phi_E}{\mathrm{d}t} E \, \mathrm{d}E \tag{2.8}$$

L'unità di misura del *rateo di fluenza di energia* è J m^{-2} s^{-1} o W m^{-2} o MeV m^{-2} s^{-1}, con i rispettivi sottomultipli.
In un campo di radiazione è sovente necessario specificare la *radianza di particelle*, $\dot{\Phi}_\Omega$, definita come:

$$\dot{\Phi}_\Omega = \frac{\mathrm{d}\dot{\Phi}}{\mathrm{d}\Omega} \tag{2.9}$$

dove $\mathrm{d}\dot{\Phi}$ è il *rateo della fluenza* delle particelle che si propagano lungo una specificata direzione entro l'elemento di angolo solido $\mathrm{d}\Omega$. L'unità di misura della *radianza di particelle* è m^{-2} s^{-1} sr^{-1}.
Analogamente alla radianza di particelle, si definisce la *radianza di energia*, $\dot{\Psi}_\Omega$, come:

$$\dot{\Psi}_\Omega = \frac{\mathrm{d}\dot{\Psi}}{\mathrm{d}\Omega} \tag{2.10}$$

dove $\mathrm{d}\dot{\Psi}$ è il *rateo della fluenza di energia* delle particelle che si propagano lungo una specificata direzione entro l'elemento di angolo solido $\mathrm{d}\Omega$. L'unità di misura della *radianza di energia* è W m^{-2} sr^{-1}.

Bibliografia

ICRU Report 85, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2011.

Capitolo 3

COEFFICIENTI DI INTERAZIONE DELLA RADIAZIONE CON UN MEZZO

3.1 Introduzione

Le radiazioni ionizzanti che incidono su un mezzo interagiscono con esso con modalità diverse, dipendenti dalle caratteristiche del mezzo, dal tipo e dall'energia della radiazione. Per illustrare i diversi modi d'interagire della radiazione con la materia, è utile partire da una classificazione delle radiazioni ionizzanti suddividendole in due categorie: a) le radiazioni direttamente ionizzanti, b) le radiazioni indirettamente ionizzanti.
Sono "direttamente ionizzanti" le radiazioni costituite da particelle cariche (elettroni, protoni, particelle alfa ecc.). Esse ionizzano in modo diretto gli atomi di un mezzo, mediante la successione di interazioni che ciascuna particella ha lungo tutto il proprio percorso in quel mezzo.
Sono "indirettamente ionizzanti" le radiazioni costituite da particelle non cariche, quali ad esempio i fotoni e i neutroni. Esse causano in modo indiretto le ionizzazioni nel mezzo attraversato, tramite le particelle cariche che esse liberano a seguito delle loro interazioni (ionizzazioni o reazioni nucleari) con quel mezzo.
Le particelle cariche liberate dalla radiazione indirettamente ionizzante (la radiazione primaria) sono dette "particelle cariche secondarie". La ionizzazione in un mezzo irradiato da radiazione indirettamente ionizzante è dovuta essenzialmente alle particelle cariche secondarie. Il numero di particelle cariche liberate dalla radiazione primaria è infatti trascurabile rispetto a quello derivante dalle ionizzazioni che queste stesse particelle (secondarie) causano lungo il loro percorso nel mezzo. Quando la radiazione primaria è costituita da particelle direttamente ionizzanti (elettroni, protoni ecc.), le particelle cariche secondarie sono gli elettroni (gli "elettroni secondari") da essa liberati nei processi di ionizzazione del mezzo irradiato.
I coefficienti di interazione sono grandezze fisiche che permettono di valutare quantitativamente le variazioni di alcune caratteristiche (come la fluenza e l'energia) della radiazione quando essa interagisce con un mezzo. Le radiazioni interagiscono in modi differenti con la materia, a seconda che esse siano direttamente o indirettamente ionizzanti. Perciò i coefficienti di interazione relativi a queste due categorie di radiazioni sono trattati distintamente.
Per le particelle cariche, le interazioni prevalenti alle energie di principale interesse in fisica medica e in radioprotezione, sono quelle con i campi elettrici generati dagli elettroni e dai nuclei del mezzo. A seguito di queste interazioni (diffusioni elastiche e anelastiche) le particelle perdono

energia (i positroni possono anche annichilarsi) e terminano il loro percorso nel mezzo quando tutta la loro energia cinetica iniziale è stata persa. Il coefficiente d'interazione che descrive la perdita di energia cinetica delle particelle cariche lungo il loro percorso in un mezzo è il *potere frenante* del mezzo (§ 3.3). Le particelle cariche pesanti interagiscono (in quanto adroni) anche con il campo delle forze nucleari nel mezzo e, a seguito di ciò, possono essere assorbite.
Alle energie di maggiore interesse in fisica medica e in radioprotezione, le interazioni nucleari sono di norma trascurabili per i protoni, potendo invece non esserlo per i fasci di ioni usati in adroterapia (cfr. § 10.2). In generale, il processo che alle energie qui considerate caratterizza maggiormente il passaggio delle particelle cariche in un mezzo non è l'assorbimento ma la perdita di energia.
Le particelle neutre (fotoni, neutroni) possono, a differenza delle particelle cariche, attraversare uno spessore finito di materiale senza subire alcuna interazione, oppure essere assorbite a una qualsiasi profondità nel mezzo. Un fotone ad esempio – come anche un neutrone – può percorrere spessori anche non piccoli di un mezzo senza interagire, o scomparire non appena incide su di esso se la sua prima interazione è un processo di assorbimento. I fotoni e i neutroni sono assorbiti a seguito di interazioni di tipo elettromagnetico e nucleare, rispettivamente.
Le particelle neutre possono, come quelle cariche, subire anche processi di diffusione. La probabilità che i processi di diffusione di una particella neutra siano più o meno frequenti rispetto a quelli di assorbimento dipende dalle caratteristiche del mezzo, dal tipo e dall'energia della radiazione.
La diffusione delle particelle neutre può causare una riduzione della loro fluenza così come il loro assorbimento se, dopo essere stata diffusa, la particella si propaga lungo una direzione molto diversa da quella iniziale avendo una trascurabile probabilità di rientrare nel fascio originario. In tal caso si ha, lungo la direzione iniziale di propagazione, una graduale riduzione della fluenza causata non solo dai processi di assorbimento ma anche da quelli di diffusione.
Il fenomeno dell'attenuazione della fluenza è quindi per le particelle neutre più rappresentativo rispetto al fenomeno della perdita di energia che invece caratterizza maggiormente il passaggio delle particelle cariche in un mezzo.
Il coefficiente d'interazione che descrive l'attenuazione della fluenza delle particelle neutre in un mezzo è il *coefficiente di attenuazione* illustrato, unitamente ad altri coefficienti d'interazione ad esso collegati, nel paragrafo seguente per i fotoni e nel § 3.4 per i neutroni.

3.2 Coefficienti di interazione per i fotoni

I fotoni che attraversano un mezzo possono: a) interagire con il mezzo ed essere rimossi dalla loro iniziale direzione di propagazione, b) non interagire e attraversare il mezzo. L'attenuazione della fluenza di fotoni che si propagano in un mezzo è misurata dalla frazione dei fotoni originari che, a seguito dei diversi tipi di interazione, man mano scompaiono lungo la direzione iniziale di propagazione.
Il *coefficiente di attenuazione lineare*, il *coefficiente di trasferimento di energia* e il *coefficiente di assorbimento di energia* sono le grandezze fisiche (cfr. ICRU 2011) che descrivono quantitativamente il passaggio dei fotoni in un mezzo.

3.2.1 Coefficiente di attenuazione

Se N fotoni di identica energia E attraversano uno spessore dl di un dato materiale, m, la frazione dei fotoni, dN/N, che in media subisce interazioni nell'attraversare quello spessore sarà proporzionale a dl e si può esprimere come:

$$\frac{\mathrm{d}N}{N} = \mu \mathrm{d}l \tag{3.1}$$

dove il fattore di proporzionalità μ è il *coefficiente di attenuazione lineare* per il materiale e i fotoni considerati. Si ha quindi:

$$\mu = \frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}l} \tag{3.2}$$

In base alla (3.2) la probabilità che un fotone di energia E abbia un'interazione nell'attraversare un tratto dl del mezzo m, è data da μdl. Il coefficiente μ, avente le dimensioni dell'inverso di una lunghezza, non dipende dalla fluenza della radiazione incidente ma solo dalle proprietà del mezzo e dal tipo e dall'energia della radiazione. Il valore di μ può essere particolarmente elevato (anche molto maggiori di 1) se è elevata la probabilità d'interazione della radiazione considerata entro spessori anche molto piccoli del mezzo m. L'unità di misura del *coefficiente di attenuazione lineare* è m^{-1} (o, più usualmente, il sottomultiplo cm^{-1}).
La definizione di μ qui riferita ai fotoni, si applica a qualsiasi altro tipo di radiazione, in particolare ai neutroni (cfr. § 3.4), il cui passaggio in un mezzo è caratterizzato dal fenomeno dell'assorbimento (radiazioni indirettamente ionizzanti).
La conoscenza di μ è essenziale in dosimetria a partire dai problemi in cui si vuole conoscere la fluenza di particelle indirettamente ionizzanti che

attraversano un dato spessore di un mezzo specificato. Se (-dΦ) è la variazione che la fluenza, Φ, delle particelle subisce in media nell'attraversare uno spessore dl del mezzo, si ha dalla (3.1): dΦ/Φ = -μdl, essendo (dΦ/Φ) = -(dN/N). Se si vuol sapere quanto vale la fluenza $\Phi(L)$ a un dato spessore L del mezzo (supposto omogeneo), si integra la relazione precedente ottenendo:

$$\int_{\Phi_0}^{\Phi} \frac{\mathrm{d}\Phi}{\Phi} = -\int_0^L \mu \mathrm{d}l \tag{3.3}$$

da cui deriva la ben nota legge esponenziale per l'attenuazione di un fascio di fotoni monoenergetici:

$$\Phi(L) = \Phi_0 \, \mathrm{e}^{-\mu L} \tag{3.4}$$

dove Φ_0 è la fluenza dei fotoni incidenti sul materiale m e $\Phi(L)$ è la fluenza di quei fotoni incidenti che hanno attraversato lo spessore L di quel materiale. L'equazione (3.4) relativa a un fascio di fotoni monoenergetici può essere generalizzata al caso in cui i fotoni incidenti abbiano uno spettro di energie da E_{min} a E_{max}:

$$\Phi(L) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E \, \mathrm{e}^{-\mu(E)L} \mathrm{d}E \tag{3.5}$$

dove Φ_E è la distribuzione, rispetto all'energia, della fluenza dei fotoni incidenti (cfr. § 2.4) e $\mu(E)$ è il coefficiente di attenuazione per i fotoni di energia E.

Nel calcolo delle schermature, il cui fine è determinare lo spessore di un materiale in grado di attenuare di una data percentuale la fluenza dei fotoni provenienti da una sorgente, la (3.5) deve essere usata con qualche precauzione. La fluenza $\Phi(L)$ data dalla (3.5) riguarda solo i fotoni che attraversano un dato spessore di materiale senza avere interazioni e che emergono quindi dopo quello spessore con l'energia iniziale E_0 dei fotoni incidenti. In realtà i fotoni presenti in un qualsiasi punto oltre una schermatura includono sempre una componente di fotoni diffusi, generati da quella frazione dei fotoni incidenti che hanno interagito nel mezzo. Questi fotoni diffusi, emergenti oltre la schermatura con un'energia $E < E_0$, non sono inclusi nel computo di $\Phi(L)$ dato dalla (3.5). In generale i fotoni effettivamente presenti dopo una schermatura sono quindi sempre più numerosi di quelli che si ottengono dalla (3.5). Tramite la (3.5) si può determinare il numero di fotoni effettivamente presenti oltre una schermatura solo se si è nelle condizioni sperimentali di "buona geometria" illustrate nella figura 3.1. Tali condizioni non vengono però attuate, né sarebbe utile farlo, nelle normali schermature realizzate per

scopi protezionistici. Si può tuttavia basare il calcolo di schermature reali a partire dalla (3.5) se in questa relazione si introduce un fattore correttivo ottenendo:

$$\Phi(L) = B \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E \, \mathrm{e}^{-\mu(E)L} \, \mathrm{d}E \tag{3.6}$$

dove B, detto fattore di "build-up" (accumulo), è un fattore correttivo maggiore di 1 con cui si tiene conto del fatto che i fotoni presenti in un punto P oltre la schermatura possono includere sia i fotoni primari (non diffusi) che la radiazione secondaria diffusa. In base alla sua definizione, la formulazione più generale per il calcolo di B in una data situazione sperimentale è:

$$B(P) = \frac{\int_{E_1}^{E_2} [\Psi_E(P,E)]_p \, \mathrm{d}E + \int_{E_1'}^{E_2'} [\Psi_E(P,E)]_s \, \mathrm{d}E}{\int_{E_1}^{E_2} [\Psi_E(P,E)]_p \, \mathrm{d}E} = 1 + \frac{\int_{E_1'}^{E_2'} [\Psi_E(P,E)]_s \, \mathrm{d}E}{\int_{E_1}^{E_2} [\Psi_E(P,E)]_p \, \mathrm{d}E} = 1 + \frac{\Psi_s(P)}{\Psi_p(P)} \tag{3.7}$$

dove, con riferimento allo schema in figura 3.1, $B(P)$ è il fattore di build-up relativo a un punto P situato oltre la schermatura di spessore L, $[\Psi_E(P,E)]_p$ è la distribuzione, rispetto all'energia, della fluenza di energia

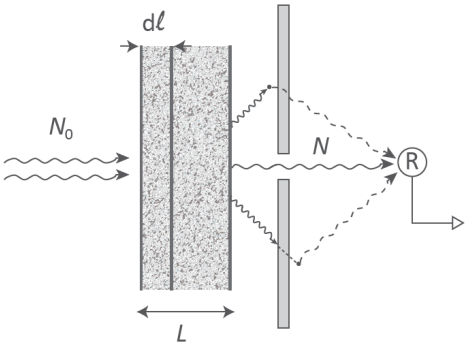


Figura 3.1 - L'attenuazione subita da un fascio di fotoni nell'attraversare lo spessore L di un materiale si determina sperimentalmente misurando con un rivelatore (R) il numero di fotoni che, non avendo interagito nello spessore L, incidono sul rivelatore. La misura deve essere effettuata in condizioni di "buona geometria". Queste condizioni sperimentali possono essere realizzate ponendo prima del rivelatore un diaframma con apertura e dimensioni tali da rendere trascurabile il numero di quei fotoni che, diffusi nel materiale o nell'aria (come schematizzato dal tratteggio), potrebbero in assenza del diaframma essere intercettati dal rivelatore

nel punto P di quei fotoni primari di energia E che hanno attraversato la schermatura senza interagire, $[\Psi_E(P,E)]_s$ è la distribuzione, rispetto all'energia, della fluenza di energia nel punto P dei fotoni secondari diffusi che sono presenti nel punto P con energia E, gli intervalli di integrazione (E_1, E_2) e (E'_1, E'_2) corrispondono rispettivamente agli intervalli di energia dei fotoni primari e di quelli diffusi. La fluenza dei fotoni diffusi si determina in funzione dello spettro di energia e della distribuzione spaziale dei fotoni incidenti, e in base alle caratteristiche della schermatura (tipo di materiale, spessore, forma ecc.).
I metodi analitici per il calcolo di B sono basati sull'equazione di Boltzmann per il trasporto dei fotoni in un mezzo o su schemi più semplificati che approssimano le condizioni sperimentali del campo di radiazione e del mezzo assorbitore. Per una rassegna di questi metodi si rinvia al riferimento riportato in bibliografia (Fitzgerald *et al.*). Un'alternativa ai metodi analitici, di norma laboriosi e spesso approssimativi, è costituita dal calcolo di B mediante simulazioni di Monte Carlo. I valori di B calcolati per una data configurazione sperimentale non si applicano a configurazioni che siano sensibilmente diverse. Il fattore B può anche essere determinato sperimentalmente confrontando i valori di $\Phi(L)$ misurati in condizioni di buona geometria e nelle condizioni d'uso della schermatura reale.
In base alla (3.4) l'inverso del coefficiente di attenuazione lineare, μ^{-1}, rappresenta la distanza media nel mezzo m alla quale una fluenza di fotoni (di identica energia E) si riduce di un fattore $1/e$. La grandezza μ^{-1} indica anche la distanza media, λ, del mezzo m che i fotoni specificati percorrono senza subire interazioni, ovvero la distanza media percorsa da uno di quei fotoni fra un'interazione e quella successiva. La grandezza λ è detta *cammino libero medio* relativo ai fotoni di una specificata energia e a un dato mezzo *m.* Il parametro λ è di particolare utilità in dosimetria e nei calcoli di trasporto di fasci di fotoni in un mezzo.
Il significato fisico di λ può essere dedotto in base alla definizione di valore medio di una variabile continua aleatoria, x, di cui $f(x)$ è la funzione di densità di probabilità (*fdp*). A tal fine è utile scrivere la (3.4) come:

$$P(l) = e^{-\mu l} \tag{3.8}$$

dove $P(L)$ è la probabilità che un fotone attraversi lo spessore l del mezzo senza subire interazioni. La probabilità che quel fotone, dopo aver attraversato lo spessore l senza interagire, abbia una collisione nel tratto dl compreso fra l e l + dl è data quindi da:

$$P^*(l)\mathrm{d}l = P(l)\mu\,\mathrm{d}l = \mathrm{e}^{-\mu l}\,\mu\,\mathrm{d}l \tag{3.9}$$

essendo μdl la probabilità che un fotone abbia una interazione nel tratto

dl (cfr. eq. 3.1). La (3.9) fornisce la funzione $f(l)$ - la *fdp* della variabile l - poiché $f(l)\mathrm{d}l$ è per sua definizione data da $P^*(l)\mathrm{d}l$. La distanza media, $\bar{l}$, che i fotoni incidenti su un mezzo m percorrono prima di subire al suo interno una collisione, si può determinare come valore atteso della variabile casuale continua l e quindi:

$$\bar{l} = \int_0^\infty l f(l)\mathrm{d}l = \int_0^\infty l P^*(l)\mathrm{d}l = \int_0^\infty l\mu\, \mathrm{e}^{-\mu l}\mathrm{d}l = \frac{1}{\mu} = \lambda \qquad (3.10)$$

dove, per definizione di *fdp*, $\int_0^\infty f(\mathrm{l})\mathrm{d}l = 1$ (cfr. Appendice A).
Il *cammino libero medio,* λ, è una grandezza che è riferita non solo ai fotoni, ma anche a quei tipi di particelle - come i neutroni (cfr. § 3.4) – per le quali sia appropriato definire il coefficiente di attenuazione espresso dalla (3.2).
Nell'intervallo di energie di maggiore interesse per la dosimetria, i processi più importanti per l'attenuazione dei fotoni sono la diffusione coerente, l'assorbimento fotoelettrico, la diffusione Compton e la produzione di coppie. Il coefficiente di attenuazione μ può quindi essere espresso come somma dei coefficienti relativi a ciascuno di questi processi, ovvero:

$$\mu = \tau + \sigma_C + \sigma_R + \kappa \qquad (3.11)$$

dove τ, σ_C, σ_R e κ sono le componenti di μ dovute, rispettivamente, all'effetto fotoelettrico, alla diffusione Compton, alla diffusione coerente (diffusione Rayleigh) e alla produzione di coppie. I coefficienti τ, σ_C , σ_R e κ si calcolano in funzione delle sezioni d'urto dei diversi processi coinvolti (cfr. § 3.2.4). Nella figura 3.2 è mostrato, per alcuni materiali di densità ρ, l'andamento del rapporto μ/ρ, detto coefficiente di attenuazione massico (cfr. § 3.2.4), in funzione dell'energia dei fotoni.
Nella figura 3.3 sono mostrati, per diversi valori di Z dell'assorbitore, gli intervalli di energia dei fotoni in cui i diversi tipi di effetti (fotoelettrico, Compton e creazione di coppie) sono predominanti fra i diversi possibili tipi di interazione.

3.2.2 Coefficiente di trasferimento di energia

Il coefficiente di attenuazione consente di determinare la frazione dei fotoni rimossi dalla loro originaria direzione di propagazione in funzione dello spessore del mezzo che essi attraversano. Il coefficiente di attenuazione non fornisce, in modo esplicito, informazioni sulla probabilità di trasferire energia alla materia attraversata dai fotoni. In dosimetria è d'altra parte molto importante conoscere l'energia che i fotoni sono in grado di trasferire, come energia cinetica, alle particelle cariche da essi liberate (le particelle cariche secondarie). Come si vedrà più

in dettaglio nel capitolo 4, l'energia che è persa dalle particelle cariche è quella che essenzialmente interessa nel valutare l'energia depositata nel mezzo e gli effetti ad essa conseguenti. A tal fine è necessario introdurre un ulteriore coefficiente di interazione che tenga conto dell'energia trasferita dai fotoni al mezzo attraversato. Si consideri un fascio di fotoni monoenergetici di energia *E*. Se $\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr}$ è l'energia media trasferita come

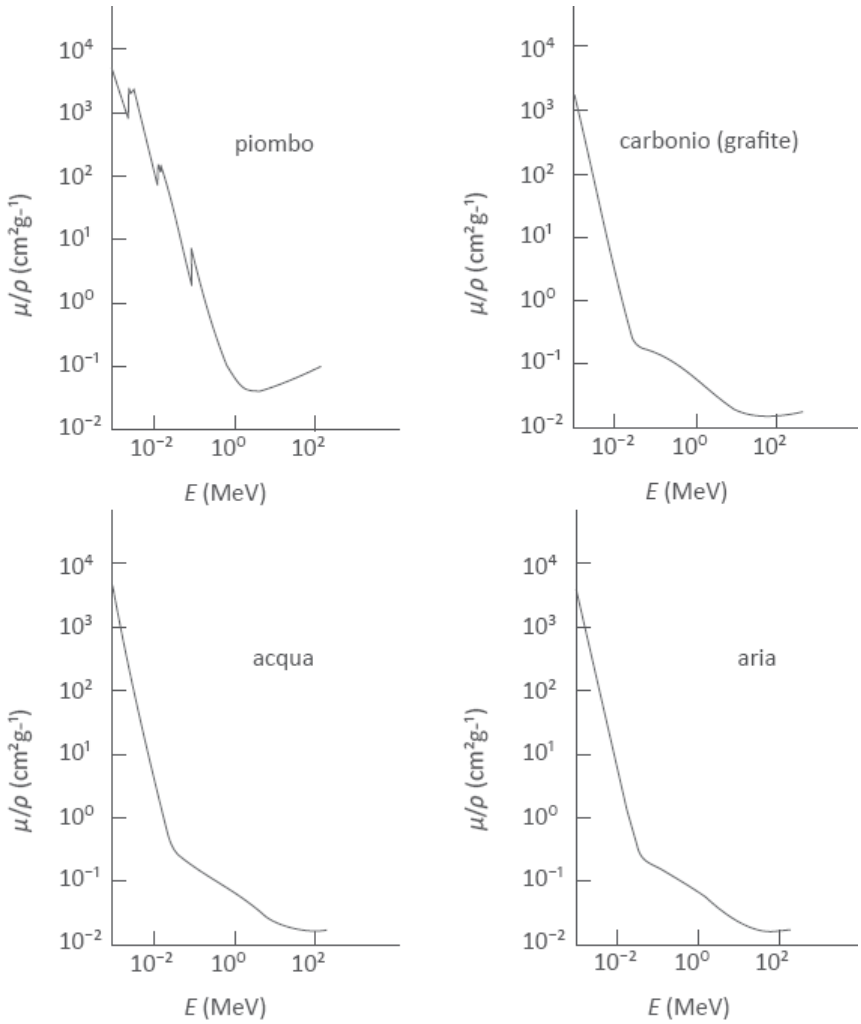


Figura 3.2 - Andamento del coefficiente di attenuazione massico, μ/ρ, in funzione dell'energia dei fotoni, per alcuni materiali di interesse dosimetrico con diverso numero atomico e diversa densità ρ: piombo, carbonio (grafite), acqua e aria (curve ottenute con dati di Hubbell et al, 1995)

energia cinetica alle particelle cariche secondarie (tipicamente elettroni) a seguito delle interazioni che ciascun fotone ha avuto nel tratto dl, la quantità $\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr}$ si potrà esprimere come:

$$\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr} = E\mu_{tr}\mathrm{d}l \tag{3.12}$$

dove il fattore di proporzionalità μ_{tr} è il *coefficiente di trasferimento di energia* per il materiale e i fotoni considerati.
Il coefficiente μ_{tr} è quindi definito come:

$$\mu_{tr} = \frac{1}{E}\frac{\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr}}{\mathrm{d}l} \tag{3.13}$$

ed ha, come il coefficiente di attenuazione lineare μ, le dimensioni dell'inverso di una lunghezza. Il concetto di energia trasferita, particolarmente importante per alcune grandezze dosimetriche descritte nel seguito sarà approfondito successivamente (cfr. § 4.3, eq. 4.4a e 4.4b) quando sarà definita in modo più dettagliato la grandezza *energia trasferita*, ε_{tr}.
Analogamente al coefficiente di attenuazione lineare, anche il coefficiente di trasferimento di energia può essere espresso come combinazione delle sue diverse componenti:

$$\mu_{tr} = \tau_{tr} + (\sigma_C)_{tr} + \kappa_{tr} \tag{3.14}$$

dove τ_{tr}, $(\sigma_C)_{tr}$ e κ_{tr} sono i contributi a μ_{tr} derivanti dai trasferimenti di energia causati, rispettivamente, da: effetti fotoelettrici, diffusioni Compton e creazione di coppie. Dal confronto della (3.14) con la (3.11) si

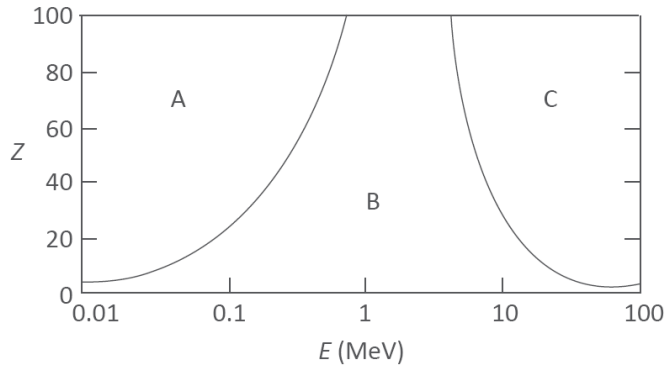


Figura 3.3 - Regioni di energia (A, B, C) in cui predominano i diversi tipi di interazione (A: effetto fotoelettrico; B: effetto Compton; C: creazione di coppie) in funzione del numero atomico *Z* del materiale, nell'intervallo di energia *E* dei fotoni da 10 keV a 100 MeV (curve ottenute con dati di Evans)

evidenzia nella (3.14) l'assenza del termine dovuto alla diffusione Rayleigh in quanto, in questo processo, i fotoni non hanno perso (e quindi trasferito) energia dopo essere stati diffusi. Il coefficiente μ_{tr} si può esprimere in funzione di μ in quanto il rapporto $(\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr}/E)$ nella (3.13) è dato da:

$$\frac{\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr}}{E} = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\Phi}\frac{(\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{tr}}{h\nu} \tag{3.15}$$

dove $(\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{tr}$ è l'energia che un fotone di energia $h\nu$, del fascio incidente di fluenza Φ, trasferisce in media a particelle cariche secondarie. Dalla (3.2), (3.13) e (3.15) si ha quindi:

$$\mu_{tr} = \mu\,\frac{(\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{tr}}{h\nu} \tag{3.16}$$

In base alla (3.16), le componenti di μ_{tr} (cfr. eq. 3.14) si ottengono in funzione di quelle di μ (cfr. eq. 3.11) sapendo che non tutta l'energia persa dai fotoni si trasforma, nelle diverse interazioni, in energia cinetica degli elettroni secondari e deducendo da ciò l'espressione di $(\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{tr}$ per ciascun tipo di interazione. Si ha pertanto:

$$a)\ \tau_{tr} = \tau\left(1-\frac{\delta}{h\nu}\right),\quad b)\ (\sigma_C)_{tr} = \sigma_C\frac{E_e}{h\nu},\quad c)\ \kappa_{tr} = \kappa\left(1-\frac{2m_0c^2}{h\nu}\right) \tag{3.17}$$

dove δ (eq. 3.17a) è l'energia di legame relativa all'orbitale da cui è stato espulso un elettrone per effetto fotoelettrico, E_e (eq. 3.17b) è l'energia cinetica dell'elettrone liberato dal fotone incidente a seguito di un effetto Compton, la quantità $2m_0c^2$ (eq. 3.17c) è l'energia spesa dal fotone incidente per creare le masse della coppia elettrone-positrone, essendo m_0 la massa a riposo dell'elettrone.

3.2.3 Coefficiente di assorbimento di energia

Quando i fotoni interagiscono con un mezzo essi liberano particelle cariche secondarie (tipicamente elettroni) alle quali hanno trasferito parte della loro energia. Le particelle cariche secondarie, a loro volta, possono perdere la loro energia cinetica essenzialmente in due modi: a) per collisioni coulombiane con gli elettroni atomici (ionizzazioni ed eccitazioni); b) a seguito di processi radiativi lungo il loro percorso. Nel primo caso l'energia delle particelle secondarie viene, nella maggioranza degli eventi, ceduta al mezzo "localmente", cioè dove le singole collisioni hanno avuto luogo. Infatti gli elettroni del mezzo che hanno subìto i processi di collisione da parte delle particelle cariche secondarie ricevono in media un'energia molto bassa, tale da potersi assumere che essa non

sia trasportata (fanno eccezione a riguardo i raggi delta, come sarà illustrato nel § 3.3.2). Nell'altro caso la pur bassa energia dei fotoni emessi in processi radiativi, sarà trasportata mediamente lontano dal punto in cui essi sono stati generati. I processi radiativi sono quelli in cui le perdite di energia cinetica delle particelle cariche danno luogo a radiazione di frenamento (bremsstrahlung), a emissione di fotoni per annichilazione in volo di positroni, a radiazione di fluorescenza conseguente a collisioni delle particelle cariche nel mezzo. Il coefficiente μ_{tr} tiene solo conto dell'energia cinetica trasferita dai fotoni agli elettroni secondari, senza distinguere se questi ultimi depositano questa energia nell'elemento di volume dove interagiscono o lontano da esso. Come sarà ulteriormente evidenziato nel seguito (cfr. § 4.2), in dosimetria interessa correlare l'energia che, una volta persa dalla radiazione in un elemento di massa dm, viene poi ceduta – nel senso di depositata e trattenuta – nello stesso elemento dm. Per tener conto di questa correlazione si introduce il *coefficiente di assorbimento di energia*, μ_{en}, dato da:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}\,(1-g) \tag{3.18}$$

dove g è la frazione dell'energia cinetica delle particelle cariche secondarie da esse persa, in media, a seguito di processi radiativi lungo il loro percorso di rallentamento nel mezzo.
Analogamente al coefficiente μ_{tr} (cfr eq. 3.16), μ_{en} (che ha come μ_{tr} e μ le dimensioni dell'inverso di una lunghezza) può essere espresso per i fotoni come:

$$\mu_{en} = \mu\,\frac{(\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{en}}{h\nu} \tag{3.19}$$

dove $(\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{en} = (\bar{\varepsilon}_{h\nu})_{tr}(1-g)$ (cfr. eq. 3.16 e 3.18) è l'energia che è in media trasferita da un fotone di energia $h\nu$ a particelle cariche secondarie e che da quest'ultime viene poi persa non tramite processi radiativi ma solo a seguito di ionizzazioni ed eccitazioni. In base alla sua definizione μ_{en} è correlabile, sotto opportune condizioni (cfr. § 5.3 e § 12.2), all'energia che le particelle cariche secondarie cedono "localmente". Anche μ può, come μ_{tr} (cfr. eq. 3.14), essere espressa come somma delle sue componenti: τ_{en}, $(\sigma_C)_{en}$ e κ_{en}, determinabili in funzione di quelle di μ (cfr. eq. 3.11) in base alle (3.17) e alla (3.18). Il coefficiente μ_{en} è tanto minore di μ_{tr} quanto maggiore è g e quindi all'aumentare dell'energia dei fotoni e del numero atomico Z del materiale da essi attraversato. Alle energie e nei mezzi di maggiore interesse in dosimetria, g è inferiore a 0,01 (per gli elettroni liberati dai raggi γ del ^{60}Co in aria, g = 0,003).

3.2.4 I coefficienti di interazione e le sezioni d'urto

I coefficienti di interazione introdotti nei paragrafi precedenti dipendono

dalle *sezioni d'urto* per i diversi tipi di interazione coinvolti. Si consideri a tal fine un fascio di n particelle (cariche o neutre) di un dato tipo e di una data energia che incida uniformemente su uno strato di materiale di spessore dl, contenente un numero N_V di specificate entità bersaglio (atomi o nuclei o particelle ecc.) per unità di volume uniformemente distribuite nel mezzo. Fra le n particelle incidenti e le entità bersaglio considerate possono aver luogo nello spessore dl, in modo casuale e fra loro indipendente, dn interazioni di un dato tipo. Questo numero dn può essere quindi espresso come:

$$\mathrm{d}n = \sigma\, n\, N_V\, \mathrm{d}l \tag{3.20}$$

dove il coefficiente di proporzionalità σ è la *sezione d'urto* della entità bersaglio di interesse, per l'interazione e per le particelle considerate. Il prodotto N_V dl corrisponde al numero delle entità bersaglio contenute in un volume del mezzo con spessore dl e sezione di area unitaria. Ponendo N_V dl = N_S, si ha dalla (3.20): $\sigma = (\mathrm{d}n/n)(1/N_S)$ dove N_S rappresenta il numero di entità bersaglio per unità di area con cui le particelle che attraversano lo spessore dl possono interagire

La sezione d'urto σ di una specificata entità bersaglio, per una specificata interazione, denota quindi la frazione delle particelle di un dato tipo ed energia che ha subìto quella interazione nell'attraversare uno spessore di un mezzo in cui sono contenute N_S entità bersaglio per unità di area. La sezione d'urto σ è pertanto la probabilità che si abbia l'interazione specificata quando una singola particella incidente attraversa un mezzo in cui è presente, lungo tutto lo spessore attraversato, una singola entità bersaglio per unità di area. Ne consegue che σ si può esprimere anche come (ICRU 2011):

$$\sigma = \frac{N}{\Phi} \tag{3.21}$$

dove N è il numero di interazioni che si hanno in media per unità di entità bersaglio nel mezzo esposto uniformemente a una fluenza Φ di particelle. La sezione d'urto di una data entità bersaglio dipende dal tipo di interazione e dalle proprietà delle particelle incidenti. Essa ha le dimensioni di una superficie ed è quindi misurata in m^2 (e sottomultipli) o in "barn", l'unità speciale di misura SI tale che: 1 barn (1 b) = 10^{-28} m^2. Per una data interazione si è spesso interessati a conoscere, anche in dosimetria, non solo la probabilità che essa avvenga ma che avvenga con specificate modalità. I casi più tipici riguardano quelle interazioni, come i processi di diffusione fra una particella incidente e un bersaglio, in cui si voglia conoscere la frazione di particelle diffuse in una data direzione entro un elemento di angolo solido dΩ, oppure la frazione di particelle diffuse a una data energia entro un intervallo dE. A tale scopo si utilizza

la *sezione d'urto differenziale,* $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}X$, rispetto alla variabile X d'interesse (come l'angolo o l'energia) supposta in generale come variabile aleatoria continua. Quindi, in riferimento alla σ per un dato processo di diffusione, il prodotto $(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E)\mathrm{d}E$ rappresenta la probabilità che una particella sia diffusa con un'energia compresa fra E e E+dE quando la particella attraversa un mezzo contenente, lungo tutto lo spessore attraversato, una singola entità bersaglio per unità di area. Analoghe considerazioni valgono se la variabile è l'angolo solido Ω o una qualsiasi altra variabile del processo, ricordando di applicare le corrispondenti unità di misura (ad es., $\mathrm{m}^2\ \mathrm{MeV}^{-1}$ per la $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E$, $\mathrm{m}^2\ \mathrm{ster}^{-1}$ per la $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$, ecc.).
Il coefficiente di attenuazione di un mezzo per un dato tipo di particelle si può esprimere in funzione della sezione d'urto relativa a tutti i tipi di interazione a seguito di cui la particella incidente è stata assorbita o rimossa dal fascio incidente. Dalla (3.2) e dalla (3.20) si ottiene infatti:

$$\mu = \frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}l} = \sigma N_V \tag{3.22}$$

Per particelle costituite da fotoni e per le energie e il tipo di interazioni qui considerati, le entità bersaglio e la σ nella (3.22) sono, rispettivamente, gli atomi del mezzo attraversato dai fotoni e la sezione d'urto atomica, ${}_{at}\sigma$, per tutti i processi d'interazione in seguito ai quali i fotoni sono rimossi (poiché assorbiti o diffusi) dalla direzione originaria di propagazione.
Se ρ è la densità del mezzo considerato, il numero N_V di atomi per unità di volume è dato da:

$$N_V = \frac{N_A\,\rho}{M} \tag{3.23}$$

dove M è la massa molare ($\mathrm{g\,mol^{-1}}$) del mezzo e N_A è la costante di Avogadro ($\mathrm{mol^{-1}}$). Combinando le equazioni precedenti si ottiene la relazione tra coefficiente di attenuazione e sezione d'urto atomica:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_A}{M}\,{}_{at}\,\sigma \tag{3.24}$$

Il rapporto μ/ρ, detto *coefficiente di attenuazione massico* ed espresso usualmente in $\mathrm{cm^2\ g^{-1}}$, è il parametro riportato nelle tabulazioni molto più frequentemente del coefficiente di attenuazione lineare, μ, poiché μ dipende dalla densità del mezzo cui si riferisce. Risulta quindi più conveniente la tabulazione di μ/ρ poiché per un materiale che, pur con la medesima struttura chimica, può avere densità diverse, si dovrebbe riportare nelle tabulazioni il valore di μ in funzione di ciascun possibile valore di ρ. Con un notevole risparmio di spazio, si può invece, da un'unica tabulazione di μ/ρ – con ρ corrispondente a una data densità di riferimento – ottenere il valore di μ per qualsiasi valore della densità del

mezzo considerato. Il concetto di coefficiente massico si applica anche ai coefficienti μ_{tr} e μ_{en}, anch'essi espressi abitualmente in $cm^2\ g^{-1}$.
Nel caso in cui il materiale attraversato dalla radiazione contenga una o più sostanze costituite a loro volta da elementi, *i*, di tipo diverso, ognuno presente con una frazione in peso w_i, il coefficiente di attenuazione massico di quel materiale è dato con ragionevole approssimazione da:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i w_i \tag{3.25}$$

La sezione d'urto atomica, ${}_{at}\sigma$, presente nella (3.24) è data dalla somma delle sezioni d'urto atomiche per i medesimi processi di interazione considerati in riferimento alla (3.11) e cioè, rispettivamente, l'effetto fotoelettrico, la diffusione Compton, la diffusione coerente e la creazione di coppie:

$${}_{at}\sigma = {}_{at}\tau + {}_{at}\sigma_C + {}_{at}\sigma_R + {}_{at}\kappa \tag{3.26}$$

dove i simboli hanno lo stesso significato specificato in precedenza (eq. 3.11 e 3.21).
Nel seguito sarà evidenziata la dipendenza di ciascuna di queste sezioni d'urto dalle principali variabili di interesse per la dosimetria, quali l'energia dei fotoni incidenti e il numero atomico del mezzo attraversato.

3.2.4.a Diffusione coerente (o Rayleigh)

La diffusione coerente - detta anche diffusione Rayleigh - è un processo in cui i fotoni che si propagano in un mezzo sono diffusi con un'energia che, per piccoli angoli di diffusione, è (sostanzialmente) identica a quella dei fotoni incidenti. Non si hanno in questo processo fenomeni di ionizzazione o eccitazione nel mezzo. La diffusione coerente è perciò classificabile come reazione di tipo elastico. La diffusione Rayleigh è (come la diffusione Thomson) tradizionalmente descritta dall'elettrodinamica classica come un processo in cui la radiazione diffusa è prodotta dalle oscillazioni che il campo elettrico della radiazione incidente induce su una carica. Ma, diversamente dalla diffusione Thomson - in cui la radiazione incidente si assume interagire con una carica libera - la diffusione coerente è un'interazione che coinvolge l'insieme degli elettroni atomici legati. Pertanto - considerando la radiazione incidente costituita da fotoni di energia $h\nu$ – le variazioni della quantità di moto che i fotoni subiscono sono trasferite, in questo processo, all'intero atomo. La variazione della quantità di moto del fotone, dovuta solo alla sua variata direzione di propagazione, è: $q(h\nu,\varphi) = 2h\nu\ sen(\varphi/2)$, dove φ è l'angolo di diffusione. A energie $h\nu << m_0c^2$ (essendo m_0c^2 l'energia della massa a riposo dell'elettrone) alle quali la diffusione

coerente avviene con frequenza significativa, la quantità di moto trasferita, $q(h\nu,\varphi)$, si traduce in una trascurabile variazione di energia cinetica dell'atomo. La differenza di energia fra fotoni incidenti e diffusi risulta quindi anch'essa trascurabile. La diffusione è detta coerente in quanto gli elettroni atomici legati emettono radiazione elettromagnetica con effetti di interferenza costruttiva. L'effetto si caratterizza quindi per il fatto che le "ampiezze di diffusione" relative ai singoli contributi diffusi si sommano. Questa interferenza può aver luogo significativamente se la radiazione è diffusa in avanti e a piccoli angoli φ. Gli effetti di interferenza costruttiva possono derivare anche dai contributi di diffusione dovuti ad altri atomi del mezzo. Gli effetti cooperativi fra atomi del mezzo, in quanto centri che possono diffondere onde parziali fra loro in fase, sono tanto più probabili quanto più stabile e regolare è la loro configurazione spaziale.
Il processo richiede un'energia dei fotoni $h\nu > h\nu_0$ dove ν_0 è la frequenza naturale di oscillazione degli elettroni atomici del mezzo. A energie comprese fra $h\nu_0$ e m_0c^2 la diffusione Rayleigh è competitiva (in misura dipendente dal mezzo) con l'effetto fotoelettrico e con l'effetto Compton (v. oltre), diventando sempre meno importante per $h\nu > m_0c^2$ (cfr. fig. 3.7).
La sezione d'urto Rayleigh è data da: ${}_{at}\sigma_R = \sigma_T\,[F(q,Z)]^2$, dove σ_T è la sezione d'urto Thomson ($\sigma_T = 8\pi r_0^2/3$, con $r_0 = e^2/\,m_0c^2$) e $F(q,Z)$ (il fattore di forma) è una funzione che contiene la dipendenza di ${}_{at}\sigma_R$ da q e Z (cfr. Hubbell).
La dipendenza di ${}_{at}\sigma_R$, dall'energia dei fotoni, E_γ, e dal numero atomico, Z, del mezzo è espressa con buona approssimazione da:

$$ {}_{at}\sigma_R \propto \frac{Z^{n(q)}}{(E_\gamma)^2} \qquad (3.27)$$

con $n(q)$ variabile all'incirca fra 2 e 3 nell'intervallo di energie in cui il processo è maggiormente significativo (cfr. Nath et al).
La dipendenza indicata dalla (3.27) si ha anche – in base alla (3.11), (3.22) e (3.26) – per la componente σ_R del coefficiente di attenuazione μ. Se si assume, con ragionevole approssimazione, $n(q) = 2{,}5$, la dipendenza da Z della componente σ_R/ρ del coefficiente di attenuazione massico μ/ρ è descritta – in base alle (3.24) e (3.26) ed essendo $\varrho \propto Z$ – da:

$$ \frac{\sigma_R}{\rho} \propto \frac{Z^{1,5}}{(E_\gamma)^2} \qquad (3.28)$$

Nella figura 3.7 è mostrato, per alcuni materiali d'interesse, l'andamento di σ_R/ρ in funzione dell'energia dei fotoni.
Di norma la diffusione Rayleigh non ha uno specifico interesse per la dosimetria poiché questo effetto non produce trasferimento di energia alla materia. Questa interazione può essere invece importante, sia in fisica medica che in radioprotezione, nel determinare l'attenuazione in un fascio collimato di fotoni. In questa condizione d'irraggiamento la

diffusione, inclusa quella a piccoli angoli, può rimuovere una sensibile quantità di fotoni dalla direzione originaria di propagazione. L'effetto Rayleigh è inoltre da tenere in conto nell'analisi di immagini nella radiodiagnostica con raggi x di bassa energia. La radiazione coerente diffusa può in questa circostanza costituire un non trascurabile disturbo di fondo.
È utile ricordare che l'effetto Rayleigh per i raggi x riguarda condizioni alquanto diverse da quelle - relative alla diffusione della luce - cui si riferisce l'omonimo effetto studiato da Rayleigh nella seconda metà dell'800 e largamente noto per la sua attinenza con il colore azzurro del cielo. I due fenomeni sono d'altra parte descrivibili in modo unitario come processi di diffusione elastica nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica (cfr. Heitler).

3.2.4.b Diffusione Compton

La diffusione Compton - il processo in cui un fotone di energia E_γ ha in un mezzo un'interazione che produce un fotone con energia $E'_\gamma < E_\gamma$ e un elettrone con energia cinetica $T_e < E_\gamma$ – ha per la dosimetria un interesse di gran lunga più importante rispetto a quello dell'effetto Rayleigh. A seguito di un effetto Compton in un mezzo, viene infatti liberata una particella carica che cede poi a esso, in parte o totalmente, la propria energia. Lo schema che spiega questo effetto differisce da quello della diffusione elastica coerente in quanto, a differenza di quest'ultima, i fotoni incidenti interagiscono gli elettroni atomici visti come singoli bersagli indipendenti e non nel loro insieme di elettroni legati all'atomo.
La derivazione, dovuta a Klein e Nishina, dell'espressione della sezione d'urto per l'effetto Compton (cfr. Evans, Heitler) si basa sull'approssimazione in cui - quando l'energia del fotone incidente è sensibilmente maggiore dell'energia di legame, B_e, degli elettroni atomici del mezzo - l'elettrone atomico bersaglio può essere visto come stazionario e non legato. L'approssimazione riguarda tutti gli elettroni atomici ma gli elettroni degli orbitali più esterni sono quelli che, in quanto meno legati, la soddisfano maggiormente. Gli elettroni più esterni, essendo molto più numerosi di quelli più interni, sono coinvolti nella diffusione Compton con probabilità di gran lunga maggiore rispetto agli elettroni atomici degli orbitali più interni.
Dalle leggi di conservazione (energia e quantità di moto), l'energia, E'_γ, del fotone diffuso e l'energia cinetica dell'elettrone, T_e, risultano correlate, in questo processo, all'energia, E_γ, del fotone incidente tramite le relazioni:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1+\left(\frac{E_\gamma}{m_0c^2}\right)(1-\cos\varphi)} \tag{3.29}$$

$$T_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \frac{\varepsilon_\gamma(1-\cos\varphi)}{1+\varepsilon_\gamma(1-\cos\varphi)} \tag{3.30}$$

dove φ è l'angolo di diffusione del fotone, $\varepsilon_\gamma = E_\gamma/m_0c^2$ e m_0c^2 è l'energia della massa a riposo, m_0, dell'elettrone. L'energia massima dell'elettrone diffuso si ha nei processi in cui il fotone è retrodiffuso (φ = 180°) e, con gli stessi simboli della (3.30), risulta uguale a:

$$(T_e)_{\max} = E_\gamma \frac{2\varepsilon_\gamma}{1+2\varepsilon_\gamma} \tag{3.31}$$

Un esempio di distribuzione di energia degli elettroni diffusi nell'effetto Compton è riportato in figura 3.4 per diverse energie dei fotoni incidenti. In riferimento alla (3.30), si può osservare che, a rigore, dovrebbe essere: $T_e = E_\gamma - E'_\gamma - B_e$. La (3.30) è però coerente con lo schema in base al quale si assumono gli elettroni atomici come particelle non legate. Poiché le interazioni Compton coinvolgono in larghissima prevalenza gli elettroni più esterni, l'approssimazione di un valore nullo di B_e risulta comunque realistica. Deviazioni rispetto a questa approssimazione possono pur verificarsi, come in eventuali interazioni con elettroni degli orbitali K o L. Tali eventi, oltre che meno frequenti, comportano variazioni nei valori misurati di T_e di norma non significative. Nelle interazioni con elettroni molto legati, è infatti l'intero atomo ad essere coinvolto nella conservazione della quantità di moto, come già ricordato a proposito della diffusione coerente. Dalla (3.30) si evince inoltre che la diffusione Compton sarebbe da classificare come una reazione di tipo elastico, mentre essa è nella realtà un processo anelastico in quanto una parte, sia pur molto piccola, dell'energia E_γ viene spesa per la ionizzazione dell'atomo del mezzo. Entrambe le classificazioni sono tuttavia giustificabili, a seconda di cosa si voglia più evidenziare: lo schema ideale o la dinamica reale del processo. Nella diffusione Compton non si hanno effetti di interferenza poiché i fotoni e gli elettroni diffusi da singoli centri di diffusione non reciprocamente correlati, hanno energia e direzione variabili entro un ampio spettro. L'effetto Compton è quindi, a differenza dell'effetto Rayleigh, un processo di diffusione non-coerente.
È utile in dosimetria evidenziare nella sezione d'urto Compton, σ_C, due componenti – σ_a e σ_s – tramite cui poter distinguere l'energia che i fotoni incidenti trasmettono, rispettivamente, agli elettroni e ai fotoni diffusi. L'energia trasmessa agli elettroni è di particolare interesse in dosimetria poiché essa dà una misura dell'energia assorbita localmente nel mezzo,

mentre quella trasmessa ai fotoni diffusi è trasportata lontano dal volume d'interazione (cfr. §§ 3.2.3 e 3.3.2). Indicando con E_s ed E_a la parte dell'energia, E_{in}, dei fotoni incidenti trasferita, rispettivamente, ai fotoni e agli elettroni diffusi, si ha in base alla (3.20): $\mathrm{d}E_s = \sigma_s N_V E_{in}\,\mathrm{d}l$ e $\mathrm{d}E_a = \sigma_a N_V E_{in}\,\mathrm{d}l$, con $\sigma_a + \sigma_s = \sigma_C$. L'andamento delle sezioni d'urto parziali, σ_a e σ_s, rispetto alla sezione d'urto Compton totale, σ_C, è mostrato in figura 3.5. La sezione d'urto totale per elettrone, ${}_e\sigma_C$, si ottiene integrando la sezione d'urto differenziale, $\mathrm{d}_e\sigma_C/\mathrm{d}\Omega_\varphi$, su tutti i possibili angoli di diffusione φ ed è data da:

$$
\begin{aligned}
{}_e\sigma_C &= 2\pi \int_{\varphi=0}^{\pi} \frac{\mathrm{d}_e\sigma_C}{\mathrm{d}\Omega_\varphi} sen\varphi\,\mathrm{d}\varphi = \\
&= 2\pi \cdot r_0^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon_\gamma}{{\varepsilon_\gamma}^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon_\gamma)}{1+2\varepsilon_\gamma} - \frac{\ln(1+2\varepsilon_\gamma)}{\varepsilon_\gamma} \right] + \frac{\ln(1+2\varepsilon_\gamma)}{2\varepsilon_\gamma} - \frac{1+3\varepsilon_\gamma}{(1+2\varepsilon_\gamma)^2} \right\}
\end{aligned}
\tag{3.32}
$$

dove r_0 è il raggio classico dell'elettrone ($r_0 = e^2/mc^2$). La sezione d'urto per atomo (con numero atomico Z) deve essere, in base alle ipotesi iniziali, proporzionale a Z e sarà quindi data da:

$$
{}_{at}\sigma_C = Z\,{}_e\sigma_C \tag{3.33}
$$

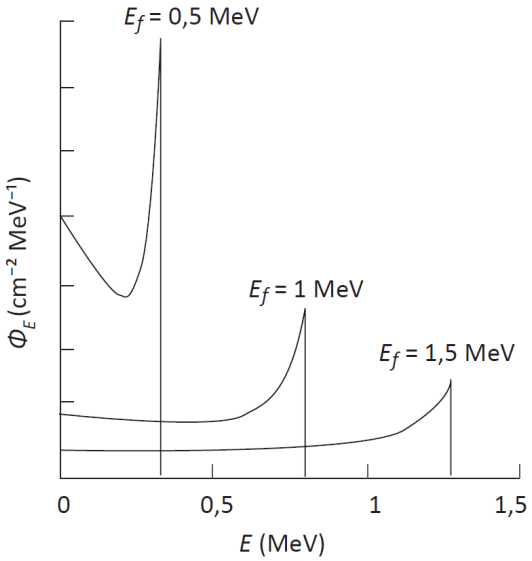


Figura 3.4 – Spettri di energia degli elettroni diffusi nell'effetto Compton, per varie energie, E_f, dei fotoni incidenti. L'energia massima dell'elettrone (*Compton edge*) corrisponde agli eventi in cui il fotone è retrodiffuso (curve ottenute con dati di Evans)

Con considerazioni analoghe a quelle svolte nel § 3.2.4.a, il coefficiente di attenuazione massico relativo all'effetto Compton, σ_C/ρ, risulta invece indipendente dal numero atomico, Z, del materiale, e quindi:

$$\frac{\sigma_C}{\rho} \propto {}_e\sigma_C \tag{3.34}$$

La variazione della sezione d'urto ${}_{at}\sigma_C$ con l'energia dei fotoni incidenti, E_γ, ha un andamento non schematizzabile mediante un'unica semplice relazione. Per $E_\gamma > 0{,}1$ MeV i valori di ${}_{at}\sigma_C$ sono sempre decrescenti, con un andamento approssimabile a E_γ^{-1} all'aumentare dell'energia. Nell'intervallo di E_γ in cui è: $B_e < E_\gamma < m_0c^2$, l'effetto Compton è in competizione sia con l'effetto Rayleigh che con l'effetto fotoelettrico ma con una sezione d'urto in genere più bassa rispetto a questi ultimi. A energie più elevate la diffusione Compton è invece in larga misura prevalente rispetto agli altri due processi. Nella figura 3.7 si può confrontare l'andamento di σ_C/ρ con quello relativo alle altre interazioni.

3.2.4.c Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico, che ha luogo quando l'energia, E_γ, del fotone incidente è totalmente assorbita nell'interazione con un atomo, con la conseguente emissione di un elettrone atomico, è l'effetto predominante

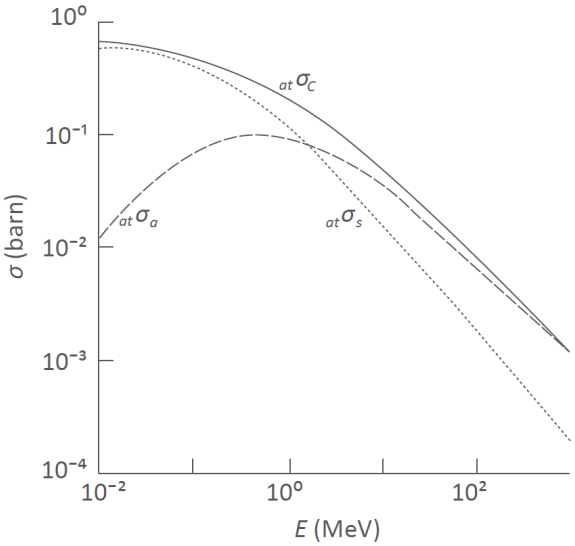


Figura 3.5 – Andamento, in funzione dell'energia E dei fotoni incidenti, delle componenti ${}_{at}\sigma_a$ e ${}_{at}\sigma_s$ della sezione d'urto Compton ${}_{at}\sigma_C = {}_{at}\sigma_a + {}_{at}\sigma_s$ nel piombo. Le sezioni d'urto sono espresse in barn (1 barn = 10^{-24} cm^2) (curve ottenute con dati di Attix)

alle basse energie (E_γ < 1 MeV). L'energia cinetica dell'elettrone espulso è dunque: $T_e = E_\gamma - B_e$, essendo B_e l'energia di legame dell'elettrone atomico espulso. Questo processo è quindi possibile solo per $E_\gamma > B_e$. Per la conservazione dell'energia e della quantità di moto l'assorbimento totale di un fotone non può aver luogo in interazioni del fotone con un elettrone libero. Questo effetto ha quindi maggiore probabilità di avvenire con gli elettroni atomici degli strati più interni (orbitali K e L) e per atomi ad alto Z. Questi elettroni sono quelli maggiormente legati e ciò rende maggiormente possibile il processo di trasferimento della quantità di moto del fotone anche al nucleo e all'atomo nel suo complesso.
Non si ha, come nel caso della diffusione Compton, un'unica rigorosa espressione che fornisca in condizioni generali (per qualsiasi valore di Z e di E_γ) la sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico. Le difficoltà a riguardo sono dovute essenzialmente al fatto di dover utilizzare (alle diverse possibili energie dei fotoni e per i diversi possibili atomi) l'equazione relativistica di Dirac per un elettrone legato. Una ragionevole approssimazione della sezione d'urto per atomo per l'effetto fotoelettrico, integrata su tutti i possibili angoli di emissione del fotoelettrone e per energie E_γ > 100 keV (cioè per energie maggiori di quelle corrispondenti ai picchi di assorbimento K, L, M), è data da:

$$ {}_{at}\tau \cong C\frac{Z^n}{(E_\gamma)^m} \tag{3.35}$$

dove per semplicità è evidenziata solo la dipendenza dalle variabili di maggior interesse, Z ed E_γ; C è una costante, mentre n varia da 4 a 4,6 e m da 3 a 1 nell'intervallo di E_γ fra 0,1 MeV e 3 MeV. La sezione d'urto per l'effetto fotoelettrico è praticamente trascurabile a energie maggiori di qualche MeV.
Per $E_\gamma \leq$ 0,1 MeV, regione in cui questo effetto è in genere predominante rispetto agli due effetti competitivi (diffusione Compton e Rayleigh), la sezione d'urto per atomo è approssimativamente descritta dalla relazione:

$$ {}_{at}\tau \propto \frac{Z^4}{(E_\gamma)^3} \tag{3.36}$$

cui – per quanto già evidenziato nel § 3.2.4.a – corrisponde un coefficiente di attenuazione massico:

$$ \frac{\tau}{\rho} \propto \left(\frac{Z}{E_\gamma}\right)^3 \tag{3.37}$$

Nella figura 3.6 è mostrato l'andamento della distribuzione angolare dei

fotoelettroni in funzione dell'energia dei fotoni e nella figura 3.7 l'andamento di τ/ρ insieme a quello delle sezioni d'urto per gli altri processi. L'effetto fotoelettrico ha un'importanza di assoluto rilievo in dosimetria poiché in questo processo l'energia di un fotone viene pressochè tutta trasferita (in un'unica interazione) a una particella carica che a sua volta la cede al mezzo lungo il suo percorso.

3.2.4.d Produzione di coppie

La produzione di coppie è un processo in cui un fotone di energia E_γ, interagendo con il campo elettrico di un nucleo o con quello di un elettrone atomico, scompare generando un elettrone e un positrone con energia cinetica T^- e T^+, rispettivamente. Se si trascura l'energia di rinculo del nucleo, il bilancio di energia del processo è dunque: $E_\gamma = 2m_0c^2 + T^- + T^+$. In generale si ha: $T^- \neq T^+$, con un valore medio: $\langle T \rangle = (E_\gamma - 2m_0c^2)/2$.
La creazione di coppie a seguito di interazioni con gli elettroni atomici è un processo che ha una probabilità molto minore rispetto a quello relativo alle interazioni con il nucleo. Nelle interazioni del fotone con il campo elettrico del nucleo la dipendenza della sezione d'urto atomica per la creazione di coppie, ${}_{at}\kappa$, dall'energia del fotone, E_γ, e dal numero atomico del mezzo, Z, è data da (cfr. Heitler):

$$ {}_{at}\kappa = cZ^2 f(E_\gamma) \tag{3.38}$$

dove c è un fattore costante e $f(E_\gamma)$ è una funzione dell'energia del fotone incidente. La dipendenza di ${}_{at}\kappa$ da E_γ è all'incirca di tipo logaritmico ma ad energie elevate la dipendenza di ${}_{at}\kappa$ da E_γ diventa trascurabile.
La componente relativa al processo di creazione di coppie del coefficiente di attenuazione massico, κ/ρ, dipende invece da Z in base a quanto già evidenziato nel § 3.2.4.a, come:

$$ \frac{\kappa}{\rho} \propto Z \tag{3.39}$$

L'espressione di κ, che per valori elevati di E_γ ha una debole dipendenza dall'energia, può, per $E_\gamma > 10$ MeV, essere approssimata dall'espressione:

$$ \kappa \cong \frac{7}{9}\frac{1}{X_0} \tag{3.40}$$

dove X_0 è una grandezza, la *lunghezza di radiazione* (cfr. § 3.3.4), la quale dipende solo dalle caratteristiche del mezzo assorbente.
La produzione di coppie nel campo elettrico di un elettrone atomico è di fatto la produzione di un tripletto di particelle. In questo processo il fotone incidente è assorbito, si crea una coppia elettrone-positrone e l'elettrone atomico (bersaglio) viene espulso avendo acquistato

sufficiente energia a causa della quantità di moto che gli è trasferita.
La produzione di coppie nel campo del nucleo richiede per il fotone un'energia pari ad almeno $2m_0c^2$. L'energia di soglia per la creazione di coppie nel campo dell'elettrone atomico è invece sensibilmente maggiore, pari a $4m_0c^2$, poiché maggiore deve essere in questo processo l'energia del fotone per assicurare la conservazione dell'energia e della quantità di moto.
Il rapporto tra le sezioni d'urto per i due processi relativi, rispettivamente, alle interazioni del fotone con il nucleo e con uno degli elettroni atomici (produzione di tripletto), è dato approssimativamente da:

$$\frac{{}_{at}\kappa(elettroni)}{{}_{at}\kappa(nucleo)} \cong \frac{1}{CZ} \tag{3.41}$$

dove C è una debole funzione di E_γ che per valori di E_γ superiori a circa 5 MeV tende al valore 1, mentre per E_γ inferiore a 5 MeV vale all'incirca 2.
Per alti valori di Z (ad esempio, per il piombo con Z = 82) il rapporto tra le due sezioni d'urto è circa dell'1%. La sezione d'urto, per entrambi i processi, è data dalla somma delle due specifiche sezioni d'urto e ciò vale anche per la corrispondente componente del coefficiente di attenuazione, κ. Nella figura 3.7 è mostrato l'andamento di κ/ρ in funzione di E_γ, e quello delle sezioni d'urto degli altri processi. Dal confronto si evidenzia come la creazione di coppie sia un effetto in competizione con l'effetto Compton per E_γ, compresa fra $2m_0c^2$ e alcune decine di MeV, per poi diventare l'effetto prevalente a energie più elevate.

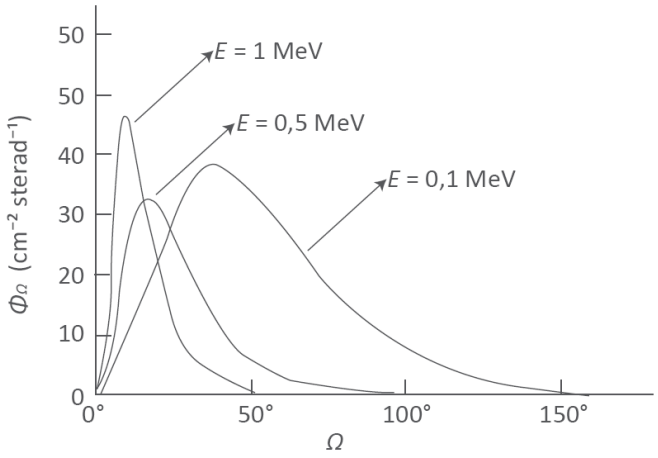


Figura 3.6 - Distribuzione angolare, Φ_Ω, dei fotoelettroni, per vari valori dell'energia iniziale E dei fotoni, in funzione dell'angolo Ω fra la direzione dei fotoni incidenti e quella dei fotoelettroni (curve ottenute con dati dati di Evans)

3.2.5 *Il numero atomico efficace di un mezzo*

Nei materiali in cui sono presenti elementi diversi, ciascuno avente numero atomico Z_i, la dipendenza dei vari coefficienti di interazione dal numero atomico del mezzo, può essere valutata in funzione del numero atomico efficace, Z_{eff}, di quel materiale. Poiché i diversi tipi di interazione dei fotoni con la materia dipendono in modo molto diverso dal numero atomico del mezzo, non si ha un unico valore di Z_{eff} per poter valutare l'entità dei diversi effetti in un materiale in cui sono presenti elementi diversi. Per un dato tipo di effetto, il peso di uno specifico elemento presente nel materiale varierà infatti a seconda del suo numero atomico. Per determinare il numero atomico efficace di un mezzo si possono usare approcci diversi (cfr. ICRU 1989), ma i corrispondenti valori di Z_{eff} non

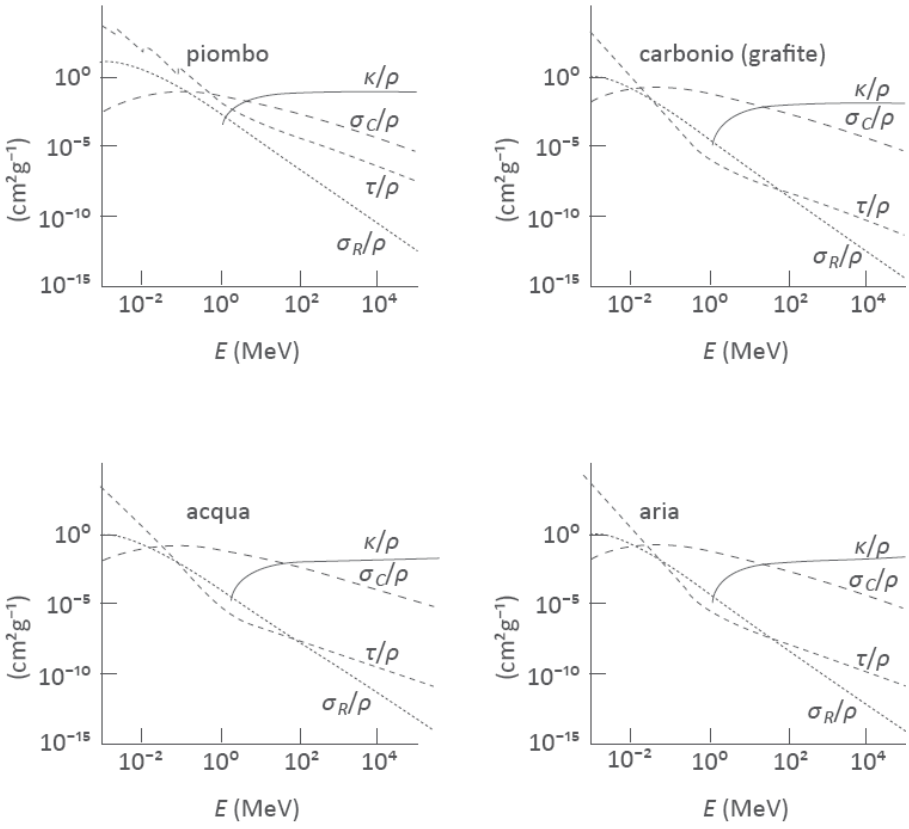


Figura 3.7 - Andamento delle diverse componenti (τ, σ_R, σ_C e κ) del coefficiente di attenuazione massico, in funzione dell'energia dei fotoni, E, per materiali con diverso numero atomico: piombo, carbonio (grafite), acqua e aria. Ciascuna delle componenti è proporzionale alla corrispondente sezione d'urto (grafici elaborati con dati di Berger et al)

differiscono di molto fra loro. Le tre espressioni riportate nel seguito sono una ragionevole approssimazione di Z_{eff} utilizzabile per valutazioni comparative, in un materiale composito, dell'entità dell'effetto fotoelettrico, dell'effetto Compton e della creazione di coppie:

$$\left(Z_{eff}\right)_{fotoel} = \left(\frac{\sum_i w_i A_i Z_i^4}{\sum_i w_i A_i Z_i} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.42}$$

$$\left(Z_{eff}\right)_{Compt} = \frac{\sum_i w_i A_i Z_i}{\sum_i w_i A_i} \tag{3.43}$$

$$\left(Z_{eff}\right)_{coppie} = \frac{\sum_i w_i A_i Z_i^2}{\sum_i w_i A_i Z_i} \tag{3.44}$$

dove w_i è la frazione in peso dell'elemento i con numero atomico Z_i e massa atomica relativa A_i, essendo la somma estesa a tutti gli elementi i del mezzo. Se si opera in regioni di energia dove è di gran lunga prevalente un dato effetto, una sola delle tre espressioni – quella relativa

Tabella 3.1 - Numeri atomici efficaci, Z_{eff}, (valori approssimativi) relativi ai diversi tipi di interazione (effetto fotoelettrico, Compton e creazione di coppie) per vari materiali di interesse dosimetrico e per alcuni rivelatori caratterizzati da uno Z_{eff} non molto diverso da quello medio del tessuto muscolare. Per i materiali usati anche come rivelatori, i cui Z_{eff} relativi ai diversi effetti non sono fra loro molto differenti, è riportato solo un valore medio indicativo $(Z_{eff})_{medio}$

Materiale	$(Z_{eff})_{fotoel}$	$(Z_{eff})_{Compt}$	$(Z_{eff})_{coppie}$	$(Z_{eff})_{medio}$
Tessuto muscolare	7,8	6,8	7,2	7,3
Tessuto osseo	17,3	11,1	16,1	13,8
Acqua	7,9	7,2	7,8	7,6
Polistirolo	6,0	5,5	5,9	5,8
Polietilene	6,0	5,3	5,8	5,6
Legno (cellulosa)	7,4	6,6	7,1	7,1
PMMA				6,4
Borato di Litio (TLD)				7,2
Fluoruro di Litio (TLD)				8,1
Aria				7,3

a quell'effetto – può essere usata per avere con buona approssimazione un unico valore cui far corrispondere il numero atomico efficace di quel materiale. Nella tabella 3.1 sono riportati i numeri atomici efficaci, Z_{eff}, di alcuni materiali di interesse dosimetrico.

Bibliografia

Heitler W., *The quantum theory of radiation*, Oxford University Press, 1954, (us.archive.org – texts free download).

Evans R. D., *The Atomic Nucleus*, John Wiley & Sons, New York, 1955, (us.archive.org – texts free download).

Fitzgerald J. J., Brownell G. L., Mahoney F. J., *Mathematical Theory of Radiation Dosimetry*, Gordon and Breach, New York, 1967.

Nath A., Ghose A. M., *An Empirical Formula of the Coherent Scattering Cross Section of Gamma Rays*, Technical Note 442, NBS 1968 - Gaithersburg, MD 20899 USA, (www.physics.nist.gov).

Hubbell J. H., *Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorbtion Coefficients From 10 keV to 100 GeV*, NSRDS-NBS 29, NBS 1969 - Gaithersburg, MD 20899 USA (www.physics.nist.gov).

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

ICRU Report 44, *Tissue Substitutes in Radiation Dosimetry and Measurements*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1989.

Higgins P. D., Attix F. H., Hubbell J. H., Seltzer S. M., Berger M. J., Sibata C. H., *Mass Energy-Transfer and Mass-Energy-Absorbtion Coefficients, Including In-Flight Positron Annihilation for Photon Energies 1 keV to 100 MeV*, NISTIR 4812, NIST, Gaithersburg, MD 20899 USA, 1992 (www.physics.nist.gov).

Hubbell J. H., Seltzer S., *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest*, NISTIR 5632, NIST, Gaithersburg, MD 20899 USA, 1995 (www.physics.nist.gov).

Berger M. J., Hubbell J. H., Seltzer S. M., Chang J., Coursey J. S., Sukumar R., Zucker D. S, *XCOM: Photon Cross Sections Database*, NBSIR-3597 NIST, Gaithersburg, MD 20899 USA, 1998 (www.physics.nist.gov).

Dyson N. A., *X-rays in Atomic and Nuclear Physics*, Cambridge University Press, 2005.

Hubbell J. H., Coursey J. S., Hwang J., Zucker D. S., *Bibliography of Photon Total Cross Section (Attenuation Coefficient) Measurements (version 2.3)*, *2003*, NIST National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2007 (www.physics.nist.gov).

ICRU Report 85, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2011.

3.3 Coefficienti di interazione per le particelle cariche

Alle energie di prevalente interesse nelle applicazioni mediche e in radioprotezione, il passaggio delle particelle cariche in un mezzo è caratterizzato, come già ricordato nell'Introduzione (cfr. § 3.1), dalla loro perdita di energia. Il coefficiente d'interazione che descrive queste perdite di energia è il *potere frenante* del mezzo e la sua determinazione presuppone l'analisi delle interazioni delle particelle cariche nel mezzo da esse attraversato.

Le interazioni che comportano perdite di energia sono di tipo coulombiano e riguardano i processi di diffusione anelastica nelle collisioni delle particelle cariche con gli elettroni atomici e i nuclei del mezzo attraversato. In misura trascurabile – per le particelle e le energie di principale interesse in dosimetria – le perdite di energia derivano da diffusioni elastiche delle particelle con il campo elettrico del nucleo (v. oltre).

Per quanto riguarda le diffusioni anelastiche con gli elettroni atomici, il modello classico che descrive la perdita e il trasferimento di energia da parte di particelle cariche in un mezzo è quello proposto originariamente da Bohr. La sezione d'urto differenziale, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W$, dedotta da Bohr per determinare la probabilità di un trasferimento di energia W è proporzionale al rapporto $z^2/(v^2W^2)$, essendo z e v la carica e la velocità della particella incidente. A questo risultato Bohr perviene in base ad alcune ipotesi sulla dinamica dell'interazione e usando il concetto di parametro d'urto (o parametro d'impatto), inteso come distanza fra la traiettoria della particella incidente e l'entità bersaglio. Le perdite di energia della particella variano in funzione dell'intensità del campo elettrico di cui essa risente lungo il suo percorso. Il modello di Bohr assume in particolare che, in un mezzo i cui elementi hanno un raggio atomico a, l'entità di queste perdite di energia dipenda dal valore che ha b rispetto ad a, come illustrato nello schema in figura 3.8. Negli eventi in cui è $b >> a$ il campo elettrico della particella incidente interagisce essenzialmente con il campo medio derivante degli elettroni atomici del mezzo. In questi eventi i trasferimenti di energia sono mediamente di modesta entità (collisioni lievi) e tanto più piccoli quanto maggiore è b. La particella incidente subisce gli effetti di un campo elettrico più intenso se il parametro d'urto è dell'ordine del raggio atomico ($b \approx a$). L'intensità dell'interazione cresce fortemente nelle collisioni ravvicinate con un singolo elettrone atomico (collisioni forti) al quale può essere in tal caso trasferita un'energia molto più elevata. La determinazione dei valori estremi, b_{min} e b_{max}, entro cui il parametro d'urto, b, varia è parte integrante del modello impostato da Bohr per questo processo (cfr. Evans).

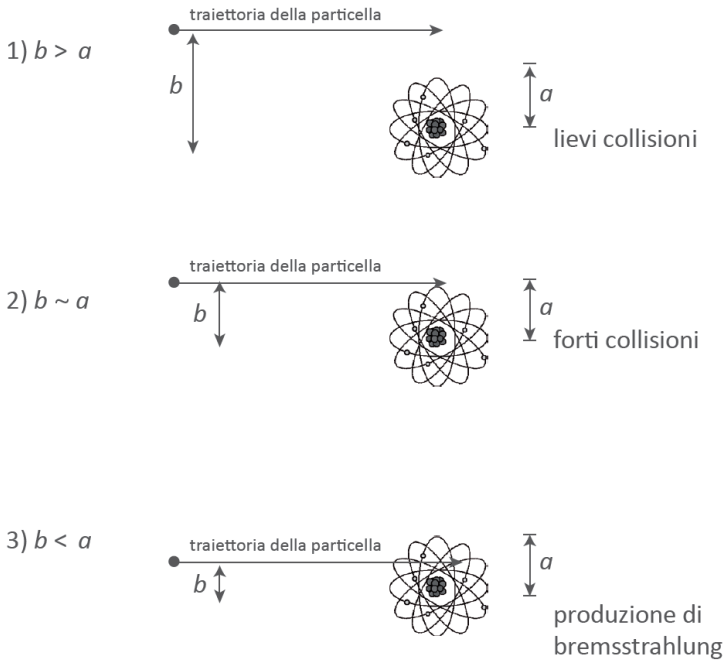


Figura 3.8 – Schema in cui sono raffigurate in modo qualitativo le diverse modalità di diffusione di particelle cariche in un mezzo, in relazione ai parametri a e b,; a è il raggio medio di un atomo del mezzo e b è il parametro d'urto o parametro d'impatto. Per $b > a$ si hanno lievi collisioni a seguito delle quali le particelle incidenti subiscono deviazioni e perdite di energie non elevate. Per $b \approx a$ la particella incidente può trasferire a un elettrone atomico una frazione elevata della sua energia (forti collisioni) con conseguente produzione di raggi δ. Per $b << a$ le particelle, interagendo con il campo elettrico del nucleo, possono subire forti deflessioni con emissione di bremsstrahlung (cfr. § 3.3.1)

All'originario modello di Bohr ha fatto seguito la più generale trattazione quantistica dei processi di diffusione delle particelle cariche in un mezzo (cfr. Bethe). La sezione d'urto quantistica di diffusione non è basata sul concetto di parametro d'urto ma su una grandezza, la quantità di moto trasferita, che a differenza del parametro d'urto è una variabile dinamica osservabile.
La trattazione quantistica delle perdite di energia sviluppata da Bethe è stata nel corso degli anni integrata (per vari aspetti) da Bloch, Mott, Möller, Bhabha, Sternheimer (cfr. Evans, ICRU 1984 e ICRU 1993). In base allo schema originario di Bethe, i trasferimenti di energia agli elettroni atomici da parte delle particelle cariche sono suddivisi in due classi a seconda che l'energia trasferita, W, sia inferiore o superiore a un limite W_c il cui valore deve essere maggiore dell'energia di legame, B_e, degli elettroni atomici del mezzo. La classificazione delle interazioni rispetto al

limite W_c corrisponde alla suddivisione dei processi di diffusione in collisioni lievi e collisioni forti. Nel modello classico di Bohr la distinzione fra collisione forte e lieve non ha un preciso valore di demarcazione avendo solo un connotato qualitativo associato all'ordine di grandezza del parametro d'urto.
I trasferimenti di energia con $W < W_c$ danno luogo a: 1) ionizzazioni in cui gli elettroni liberati hanno bassissima energia, in prevalenza al di sotto di 1 keV, 2) eccitazioni degli elettroni atomici (con la conseguente diseccitazione ed emissione di fotoni o di elettroni Auger), 3) eccitazioni vibrazionali e rotazionali di molecole se l'energia delle particelle incidenti è molto bassa. Nei processi con $W < W_c$ (collisioni lievi) l'energia persa in processi di ionizzazione e quella persa in processi di eccitazione sono dello stesso ordine di grandezza.
Nei trasferimenti di energia con $W > W_c$ sono liberati elettroni con energia cinetica tale che essi possano produrre ulteriori ionizzazioni nel mezzo. Questi elettroni sono comunemente denotati come raggi delta (δ). I trasferimenti di energia con $W > W_c$ (forti collisioni) sebbene molto meno probabili sono confrontabili con quelli in cui si ha $W > W_c$ in termini di energia complessiva persa dalle particelle incidenti. L'energia persa in una singola forte collisione può essere infatti confrontabile con quella persa complessivamente in molte collisioni lievi.
La sezione d'urto differenziale per i processi di diffusione che comportano un trasferimento di energia W, è espressa, in base a questo schema, come somma di due contributi: $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W = \mathrm{d}\sigma_S/\mathrm{d}W + \mathrm{d}\sigma_H/\mathrm{d}W$. Le componenti $\mathrm{d}\sigma_S/\mathrm{d}W$ e $\mathrm{d}\sigma_H/\mathrm{d}W$ si riferiscono ai trasferimenti di energia di entità, rispettivamente, minore e maggiore del limite W_c. La scelta del valore di $W_c > B_e$ non influisce sul valore di $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W$ grazie all'effetto di compensazione che si ha nella somma: $\mathrm{d}\sigma = \mathrm{d}\sigma_S\ (W < W_c) + \mathrm{d}\sigma_H\ (W > W_c)$.
La $\mathrm{d}\sigma_S/\mathrm{d}W$, riguardanti le collisioni lievi (il pedice S di $\mathrm{d}\sigma_S$ si riferisce a *soft collisions*), si calcola mediante la teoria delle perturbazioni e usando l'approssimazione di Born (cfr. Landau e Lifshitz).
La $\mathrm{d}\sigma_H/\mathrm{d}W$, riguardante le collisioni forti (il pedice H di $\mathrm{d}\sigma_H$ si riferisce a *hard collisions*), si calcola assumendo gli elettroni atomici bersaglio come liberi e stazionari, tenendo conto dei vari effetti quantistici fra cui, nel caso le particelle incidenti siano elettroni, quello derivante dalla indistinguibilità delle particelle prima e dopo l'urto. Dalle leggi di conservazione dell'energia e della quantità di moto si ottiene, per l'energia massima trasferibile nelle collisioni forti, un valore limite, W_m, che dipende dal rapporto m_0/M essendo M la massa a riposo della particella incidente (cfr. Evans). Se le particelle incidenti sono elettroni, l'energia massima trasferita, in una collisione, a un elettrone atomico può essere tutta l'energia cinetica iniziale, T_0, della particella incidente. L'elettrone liberato può avere quindi un'energia anche maggiore di quella

che l'elettrone incidente viene ad avere dopo essere stato diffuso. Poiché, dopo una collisione, l'elettrone liberato (l'elettrone secondario) non è distinguibile da quello incidente diffuso (l'elettrone primario), si assume per convenzione di definire come "elettrone secondario" quello che dopo l'urto ha energia minore considerando quindi come elettrone primario quello con energia maggiore. Questa convenzione equivale ad assumere che l'energia massima trasferibile dagli elettroni primari agli elettroni secondari non sia T_0, ma $T_0/2$. Se le particelle incidenti hanno una massa molto più elevata della massa m dell'elettrone, il loro urto con gli elettroni atomici può ugualmente dar luogo a raggi δ cioè a elettroni con energia molto maggiore della media dell'energia degli elettroni liberati. Va ricordato a riguardo che la massima energia trasferibile a un elettrone bersaglio da parte di una particella incidente di massa M ed energia cinetica T_0, è data – nell'approssimazione non relativistica di un urto elastico – da $T_{max} = T_0\, 4mM/(M+m)^2$ che, per $M >> m$, è approssimabile a $4T_0\,(m/M)$. I protoni producono quindi raggi δ con energia molto minore rispetto ai raggi δ prodotti dagli elettroni con energia cinetica uguale a quella dei protoni.

L'espressione della sezione d'urto differenziale di diffusione, $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W$, varia a seconda che le particelle incidenti siano elettroni o particelle cariche pesanti. La differenza deriva dalla diversa dinamica nella diffusione ma principalmente dal fatto che nella sezione d'urto per elettroni è necessario tener conto della indistinguibilità fra particelle incidenti e diffuse. Per qualsiasi tipo di particelle incidenti la $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W$ varia rispetto all'energia trasferita, W, come $(1/W^2)$, confermando l'analogo andamento della sezione d'urto classica di Bohr ed evidenziando quindi come i trasferimenti di energia più elevati siano quelli meno probabili.

La sezione d'urto differenziale $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}W$ - sia quella classica di Bohr che quella quantistica nelle sue due componenti ($\mathrm{d}\sigma_S$ e $\mathrm{d}\sigma_H$) - riguarda le perdite di energia conseguenti alle eccitazioni e alle ionizzazioni prodotte dalle particelle cariche nel mezzo.

Le perdite di energia possono anche essere dovute all'emissione di radiazione elettromagnetica (radiazione di frenamento o bremsstrhalung) da parte delle particelle cariche se esse interagiscono, con una diffusione anelastica, con il campo elettrico del nucleo. In base allo schema in figura 3.8, il fenomeno può essere classificato come un'interazione con parametro d'urto molto più piccolo del raggio atomico ($b << a$). La produzione di bremsstrahlung è significativa per le particelle cariche di piccola massa come gli elettroni, essendo sostanzialmente trascurabile per le particelle pesanti (cfr. § 3.3.1.b). La bremsstrahlung dovuta agli elettroni può contribuire sensibilmente alle perdite di energia complessive, anche se le collisioni schematizzabili con parametro $b << a$ sono meno frequenti di quelle con $b \geq a$. Gli elettroni possono infatti

perdere per irraggiamento una elevata frazione della loro energia anche in una singola interazione. La sezione d'urto per produzione di bremsstrahlung è quella basata sulla originaria formulazione di Bethe e Heitler nel quadro dell'elettrodinamica quantistica (cfr. Heitler).
Le interazioni delle particelle cariche con il campo elettrico del nucleo, possono essere diffusioni anche di tipo elastico (diffusione di Rutherford) in cui la particella incidente subisce una deflessione cedendo parte dell'energia cinetica al nucleo come energia di rinculo. La probabilità di questi processi elastici è in generale trascurabile a eccezione delle particelle cariche pesanti di bassa energia (ad es. gli ioni pesanti a fine percorso).
Tutte le sezioni d'urto sopra richiamate, riguardanti i trasferimenti di energia da parte delle particelle cariche in un mezzo, sono essenziali per calcolare il *potere frenante* del mezzo.

3.3.1 Il potere frenante

Si consideri una particella carica che attraversi ripetute volte il medesimo tratto dl di un mezzo. Essa perderà, nel compiere ogni volta quello stesso percorso, una quantità di energia statisticamente variabile. Si definisce *potere frenante*, S, di quel mezzo, per quella particella di tipo ed energia cinetica T specificati, il rapporto:

$$S = \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l} \tag{3.45}$$

dove dT è il valore medio dell'energia persa dalla particella nel percorrere il tratto dl di quel mezzo. Si noti che nella definizione espressa dalla (3.45) è essenziale denotare dT non come variazione di energia bensì come "energia persa". Questa convenzione ha l'utilità pratica di poter fare a meno nell'equazione del segno meno.
Il potere frenante si esprime in J m^{-1} o in MeV cm^{-1} o in keV cm^{-1}. Di uso pratico più diffuso, rispetto al potere frenante (lineare), S, definito dalla (3.45) è il potere frenante massico di un mezzo definito dal rapporto:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l} \tag{3.46}$$

dove ρ è la densità del mezzo. Il potere frenante massico si misura in J m^2 kg^{-1} o in MeV cm^2 g^{-1} o in keV cm^2 g^{-1}.
Per le stesse considerazioni fatte nel § 3.2.4 riguardo al coefficiente di attenuazione μ (e ai coefficienti μ_{tr} e μ_{en}), anche il potere frenante, S, è riportato nelle tabulazioni quasi esclusivamente come potere frenante massico, S/ρ.

Come è stato prima ricordato, le particelle cariche perdono energia a seguito delle interazioni coulombiane anelastiche sia con gli elettroni atomici (producendo ionizzazioni ed eccitazioni) sia con i nuclei del mezzo attraversato (generando bremsstrhalung). Una piccola frazione delle perdite complessive può inoltre derivare da diffusioni coulombiane di tipo elastico con i nuclei del mezzo (cfr. § 3.3).
Per evidenziare questi tre diversi tipi di perdite di energia è utile scrivere l'espressione del potere frenante massico, S/ρ, come somma dei tre contributi: $S/\rho = (S/\rho)_{el} + (S/\rho)_{rad} + (S/\rho)_{nuc}$, essendo: $(S/\rho)_{el} = (dT/\mathrm{d}l)_{el}$ il *potere frenante massico elettronico,* $(S/\rho)_{rad} = (dT/\mathrm{d}l)_{rad}$ il *potere frenante massico per irraggiamento* e $(S/\rho)_{nuc} = (dT/\mathrm{d}l)_{nuc}$ il *potere frenante massico nucleare*. Ma, come già ricordato, quest'ultima componente è trascurabile nella prevalenza dei casi d'interesse dosimetrico e perciò non sarà tenuta in conto nella trattazione che segue. Si può quindi scrivere:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l} = \left(\frac{\mathrm{d}T}{\rho \mathrm{d}l}\right)_{el} + \left(\frac{\mathrm{d}T}{\rho \mathrm{d}l}\right)_{rad} \qquad (3.47)$$

Il "potere frenante elettronico" (S_{el}) è identico al potere frenante che in letteratura è spesso denotato come "potere frenante per collisione" (S_{col}). La locuzione "potere frenante elettronico" (cfr. ICRU 2011) è quella che ha maggior rigore poiché anche i poteri frenanti per irraggiamento e quello nucleare (S_{rad} e S_{nuc}) si riferiscono a interazioni descrivibili come "collisioni" (in questi casi, con il campo elettrico dei nuclei).
Le espressioni di $(S/\rho)_{el}$ e di $(S/\rho)_{rad}$ si ottengono, in base alla definizione di potere frenante, dalle sezioni d'urto dei processi a seguito dei quali una particella carica che si propaga in un mezzo perde energia. Queste sezioni d'urto sono infatti direttamente correlate all'energia media $\mathrm{d}T$ considerata nella (3.45).
L'espressione del potere frenante elettronico, $(dT/\mathrm{d}l)_{el}$, nella (3.47) si ottiene dalla sezione d'urto differenziale per elettrone, $\mathrm{d}\sigma(T,W)/\mathrm{d}W$, relativa ai trasferimenti di energia a un elettrone atomico del mezzo da parte della particella incidente con energia cinetica T. La sezione d'urto differenziale $\mathrm{d}\sigma(T,W)/\mathrm{d}W$, in quanto espressa dal rapporto fra una funzione ($\mathrm{d}\sigma$) che misura una probabilità e un intervallo ($\mathrm{d}W$) di energia, rappresenta una densità di probabilità (riferita alla variabile aleatoria e continua W). Il prodotto $[\mathrm{d}\sigma(T,W)/\mathrm{d}W]\mathrm{d}W$ dà la probabilità che la particella di energia T, supposta incidere su un mezzo con un singolo elettrone bersaglio per unità di area, subisca una diffusione che comporta un trasferimento di energia (all'elettrone bersaglio) compreso fra W e $W+dW$. L'energia media trasferita da quella particella a un elettrone a seguito di ripetuti processi di diffusione in quel mezzo è il valore atteso di W ed è esprimibile come: $\langle W \rangle = \int W[\mathrm{d}\sigma(T,W)/\mathrm{d}W]\mathrm{d}W$. Se il mezzo cui

si riferisce la (3.47) contiene $N_V Z$ elettroni atomici bersaglio per unità di volume (essendo N_V il numero di atomi per unità di volume), l'energia media persa dalla particella nell'attraversare un tratto dl di quel mezzo sarà: $N_V Z \mathrm{d}l \langle W \rangle$, dove $N_V Z \mathrm{d}l$ è il numero di elettroni per unità di area (cfr. § 3.2.4) con i quali la particella può interagire nell'attraversare quel tratto dl. Il potere frenante elettronico, $(dT/\mathrm{d}l)_{el}$, si può pertanto esprimere come: $(dT/\mathrm{d}l)_{el} = N_V Z \int W[\mathrm{d}\sigma(T,W)/\mathrm{d}W]\mathrm{d}W$, dove il limite inferiore di integrazione è un'energia, W_e, dell'ordine dell'energia di eccitazione degli atomi del mezzo considerato, mentre il limite superiore è dato dall'energia massima, W_m, trasferibile a un elettrone in una collisione (cfr. § 3.3).

L'espressione del potere frenante per irraggiamento, $(dT/\mathrm{d}l)_{rad}$, nella (3.47) si ottiene dalla sezione d'urto differenziale, $\mathrm{d}\sigma(T, k)/\mathrm{d}k$, relativa alla produzione di bremsstrhalung da parte della particella carica nel mezzo considerato. Il prodotto $[\mathrm{d}\sigma(T,k)/\mathrm{d}k]\mathrm{d}k$ rappresenta la probabilità di emissione di un fotone di energia k (compresa tra k e k+dk) a seguito di un'interazione della particella carica di energia T con un nucleo del mezzo, quando in tutto lo spessore attraversato di tale mezzo sia presente un singolo nucleo bersaglio per unità di area. Se il mezzo ha, nel tratto dl, $N_V \mathrm{d}l$ nuclei per unità di area, in base alle considerazioni fatte per l'espressione di $(dT/\mathrm{d}l)_{el}$, si può scrivere: $(dT/\mathrm{d}l)_{rad} = N_V \int k[\mathrm{d}\sigma(T,k)/\mathrm{d}k]\mathrm{d}k$ in cui i limiti d'integrazione vanno da 0 a T. Nel processo di bremsstrhalung la probabilità di emissione di un fotone di energia k è inversamente proporzionale a k: $\mathrm{d}\sigma(T,k) \propto 1/k$ (cfr. Heitler). La radiazione di frenamento generata da un fascio monoenergetico di particelle cariche è quindi costituita in prevalenza da fotoni di bassa energia, avendo una distribuzione di fluenza che, rispetto all'energia, varia come $1/h\nu$. Si noti che mentre l'espressione di $(dT/\mathrm{d}l)_{el}$ è riferita a Z centri diffusori (gli elettroni di un atomo del mezzo) ciascuno con carica unitaria, quella di $(dT/\mathrm{d}l)_{rad}$ si riferisce a un singolo centro diffusore (il nucleo di un atomo di quel mezzo) la cui carica è Z.

I materiali di cui è necessario conoscere il potere frenante sono costituiti o da un solo tipo di elemento oppure da una o più sostanze a loro volta formate da elementi, i, di tipo diverso, ciascuno presente con una frazione in peso w_i. Il potere frenante di un materiale composito si ottiene come somma pesata dei poteri frenanti relativi ai singoli elementi. Con riferimento al potere frenante massico, si ha quindi: $(S/\rho) = \sum w_i\,(S/\rho)_i$, analogamente a quanto già indicato per il calcolo dei coefficienti (μ/ρ) dei materiali compositi (cfr. eq. 3.25).

L'espressione delle sezioni d'urto per gli elettroni (e i positroni) e quella relativa alle particelle cariche pesanti, pur non essendo fra loro concettualmente differenti, consentono approssimazioni e semplificazioni diverse. Esse saranno perciò illustrate separatamente.

3.3.1.a Il potere frenante per gli elettroni

Per gli elettroni e i positroni - come anche per le particelle cariche pesanti (cfr. § 3.3.1.b) - la componente elettronica e quella per irraggiamento del potere frenante di un mezzo sono trattate distintamente sia per il differente tipo di perdite di energia da esse descritto, sia per il diverso valore che queste perdite hanno in un dato mezzo a parità di energia T della particella.

I) Potere frenante elettronico

Il potere frenante elettronico, $(dT/\mathrm{d}l)_{el}$, si ottiene in funzione della sezione d'urto differenziale di diffusione, $\mathrm{d}\sigma(T, W)/\mathrm{d}W$, costituita dalle due componenti relative alle collisioni lievi e a quelle forti. Si ha quindi: $(dT/\mathrm{d}l)_{el} = N_V Z \int W[\mathrm{d}\sigma_S(T,W)/\mathrm{d}W]\mathrm{d}W + N_V Z \int W[\mathrm{d}\sigma_H(T,W)/\mathrm{d}W]\mathrm{d}W$, dove i limiti di integrazione sono W_e e W_c per il primo integrale e W_c e W_m per il secondo (cfr. §§ 3.3 e 3.3.1). Il potere frenante massico elettronico di un mezzo di densità ρ, calcolato tramite la precedente espressione in base alla teoria di Bethe e alle sue successive elaborazioni, si può esprimere - per particelle incidenti costituite da elettroni o positroni - come (cfr. Berger e Seltzer):

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{el} = \frac{1}{\rho}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l}\right)_{el} = \frac{4\pi r_0^2 m_0 c^2}{u}\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2} f(T) \qquad (3.48)$$

dove r_0 e m_0 sono, rispettivamente, il raggio classico ($r_0 = e^2/m_0 c^2$) e la massa a riposo dell'elettrone, c è la velocità della luce nel vuoto, Z e A sono, rispettivamente, il numero atomico e la massa atomica relativa del mezzo, u[1], è l'unità di massa atomica (quindi: $1/uA = N_V/\rho$), $\beta = v/c$ (dove v è la velocità della particella incidente). La funzione $f(T)$, detta numero di frenamento, è data da:

$$f(T) = \frac{1}{2}\left[\ln\left(\frac{T}{I}\right)^2 + \ln\left(1+\frac{\tau}{2}\right) + F^{\pm}(\tau) - \delta\right] \qquad (3.49)$$

dove I è l'energia media di eccitazione del mezzo considerato, $\tau = T/m_0c^2$,

[1] L'unità di massa atomica, u, è uguale a $1{,}660\,538\,86\cdot10^{-27}$ kg. La massa, espressa in kg, dell'atomo di un elemento è data dal prodotto: $u\cdot A$, tradizionalmente noto anche come peso atomico assoluto. Il simbolo A indica quindi, nell'espressione (3.48), la massa atomica relativa. Convenzionalmente il simbolo A è anche usato, in contesti diversi, per indicare sia la massa molare M (g mol^{-1}), numericamente ma non dimensionalmente uguale alla massa atomica relativa, sia il numero di massa di un dato elemento. Il numero di massa è un numero intero che indica il numero dei nucleoni (protoni + neutroni) dell'atomo di un elemento. La massa atomica relativa (tradizionalmente indicata anche come peso atomico relativo) è invece il rapporto fra il valore medio della massa degli isotopi di quell'elemento e 1/12 della massa del ^{12}C, pertanto la massa atomica relativa e il numero di massa di ciascun elemento hanno valori fra loro diversi.

$F^{\pm}(\tau)$ è una funzione di T (con un'espressione che varia se riferita a elettroni o a positroni), δ è un termine correttivo per l'effetto densità.
È utile analizzare l'influenza su $(S/\rho)_{el}$ delle diverse variabili presenti nelle equazioni (3.48) e (3.49). La dipendenza di $(S/\rho)_{el}$ dall'energia delle particelle è anzitutto osservabile nel termine β^2 la cui presenza a denominatore indica una dipendenza di $(S/\rho)_{el}$ dall'inverso del quadrato della velocità delle particelle. La dipendenza da $1/\beta^2$, prevalente alle basse energie ($T < \approx 0{,}5$ MeV), è gradualmente compensata all'aumentare di v da quella derivante dal termine $f(T)$ che invece cresce con v. Per valori di $T > \approx 1$ MeV (che per gli elettroni sono energie relativistiche) inizia a prevalere nella (3.48) il ruolo di $f(T)$ e le variazioni di $(S/\rho)_{el}$ si invertono. Alle alte energie $(S/\rho)_{el}$ è infatti sempre crescente con T, anche se piuttosto lentamente.
La funzione $F^{\pm}(\tau)$ nella $f(T)$ tiene conto di una leggera diversità fra elettroni e positroni nella perdita di energia per collisioni. Essa ha quindi una diversa espressione per elettroni e positroni, essendo rispettivamente:

$$F^{-}(\tau) = (1-\beta^2) + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau+1)\ln 2 \qquad (3.50)$$

$$F^{+}(\tau) = 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12}\left\{23 + \frac{14}{\tau+2} + \frac{10}{(\tau+2)^2} + \frac{4}{(\tau+2)^3}\right\} \qquad (3.51)$$

Il tipico andamento di $(S/\rho)_{el}$ in funzione di T, decrescente alle basse energie per poi crescere leggermente alle energie più elevate, è mostrato nella figura 3.9 in cui sono riportate le curve del potere frenante massico di alcuni materiali, in funzione dell'energia cinetica, T, degli elettroni.
La dipendenza del potere frenante massico dalle proprietà del mezzo è contenuta negli altri termini delle equazioni (3.48) e (3.49).
La dipendenza dal rapporto Z/A del mezzo è piuttosto modesta poiché questo rapporto è praticamente costante (circa 0,5) per gli elementi più leggeri ($Z < 20$) diminuendo di non oltre il 20% nel passare dal C al Pb.
La dipendenza da I al variare del numero atomico Z del mezzo è invece importante. L'energia media di eccitazione, I, nella (3.49) è una media dei potenziali di ionizzazione e di eccitazione degli atomi del mezzo assorbente. L'espressione teorica di I dipende dalle probabilità di transizione riguardanti i processi di ionizzazione e di eccitazione in un atomo di numero atomico Z. A eccezione dell'atomo di idrogeno, il calcolo di I per i diversi elementi a partire dalla sua definizione pone problemi non risolvibili, se non mediante eccessive semplificazioni.
I valori di I per i diversi materiali sono quindi tutti ottenuti sperimentalmente. Essi hanno comunque un'incertezza tale da

rappresentare uno dei maggiori contributi all'incertezza complessiva sul potere frenante. Il valore di I è indipendente dal tipo di particella carica ma dipende dal tipo di materiale. In particolare il valore del rapporto I/Z decresce al crescere di Z per $Z < 20$ ed è mediamente costante per i materiali con $Z > 20$, come è mostrato nella figura 3.10.
Il termine correttivo, δ, nell'espressione di $f(T)$ (eq. 3.49) è anch'esso dipendente dalle caratteristiche del mezzo. Questo termine tiene conto dell'effetto densità (o effetto di polarizzazione) nel mezzo, dovuto al fatto che il passaggio di una particella carica nella materia condensata altera la simmetria della distribuzione spaziale degli elettroni atomici.
Le particelle cariche incidenti inducono una polarizzazione degli atomi che in tal modo tendono a formare dei dipoli elettrici con le cariche positive (il nucleo) in posizione eccentrica rispetto alle orbite degli elettroni. La polarizzazione così indotta ha un'influenza sulle collisioni lievi in quanto la formazione dei dipoli produce un effetto di schermo

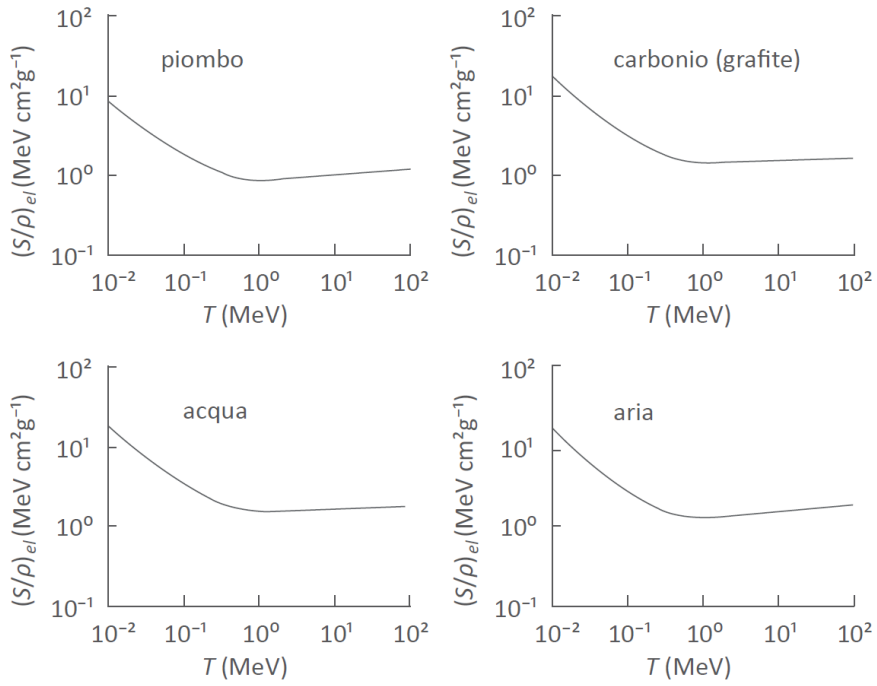


Figura 3.9 - Andamento del potere frenante massico elettronico, $(S/\rho)_{el}$, in funzione dell'energia cinetica, T, degli elettroni incidenti su materiali di interesse dosimetrico con numero atomico diverso: piombo, carbonio (grafite), acqua, aria (grafici elaborati con dati di Berger et al 1998)

verso le cariche più distanti dalla traiettoria della particella, riducendo il campo elettromagnetico agente su di essa. Ciò comporta interazioni coulombiane meno intense e quindi una diminuzione dell'energia persa dalla particella. La corrispondente diminuzione del potere frenante è descritta dal termine sottrattivo δ. L'effetto di polarizzazione è evidentemente tipico dei mezzi condensati da cui il nome di "effetto densità" dato a questo fenomeno. Nei gas la molto maggiore distanza fra gli atomi, rispetto ai mezzi liquidi e solidi, è tale che le interazioni delle particelle abbiano luogo con il campo elettrico dei singoli atomi. Per i gas l'effetto densità è quindi del tutto trascurabile. L'entità dell'effetto aumenta con la densità e con la velocità delle particelle come mostrato in figura 3.11 per gli elettroni. Le curve nella figura 3.11 possono essere riferite anche a particelle cariche diverse dagli elettroni purché la loro energia sia espressa in unità, τ, di energia a riposo della particella[2]. In figura 3.12 è mostrata l'influenza del termine correttivo δ sul potere frenante elettronico in alcuni mezzi di densità diversa.

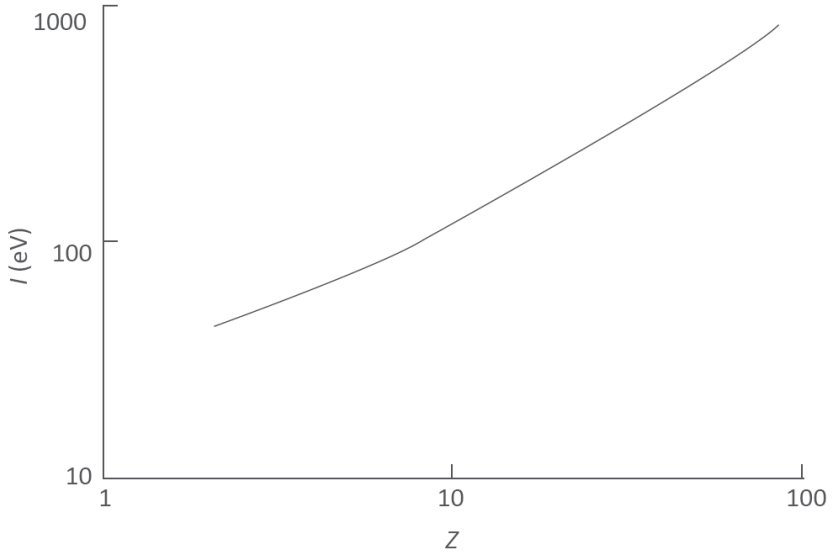


Figura 3.10 - Andamento dell'energia media di eccitazione, *I*, per materiali con diverso numero atomico, *Z* (curva ottenuta con dati di Berger e Seltzer)

[2] La grandezza adimensionale $\tau = T/M_0c^2$, esprime l'energia cinetica T di particelle con massa a riposo M, in unità di energia a riposo della particella. La grandezza τ è usata per semplificare le espressioni (come ad es. nella 3.49) per confrontare, a parità di energia cinetica, le velocità delle particelle di massa diversa.

La (3.49) dovrebbe, a rigore, includere un ulteriore termine correttivo, C, detta correzione per l'effetto shell.
Questo effetto deriva dal fatto che l'espressione classica del potere frenante elettronico è ottenuta facendo uso dell'approssimazione di Born. In tale approssimazione si assume che la velocità, v, della particella carica incidente sia molto maggiore della massima velocità degli elettroni atomici del mezzo e che quindi sia soddisfatta la condizione:

$$v >> Z\, e^2/\hbar \qquad (3.52)$$

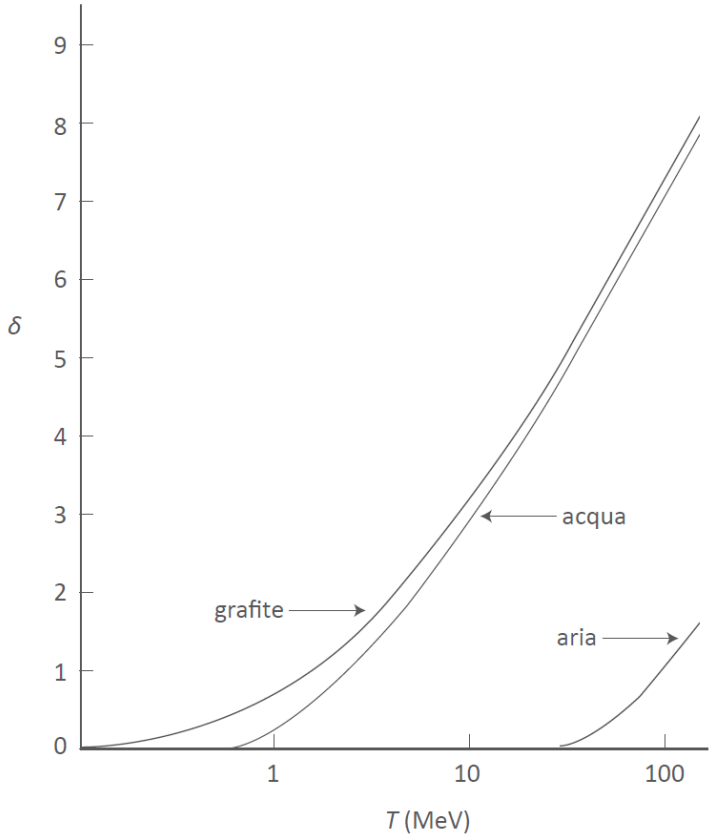


Figura 3.11 - Correzione, δ, da apportare al potere frenante elettronico per l'effetto densità, in funzione dell'energia cinetica degli elettroni, per alcuni materiali con densità diverse. Le curve riportate in figura sono riferite a elettroni. Esse possono essere riferite anche a particelle cariche di diverso tipo, esprimendo l'energia delle particelle in termini di τ (v. nota 2 a pagina precedente) e sostituendo nel grafico i valori dell'energia T degli elettroni con i loro corrispondenti valori di τ ($\tau = T/m_0c^2$) (curve ottenute con dati di Berger e Seltzer)

Quando la velocità della particella è talmente bassa da essere confrontabile con quella degli elettroni atomici (ad esempio, a fine percorso o a basse energie iniziali) quest'approssimazione non è più valida. In queste condizioni gli elettroni atomici partecipano con minore probabilità ai processi di collisione e quindi il potere frenante diminuisce. Gli elettroni orbitali con velocità maggiore sono quelli dell'orbitale K, seguono poi gli elettroni dell'orbitale L e così via.
L'effetto shell comincia a essere quindi significativo a energie confrontabili con quelle dell'orbitale K e diventa sempre più importante man mano che (col decrescere di $\beta = v/c$, della particella carica) anche per gli orbitali successivi la relazione (3.52) perde di validità.
La correzione C è, per gli elettroni, praticamente trascurabile a energie al di sopra dei 10 keV. D'altra parte il calcolo di C per energie inferiori ai 10 keV è affetto da una elevata incertezza e perciò questo termine non viene generalmente inserito nell'espressione del potere frenante per elettroni.

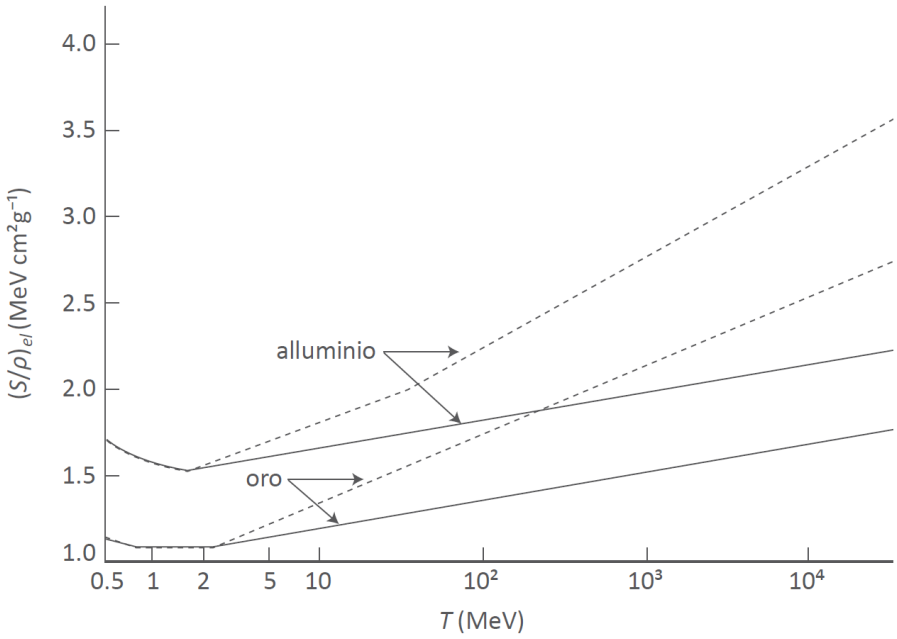


Figura 3.12 - Curve dei poteri frenanti massici elettronici, in funzione dell'energia cinetica, T, degli elettroni, per due materiali con diversa densità (alluminio e oro). La correzione δ per l'effetto densità è presente nei poteri frenanti descritti dalle curve piene ed è assente in quelli relativi alle curve tratteggiate (curve ottenute con dati di Berger et al 1998)

Al di sotto dei 10 keV sono, in generale, sempre meno soddisfatte per la (3.48) e la (3.49) le ipotesi su cui esse sono basate. Il loro uso comporta un'incertezza che può aumentare fino al 15% per elettroni con energia di 1 keV (cfr. Berger e Seltzer, Evans).
La correzione C non è invece trascurabile nel potere frenante per le particelle cariche pesanti (cfr. eq. 3.58).

II) Potere frenante per irraggiamento

Il potere frenante per irraggiamento si ottiene dalla sezione d'urto di bremsstrhalung per elettroni (e positroni) di Bethe e Heitler (cfr. § 3.3 e § 3.3.1). Esso si calcola quindi come: $(dT/\mathrm{d}l)_{rad} = N_V \int k(\mathrm{d}\sigma(T,k)/\mathrm{d}k)\mathrm{d}k$ il cui risultato fornisce un'espressione che può variare a seconda delle approssimazioni fatte (cfr. Berger e Seltzer, ICRU 1984, Leo). Tra le diverse formulazioni, un'espressione semplificata che fornisce una buona stima del potere frenante massico per irraggiamento e che ben evidenzia

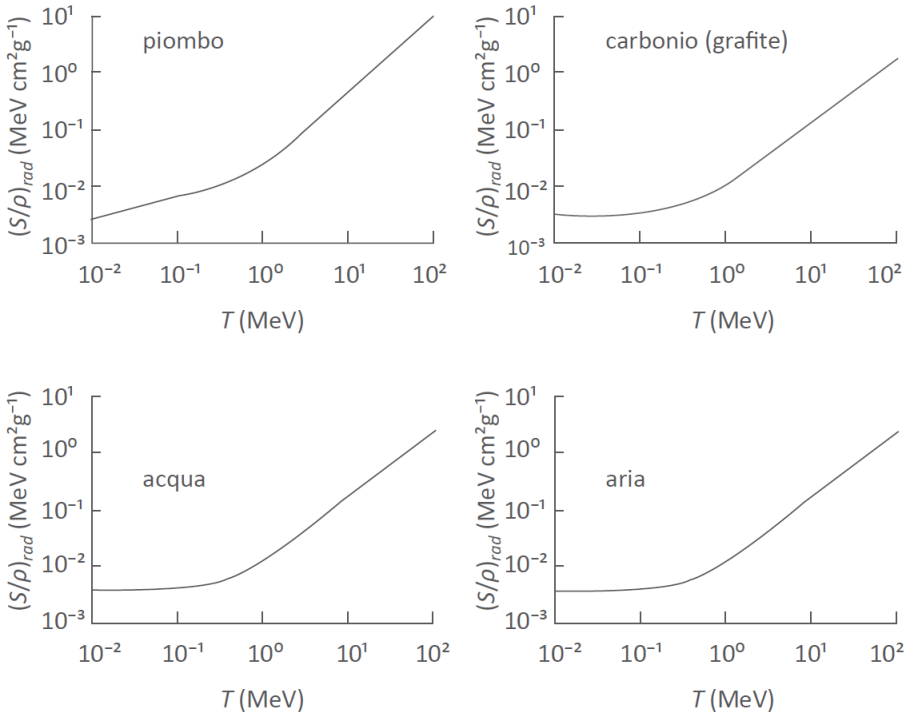


Figura 3.13 - Andamento del potere frenante massico per irraggiamento, $(S/\rho)_{rad}$, in funzione dell'energia cinetica, T, degli elettroni, per materiali con diverso numero atomico (curve ottenute con dati di Berger et al 1998)

le variabili coinvolte nel processo è data da:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} = \frac{1}{\rho}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l}\right)_{rad} \cong \frac{4\alpha Z^2}{uA}\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \ln\left(183Z^{-1/3}\right)T \qquad (3.53)$$

dove α è la costante (adimensionale) di struttura fine ($\alpha = 2\pi e^2/hc \approx 1/137{,}03604$) e gli altri simboli sono quelli già specificati per la (3.48). Si è omessa nella (3.53) la variabile z (presente come fattore z^2 che moltiplica e^2) poiché l'espressione è riferita agli elettroni ($z = 1$). Si vede dalla (3.53) come $(S/\rho)_{rad}$ dipenda dalle caratteristiche del mezzo tramite il rapporto Z^2/A. Diversamente da $(S/\rho)_{el}$, $(S/\rho)_{rad}$ cresce quindi linearmente con Z. Anche la dipendenza da T è lineare e, sotto questo aspetto, le formulazioni più rigorose di $(S/\rho)_{rad}$ non differiscono sostanzialmente da quella qui considerata.
La (3.53) può essere scritta più concisamente come: $(S/\rho)_{rad} = T/X_0$, avendo raggruppato tutte le variabili diverse da T nel termine X_0. La grandezza X_0, detta *lunghezza di radiazione* del mezzo considerato, assume, in base a questa sua formulazione, un particolare significato fisico che sarà discusso nel § 3.3.4.
È utile analizzare il rapporto tra il potere frenante per irraggiamento e quello elettronico. Tale rapporto può essere approssimato come:

$$\frac{\left(\frac{\mathrm{d}T}{\rho \mathrm{d}l}\right)_{rad}}{\left(\frac{\mathrm{d}T}{\rho \mathrm{d}l}\right)_{el}} \approx \frac{TZ}{n(T)} \qquad (3.54)$$

dove $n(T)$ è una quantità che ha le dimensioni di un'energia ed è variabile fra 700 MeV e 800 MeV in funzione dell'energia cinetica T dell'elettrone incidente e della densità del mezzo.
Dalla (3.54) si può determinare il valore dell'energia cinetica per il quale i due poteri frenanti si eguagliano. Questa energia, detta energia critica, si può valutare – ponendo uguale a 1 il rapporto (3.54) – approssimativamente come:

$$T_{critica}(\mathrm{MeV}) = \frac{n(T)}{Z} \cong \frac{800}{Z} \qquad (3.55)$$

La (3.55) ha una particolare utilità pratica quando si vuole stimare rapidamente qual è la frazione di energia cinetica che un fascio di elettroni, nell'attraversare un mezzo di numero atomico Z, perde per processi di ionizzazione ed eccitazione e per processi di irraggiamento. Dalla (3.55) si vede, ad esempio, che elettroni con un'energia compresa fra 70 e 80 MeV che attraversano un mezzo con $Z = 10$, perdono la stessa

frazione di energia per entrambi i processi.
L'energia della bremsstrahlung derivante da elettroni con energia cinetica T_0 è variabile in un intervallo fra 0 e T_0, tenendo però presente che nella produzione di bremsstrahlung la distribuzione in energia dei fotoni emessi è massima alle basse energie e decresce come $1/h\nu$ al crescere dell'energia $h\nu$ dei fotoni (cfr. § 3.3.1) fino a diventare trascurabile per $h\nu$ prossima a T_0.
In figura 3.13 è mostrato l'andamento del potere frenante massico per irraggiamento, $(S/\rho)_{rad}$, in funzione dell'energia cinetica degli elettroni, per alcuni materiali d'interesse dosimetrico.

3.3.1.b Il potere frenante per le particelle cariche pesanti

Per le particelle cariche pesanti (tipicamente, protoni e ioni medio-leggeri) l'espressione del potere frenante massico si può esprimere, analogamente al potere frenante per gli elettroni, come la somma dei due contributi: I) potere frenante massico elettronico, $(S/\rho)_{el}$, II) potere frenante massico per irraggiamento $(S/\rho)_{rad}$.
L'espressione del potere frenante elettronico per le particelle cariche pesanti non differisce concettualmente da quella relativa agli elettroni, pur essendo le due espressioni fra loro formalmente distinguibili. Questa diversità è dovuta essenzialmente: 1) al fatto che l'energia massima che gli elettroni e le particelle pesanti possono perdere nelle collisioni con gli elettroni atomici, può essere espressa in modo semplificato per gli elettroni, 2) a fattori correttivi che sono necessari per le particelle pesanti ma trascurabili o assenti per gli elettroni.
Il potere frenante per irraggiamento per le particelle pesanti ha un'espressione simile a quella relativa agli elettroni, ma i valori di $(S/\rho)_{rad}$ per particelle pesanti sono, come sarà illustrato più avanti, praticamente sempre trascurabili.

I) Potere frenante elettronico

Il potere frenante elettronico, $(\mathrm{d}T/\mathrm{d}l)_{el}$, dipende, analogamente a quanto già descritto per gli elettroni, dalla sezione d'urto differenziale di diffusione, $\mathrm{d}\sigma(T,W)/\mathrm{d}W$, specificata nelle sue due componenti dalla teoria di Bethe e alle successive elaborazioni (cfr. §§ 3.3 e 3.3.1). L'espressione del potere frenante massico elettronico, $(S/\rho)_{el}$, così ottenuto si può formulare - per una particella carica con massa a riposo $M_0 >> m_0$, con carica ze ed energia cinetica T - come (cfr. ICRU 1993):

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{el} = \left(\frac{\mathrm{d}T}{\rho \mathrm{d}l}\right)_{el} = \frac{4\pi r_0^2 m_0 c^2}{u} \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} L(\beta) \qquad (3.56)$$

dove simboli diversi da $L(\beta)$ hanno lo stesso significato di quelli usati nella (3.48) relativa agli elettroni. La funzione $L(\beta)$ detta numero di frenamento – in analogia con il nome dato anche alla funzione $f(T)$ nella (3.48) – ha la seguente espressione (cfr. ICRU 1993):

$$L(\beta) = L_0(\beta) + zL_1(\beta) + z^2 L_2(\beta) \tag{3.57}$$

dove:

$$L_0(\beta) = \left[\ln\left(\frac{2m_0 c^2 \beta^2}{1-\beta^2} \right) - \beta^2 - \ln I - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \tag{3.58}$$

e i termini $zL_1(\beta)$ e $z^2L_2(\beta)$ sono, rispettivamente, la "correzione di Barkas" e la "correzione di Bloch". Questi due termini tengono conto, rispettivamente: a) di una leggera differenza che si ha nelle perdite di energia in funzione del segno della carica della particella, b) di distorsioni nell'ampiezza di diffusione con gli elettroni atomici quando la velocità della particella è particolarmente bassa. I simboli nella (3.58) sono gli stessi di quelli utilizzati nella (3.49). Il termine C/Z è la correzione per l'effetto shell discussa per gli elettroni e non presente nella (3.49) per i motivi già illustrati. Contrariamente al caso degli elettroni, questa correzione non è trascurabile nel caso delle particelle pesanti. Essa si presenta come un termine sottrattivo poiché, come è stato spiegato in precedenza, l'effetto shell tende a ridurre il potere frenante. Riguardo all'effetto densità (termine δ) valgono considerazioni analoghe a quelle già fatte per gli elettroni.
La presenza nella (3.56) di z^2 (la variabile z non compare nell'eq. 3.48 poiché in quel caso ha valore unitario) evidenzia la forte dipendenza di $(S/\rho)_{el}$ dalla carica, ze, della particella e ciò spiega la più elevata perdita di energia che, a parità di altre condizioni, le particelle alfa e gli altri ioni con $z > 1$ hanno in un mezzo rispetto ai protoni e agli elettroni.
Nella (3.58) non è stato incluso, per semplicità di scrittura, un termine correttivo dipendente dalla massa, M_0, delle particelle incidenti (il simbolo m_0 presente nella (3.56) e nella (3.58) è riferito alla massa dell'elettrone atomico "bersaglio"). Questo termine correttivo è una funzione, $f(m_0/M_0)$, che compare nell'espressione dell'energia massima trasferibile, W_m, ma è del tutto trascurabile. Con questa approssimazione l'espressione di W_m si semplifica in: $[2m_0c^2\beta^2/(1-\beta^2)]$ (cfr. ICRU 1993).
La dipendenza del potere frenante dalla velocità della particella carica pesante è data essenzialmente dal fattore $1/\beta^2$ presente nella (3.56). Ciò fa aumentare fortemente il potere frenante al decrescere dell'energia delle particelle. L'influenza di β presente in $L(\beta)$ (cfr. eq. 3.57 e 3.58) ha un effetto di bilanciamento sul termine $1/\beta^2$ solo a energie molto elevate

e di più limitato interesse per le principali applicazioni dosimetriche.
La dipendenza di $(S/\rho)_{el}$ dal termine $1/\beta^2$ fa sì che alle energie molto basse, come quelle a fine percorso delle particelle in un mezzo, il rapido incremento di $(S/\rho)_{el}$ dia luogo al picco di Bragg (cfr. fig.11.20), tipico della curva di perdita di energia delle particelle cariche pesanti. A parità di energia cinetica, la velocità delle particelle pesanti è notevolmente più bassa di quella degli elettroni e si ha perciò una più pronunciata variazione di β per le particelle pesanti rispetto a quelle leggere, quando entrambe si trovano vicine alla fine del loro percorso. Un picco simile a quello di Bragg non è visibile nelle curve di perdita di energia dei fasci di elettroni sebbene anche per gli elettroni vi sia un'analoga dipendenza di S_{el} da $1/v^2$ e quindi un forte incremento di S_{el} a fine traccia. A causa della loro piccola massa, gli elettroni sono diffusi ad angoli sempre più grandi al decrescere dell'energia, aumentando così la tortuosità delle loro traiettorie. L'energia degli elettroni viene persa, a fine percorso, in tutte le possibili direzioni e solo in una minima parte lungo quella originaria del fascio incidente. Non è possibile perciò notare alcun picco nell'andamento di S_{el} quando, come normalmente si fa, le perdite di energie vengono determinate in funzione della profondità di penetrazione lungo una fissata direzione delle particelle. Concorre inoltre alla mancanza di un tale picco il fatto che, per gli elettroni, la regione del più forte incremento di perdita di energia riguarda essenzialmente gli ultimi nanometri del loro percorso (al di sotto qualche keV di energia) mentre per i protoni questa regione è dell'ordine di alcuni millimetri.
La figura 3.14 mostra l'andamento di $(S/\rho)_{el}$ di alcuni materiali per fasci di protoni.

II) Potere frenante per irraggiamento

L'espressione del potere frenante per irraggiamento per particelle cariche pesanti con carica *ze*, massa a riposo $M_0 > m_0$ è analoga a quella riferita agli elettroni, avendo però cura di sostituire nella (3.53) la massa m_0 con M_0 e la carica *e* con *ze*. Queste sostituzioni, pur non modificando concettualmente l'espressione di$(S/\rho)_{rad}$, sono però determinanti nel rendere il valore di $(S/\rho)_{rad}$ per particelle cariche pesanti trascurabile rispetto a quello di$(S/\rho)_{rad}$ per gli elettroni.
La sezione d'urto di bremsstrahlung è proporzionale al quadrato dell'accelerazione della particella carica quando essa viene deflessa durante il suo passaggio vicino al nucleo. L'accelerazione dipende a sua volta dall'inverso della massa della particella. In particolare, l'accelerazione prodotta da un nucleo di carica *Ze* su una particella di carica *ze* e massa a riposo M_0 è proporzionale a Zze^2/M_0. La sezione d'urto di bremsstrahlung è quindi proporzionale al termine $(Zze^2/M_0)^2$ per le particelle pesanti e al termine $(Ze^2/m_0)^2$ per gli elettroni. Il termine

$(Ze^2/m_0)^2$ nella (3.53) deve essere perciò sostituito con il termine $(Zze^2/M_0)^2$ se il potere frenante $(S/\rho)_{rad}$ non è riferito a elettroni ma a particelle pesanti di massa a riposo M_0 e carica ze. Ne consegue che il rapporto fra le energie perse per emissione di bremsstrahlung, rispettivamente, da elettroni e da particelle pesanti (di carica ze) con uguale energia cinetica T, risulta:

$$\frac{\left[(S/\rho)_{rad}\right]_{M_0}}{\left[(S/\rho)_{rad}\right]_{m_0}} \propto z^2\left(\frac{m_0}{M_0}\right)^2 \frac{\left(T+M_0c^2\right)}{\left(T+m_0c^2\right)} \qquad (3.59)$$

La (3.59) indica che per le particelle pesanti con $T \geq M_0c^2$, il valore di $(S/\rho)_{rad}$ può essere anche dell'ordine di 10^6 volte minore rispetto al valore di $(S/\rho)_{rad}$ per elettroni di uguale energia cinetica. Il valore di $(S/\rho)_{rad}$ rimane tuttavia praticamente sempre trascurabile per le particelle pesanti, anche alle energie cinetiche più basse (ad esempio, dell'ordine di 10 MeV per elettroni e 10^2 MeV per protoni) di interesse per le applicazioni mediche.

3.3.2 Potere frenante ristretto, trasferimento lineare di energia (LET)

La gran parte degli elettroni atomici liberati in un mezzo da particelle cariche ionizzanti ha bassissima energia poiché le collisioni più probabili

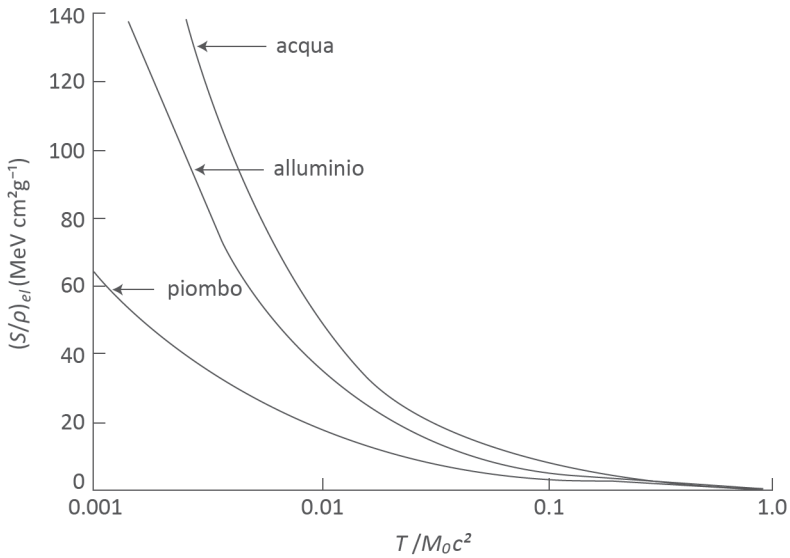


Figura 3.14 - Andamento del potere frenante massico elettronico, $(S/\rho)_{el}$ in funzione dell'energia cinetica, T, dei protoni incidenti su materiali diversi. In ascisse l'energia dei protoni è riportata in termini di T/M_0c^2 (con M_0c^2 = 938 MeV) (curve ottenute con dati di Attix)

sono quelle in cui le particelle incidenti hanno piccole perdite di energia (cfr. § 3.3). Nelle (meno frequenti) ionizzazioni in cui le particelle incidenti subiscono consistenti perdite di energia, sono liberati elettroni (i raggi δ già introdotti nel § 3.3) con energia cinetica molto più elevata di quella mediamente trasferita a un elettrone secondario a seguito di una ionizzazione.

Nella valutazione degli effetti biologici delle radiazioni ionizzanti è importante poter correlare l'effetto che ha luogo in un mezzo, all'interno di una sua regione molto piccola, con la quantità di energia della radiazione che, depositandosi nel piccolo volume di quella regione, ha causato l'effetto. Interessa in questi casi determinare quelle perdite di energia in cui l'energia persa dalla particella in un dato elemento di volume del mezzo non è trasportata al di fuori del volume ma rimane trattenuta al suo interno. Tali perdite di energia sono dette "perdite locali". Il tema delle "perdite locali" è importante in dosimetria, come si vedrà nel capitolo 12 relativo alla determinazione della dose assorbita.

Il potere frenante S_{el} di un mezzo m consente di determinare l'energia media persa dalle particelle cariche anche in un piccolo elemento di volume V_m. Ma l'energia persa dalle particelle cariche primarie in V_m corrisponde all'energia da esse depositata in V_m solo a condizione che gli elettroni secondari da esse prodotti abbiano un'energia sufficientemente piccola da non essere trasportata al di fuori di V_m. Questa condizione non è soddisfatta se nell'energia degli elettroni secondari si include anche quella di tutti i raggi δ prodotti in V_m. Gli elettroni più energetici possono avere infatti un'energia tale da fuoriuscire dal quel volume. L'energia dei raggi δ, pur facendo parte dell'energia persa dalle particelle cariche primarie in V_m, non può essere perciò totalmente inclusa nell'energia da esse depositata in V_m.

Per calcolare quanta parte dell'energia persa dalle particelle cariche in un elemento di volume V_m rimane depositata all'interno di V_m, si usa il *potere frenante ristretto*, $L(T, \Delta)$. Per una particella carica che si propaga in un mezzo, il potere frenante ristretto del mezzo esprime le perdite di energia minori di un dato valore Δ. L'energia cinetica degli elettroni atomici espulsi nelle ionizzazioni correlate a tali perdite, è quindi minore di Δ. il percorso medio, $R(\Delta)$, di un elettrone con energia cinetica Δ specifica le dimensioni della regione (intorno alla traccia della particella nel mezzo) entro cui l'energia degli elettroni liberati con energia minore di Δ si può assumere come "localmente" assorbita. Infatti il percorso di tutti questi elettroni si arresta (mediamente) entro un volume V_Δ di raggio $r_\Delta = R(\Delta)$. Con riferimento alla figura 3.15, V_Δ può essere schematizzato come uno dei tanti volumi sferici il cui centro è situato, lungo la direzione di propagazione della particella carica incidente, in ciascun punto P nel mezzo dove la particella ha una perdita di energia liberando elettroni

secondari con energia cinetica T. Per ogni elettrone secondario liberato in P con energia $T < \Delta$ si ha sempre, mediamente, $R(T) < R(\Delta) = r_\Delta$.
Il concetto di potere frenante ristretto specifica dunque il significato di "perdite locali di energia" da parte di una particella carica che si propaga in un mezzo. Quanto minore è il valore di Δ tanto più piccola è la regione del mezzo entro cui le perdite si assumono come "locali".
La grandezza $L(T, \Delta)$ è concettualmente analoga al potere frenante elettronico S_{el} in quanto entrambe esprimono una perdita di energia. Ma è evidente, dalle definizioni di S_{el} e di $L(T, \Delta)$, che, a parità di tutte le condizioni, $L(T, \Delta)$ è sempre quantitativamente inferiore a S_{el} con una differenza che cresce al diminuire di Δ.
Il potere frenante ristretto, $L(T, \Delta)_m$, di un mezzo m, per particelle cariche di tipo ed energia cinetica T specificati, è formalmente definito dal rapporto (cfr. ICRU 1984):

$$L(T, \Delta)_m = \left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l}\right)_{\Delta,m} \tag{3.60}$$

dove dT è il valore medio dell'energia che la particella perde, nel percorrere il tratto dl di quel mezzo, a seguito di interazioni coulombiane con gli elettroni atomici, in ciascuna delle quali si ha un trasferimento di

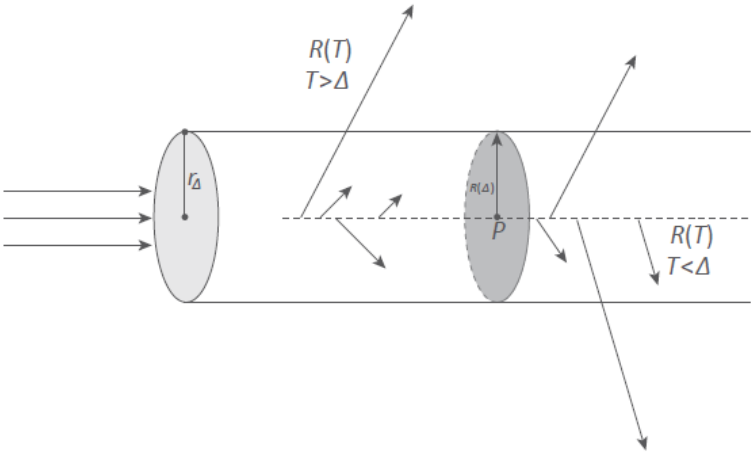


Figura 3.15 – Il percorso medio $R(T)$ degli elettroni secondari (frecce interne al cilindro) liberati - con energia cinetica T - dalle particelle cariche incidenti in punti P di un mezzo, può essere inferiore, uguale o superiore al percorso medio $R(\Delta)$ dei secondari che hanno una data energia cinetica Δ. L'energia Δ specifica (nel mezzo attraversato) il valore del raggio r_Δ di un volume sferico (centrato in P) entro cui le perdite di energia si considerano come "perdite locali". Poiché i secondari con $T < \Delta$ non fuoriescono dal volume di raggio r_Δ, essi sono i soli ad essere tenuti in conto nella definizione di $L(T, \Delta)$ mentre non lo sono quelli con $T > \Delta$

energia W (cfr. 3.3.1) non superiore a dato valore Δ.
L'espressione di $L(T, \Delta)$ si ottiene da quella del potere frenante elettronico non ristretto, S_{el} (cfr. § 3.3.1), imponendo, nella formulazione di S_{el}, la condizione che W_m, la massima energia che la particella incidente può in una collisione trasferire a un elettrone atomico, sia Δ. La sostituzione di W_m con Δ modifica le funzioni $f(T)$ e $L_0(\beta)$ presenti, rispettivamente, nella (3.49) e nella (3.58).
A seguito di questa modifica, l'espressione di $L(T, \Delta)$ per un mezzo di densità ρ si può scrivere, per gli elettroni e i positroni, come (cfr. ICRU 1984):

$$L(T,\Delta)_m = \left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l}\right)_{\Delta,m} = 4\pi r_0^2 m_0 c^2 \frac{\rho Z}{uA}\frac{1}{\beta^2} g(T,\eta) \qquad (3.61)$$

dove i simboli diversi da $g(T,\eta)$ hanno lo stesso significato di quelli della (3.48) e con $g(T,\eta)$ dato da:

$$g(T,\eta) = \frac{1}{2}\left[\ln\left(\frac{T}{I}\right)^2 + \ln\left(1+\frac{\tau}{2}\right) + G^{\pm}(\tau,\eta) - \delta\right] \qquad (3.62)$$

essendo, rispettivamente per gli elettroni e i positroni:

$$G^{-}(\tau,\eta) = -1-\beta^2 + \ln\left[4(1-\eta)\eta\right] + (1-\eta)^{-1} + \left(1-\beta^2\right)\left[\frac{\xi^2\tau^2}{2} + (2\tau+1)\ln(1-\eta)\right] \qquad (3.63)$$

e

$$G^{+}(\tau,\eta) = \ln 4\eta - \beta^2\left[1 + (2-\xi^2)\eta - (3+\xi^2)\frac{\xi\tau}{2}\eta^2 + (1+\xi\tau)\frac{\xi^2\tau^2}{3}\eta^3 - \frac{\xi^3\tau^3}{4}\eta^4\right] \qquad (3.64)$$

dove $\xi = \dfrac{1}{(\tau+2)}$ e $\eta = \dfrac{\Delta}{T}$.

È immediato verificare che, se nella (3.63) si pone $\Delta = T/2$ – l'energia massima trasferibile a un elettrone atomico da parte di un elettrone incidente con energia cinetica T (cfr. § 3.3) – si ha $\eta = ½$ e quindi $G^{-}(\tau, ½) = F^{-}(\tau)$ (cfr. eq. 3.50). Quando la particella incidente è un positrone di energia T, la massima energia, W_m, trasferibile a un elettrone atomico è proprio T, non applicandosi più la convenzione che pone $W_m = T/2$ quando la particella incidente è indistinguibile dalla particella secondaria (cfr. § 3.3). Se pertanto nella (3.64) si pone $\Delta = T$ – la massima energia trasferibile a un elettrone atomico da parte di un positrone di energia T – risulta $\eta = 1$ e quindi $G^{+}(\tau,1) = F^{+}(\tau)$ (cfr. eq. 3.51). Per valori di Δ molto grandi il valore di $L(T, \Delta)$ tende quindi a coincidere con quello di S_{el}.

Per valori di Δ molto piccoli, dell'ordine delle energie di legame degli elettroni espulsi, la (3.62) può sovrastimare (del 10-20%) l'energia media depositata "localmente" dalla particella. Ciò è dovuto principalmente al fatto che la (3.62) non tiene conto, a queste basse energie, dell'energia trasportata lontano dalla traccia (della particella ionizzante), dalla radiazione caratteristica di fluorescenza o dagli elettroni Auger prodotti a seguito dei processi di ionizzazione (cfr. ICRU 1984).
Per le particelle cariche pesanti, la sostituzione di W_m con Δ modifica il termine $L_0(\beta)$ (eq. 3.58) nel corrispondente termine:

$$[L_0(\beta)]_\Delta = \left[\frac{1}{2}\ln\left(\frac{2m_0c^2\beta^2\Delta}{1-\beta^2}\right) - \beta^2 - \ln I - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right] \qquad (3.65)$$

Per le particelle pesanti, l'energia massima trasferibile (cfr. § 3.3.1.b) è: $W_m \approx 2m_0c^2\beta^2/(1-\beta^2)$ ed è facile verificare che se si pone $\Delta = W_m$ nella (3.65) si riottiene la (3.58). Sostituendo la (3.58) con la (3.65), si ricava dalla (3.56) e dalla (3.57) l'espressione di $L(T,\Delta)$ per un mezzo di densità ρ e per particelle pesanti di carica ze:

$$L(T,\Delta)_m = \left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l}\right)_{\Delta,m} = \frac{4\pi r_0^2 m_0 c^2}{u}\frac{\rho Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\{[L_0(\beta)]_\Delta + zL_1(\beta) + z^2L_2(\beta)\} \qquad (3.66)$$

dove i simboli diversi da $[L_0(\beta)]_\Delta$ hanno lo stesso significato di quelli nella (3.56).
Analogamente agli altri coefficienti d'interazione descritti in questo capitolo, $L(T,\Delta)_m$ è prevalentemente utilizzato e tabulato nei suoi valori, come potere frenante ristretto massico, $L(T,\Delta)_m/\rho$, ed è quindi espresso in J m^2 kg^{-1} o in MeV cm^2 g^{-1} o in keV cm^2 g^{-1}.
Mediante il potere frenante ristretto, $L(T,\Delta)$, si calcolano i trasferimenti di energia, W, in cui l'energia persa da una specificata particella carica è minore o uguale a un dato valore Δ, ($W \leq \Delta$). Un elettrone atomico liberato nel mezzo da una particella carica le cui perdite di energia non superano il valore limite Δ, ha perciò un'energia cinetica $T_e \leq (\Delta - B_e)$ essendo B_e l'energia di legame dell'elettrone espulso.
Un'informazione più specifica rispetto a quella fornita dal potere frenante ristretto, si ottiene mediante il *trasferimento lineare di energia*, un coefficiente d'interazione con una differente formulazione rispetto a quella di $L(T,\Delta)$, anche se in generale non molto diverso quantitativamente da quest'ultimo.
Il *trasferimento lineare di energia*, L_Δ, per un dato tipo di particelle cariche di specificata energia cinetica che si propagano in un mezzo m, è definito come (cfr. ICRU 2011):

$$L_{\Delta} = \frac{\mathrm{d}E_{\Delta}}{\mathrm{d}l} \tag{3.67}$$

dove dE_{Δ} è il valore medio dell'energia persa da una particella carica a seguito delle interazioni con gli elettroni atomici lungo il tratto dl del mezzo, diminuito della somma media delle energie cinetiche di tutti gli elettroni liberati dalla particella (lungo dl) con energia cinetica maggiore di un dato valore Δ. Il *trasferimento lineare di energia* si può quindi esprimere anche come:

$$L_{\Delta} = S_{el} - \frac{\mathrm{d}T_{\Delta}}{\mathrm{d}l} \tag{3.68}$$

dove S_{el} è il potere frenante elettronico (cfr. § 3.3.1) e dT_{Δ} è la somma media delle energie cinetiche, maggiori di Δ, di tutti gli elettroni liberati dalla particella carica nell'attraversare il tratto dl del mezzo. In base alla sua definizione, la grandezza L_{Δ} esprime quelle perdite di energia in cui l'energia cinetica, T_e, degli elettroni atomici liberati da parte della particella carica considerata è (in riferimento al singolo elettrone): $T_e \leq \Delta$. Un aspetto da cui si evince la diversità di L_{Δ} da $L(T, \Delta)$ riguarda il diverso significato che assume la quantità Δ quando è riferita all'una o all'altra grandezza: l'energia Δ rappresenta in $L(T, \Delta)$ un limite superiore per l'energia cinetica persa dalla particella carica, mentre in L_{Δ} indica un limite superiore per l'energia cinetica dei singoli elettroni atomici liberati dalla particella carica. La perdita di energia espressa da L_{Δ} è maggiore, per uno stesso valore di Δ, di quella espressa da $L(T, \Delta)$ poiché L_{Δ} include la somma delle energie di legame degli elettroni atomici espulsi. Le dimensioni della regione del mezzo, specificata da Δ ed entro cui le perdite di energia sono classificabili come "perdite locali", variano pertanto (sia pur leggermente) a seconda che il limite Δ sia quello riferito a L_{Δ} o a $L(T, \Delta)$. Se le energie di legame coinvolte sono trascurabili (rispetto al valore di Δ) la differenza fra i valori di L_{Δ} e di $L(T, \Delta)$ risulta anch'essa trascurabile.

Il trasferimento lineare di energia, L_{Δ}, - comunemente denotato anche con l'acronimo "LET" (*Linear Energy Transfer*) – è prevalentemente utilizzato nelle analisi finalizzate alla valutazione degli effetti delle radiazioni ionizzanti dipendenti dalla distribuzione spaziale, a livello microscopico, della ionizzazione lungo la traccia della particella carica incidente. Particelle cariche per le quali i valori di L_{Δ} – nonché di $L(T, \Delta)$ – sono più elevati, rispetto ad altri tipi di particelle, producono una più elevata densità spaziale di ionizzazione e perciò un maggior danno biologico (cfr. § 4.5). Mediante L_{Δ} si misurano abitualmente le perdite di energia in tratti microscopici nel mezzo percorso dalle particelle cariche. Perciò i valori di L_{Δ}, sono di frequente espressi in keV μm^{-1}, anziché in keV cm^{-1} come solitamente per $L(T, \Delta)$.

È utile notare che, base alla definizione di E_Δ nella (3.67), il caso particolare in cui L_Δ è riferito al valore $\Delta = 0$, il simbolo L_0 (corrispondente a $\Delta = 0$) esprime l'energia persa da una particella carica, che non riappare come energia cinetica di elettroni secondari.
Per valori di Δ molto grandi il valore di L_Δ tende a coincidere con quello di S_{el}, e perciò il simbolo L_∞ ($\Delta = \infty$) è spesso usato come sinonimo del potere frenante elettronico lineare S_{el}.

3.3.3 Il "range" delle particelle cariche

Il percorso che particelle cariche di energia cinetica iniziale T_0 riescono a compiere in un mezzo di numero atomico Z non è mai identico per tutte le particelle a causa della distribuzione casuale delle loro perdite di energia. Questo percorso è molto tortuoso soprattutto per gli elettroni per i quali le deviazioni di traiettoria sono molto più pronunciate rispetto a quelle delle particelle pesanti. Tali deviazioni aumentano al crescere di Z e al diminuire di T_0. Il percorso, R_i, di una particella è la somma dei diversi tratti ciascuno dei quali è il percorso della particella fra una collisione e la successiva (figura 3.16). Il percorso R_i è una grandezza stocastica il cui valore dipende essenzialmente: dal numero (statisticamente variabile) di forti collisioni che la particella subisce (quindi dalla quantità e dall'energia dei raggi δ prodotti), dallo "scattering multiplo" delle particelle e – per gli elettroni – da eventi con elevata perdita di energia a seguito della produzione di bremsstrahlung.
Per gli elettroni il percorso R_i relativo a ciascuna particella sarà quindi tanto minore quanto maggiore sarà l'energia dei δ (o dell'eventuale bremsstrahlung) da essa generati (figura 3.16). La variabilità del percorso delle particelle cariche (lo "straggling") è evidentemente molto più elevata per gli elettroni rispetto alle particelle cariche pesanti. A causa della variabilità nella lunghezza dei percorsi R_i, i loro valori sono distribuiti attorno a un valor medio, R, definito come il *range* delle particelle di un fascio di data energia nel mezzo considerato.
La distribuzione delle lunghezze dei percorsi, R_i, è di tipo gaussiano poiché di tale natura è il processo di perdita di energia delle particelle in un assorbitore. Se n_0 particelle monoenergetiche incidono su un mezzo sufficientemente spesso e se dn è il numero di quelle che hanno un *range* compreso tra x e x + dx, si ha (cfr. Evans):

$$\frac{\mathrm{d}n}{n_0} = \frac{1}{\alpha_R \sqrt{\pi}} \mathrm{e}^{-[(x-R)/\alpha_R]^2} \mathrm{d}x \qquad (3.69)$$

dove $\alpha_R = \sqrt{2} \cdot \sigma_R$ è la semilarghezza della distribuzione dei valori di R_i, caratterizzata dalla varianza $\sigma^2 = {\alpha_R}^2/2$, come illustrato nella figura 3.17.

La distribuzione statistica dei percorsi R_i intorno al loro valore atteso, il range R, spiega la tipica forma delle curve sperimentali che correlano il numero di particelle di un fascio (di una data energia iniziale) alla profondità del materiale che esse riescono ad attraversare (figura 3.18). In assenza di variabilità statistica nei percorsi delle singole particelle, il tratto finale di queste curve sperimentali manterrebbe il suo andamento lineare nell'intercettare l'asse delle ascisse anziché il tipico flesso come mostrato nei due esempi in figura 3.18 relativi all'assorbimento di particelle pesanti (curva a) e di particelle leggere (curva b). L'andamento incurvato nel tratto finale di queste curve è dovuto alla variabilità, anch'essa statistica, dei "percorsi proiettati", $(R_T)_i$. Al percorso R_i di ciascuna particella si può infatti far corrispondere la profondità $(R_T)_i$ attraversata dalla particella (figura 3.16). La profondità $(R_T)_i$ si ottiene come proiezione della spezzata R_i sull'asse di incidenza del fascio di particelle. Il *percorso proiettato* $(R_T)_i$ rappresenta quindi lo spessore del

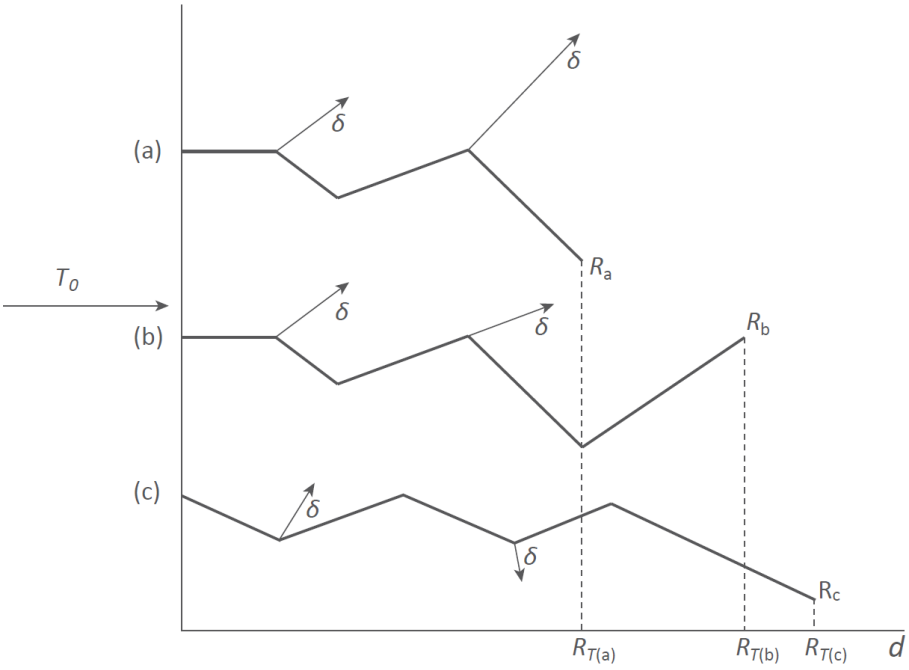


Figura 3.16 – Schema esemplificativo della variabilità dei percorsi R_i di tre particelle (a, b, c) che, con energia iniziale T_0, attraversano un mezzo. La variabilità di R_i dipende in larga misura dalla quantità e dall'energia dei raggi δ generati lungo la traccia di ciascuna particella. Il valor medio degli R_i è il range, R, delle particelle nel mezzo attraversato. Le proiezioni $(R_T)_a$, $(R_T)_b$, e $(R_T)_c$ dei percorsi R_i corrispondono agli spessori attraversati dalle particelle nel mezzo considerato

mezzo che la particella riesce ad attraversare e perciò esso coincide con la grandezza riportata in ascisse nelle curve sperimentali come quelle mostrate in figura 3.18. Lo spessore $(R_T)_i$ è, come il percorso R_i, anch'esso variabile statisticamente ed evidentemente risulta sempre $(R_T)_i \leq R_i$. La diversità fra i valori di $(R_T)_i$ e quelli dei corrispondenti R_i è tanto più pronunciata quanto più tortuoso è il percorso R_i delle particelle. Il valor medio degli $(R_T)_i$ è comunemente indicato come il *range proiettato*, R_T, del fascio di particelle nel mezzo considerato e ovviamente risulta sempre $(R_T)_i \leq R$.
Sia R che R_T – così come i percorsi R_i e $(R_T)_i$ – non sono di norma misurabili, a meno di disporre di metodi che forniscano le immagini delle tracce delle particelle in qualsiasi mezzo. Nella pratica, per caratterizzare il potere di penetrazione di un fascio di particelle cariche in un mezzo, si determinano altre grandezze che pur non coincidendo esattamente con R e R_T, sono a esse simili.
Queste grandezze sono il *range CSDA*, R_{CSDA} (cfr. NIST) e il *range estrapolato*, R_e.
Il *range CSDA* è il *range* di un fascio di particelle cariche determinato nell'approssimazione cosiddetta del rallentamento continuo (Continuous Slowing Down Approximation, CSDA) e si calcola, a partire dalla definizione di potere frenante, come:

$$R_{CSDA} = \int_0^{T_0} \left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}l} \right)^{-1} \mathrm{d}T \tag{3.70}$$

dove $\mathrm{d}T/\mathrm{d}l$ è il *potere frenante* del mezzo cui il *range* delle particelle

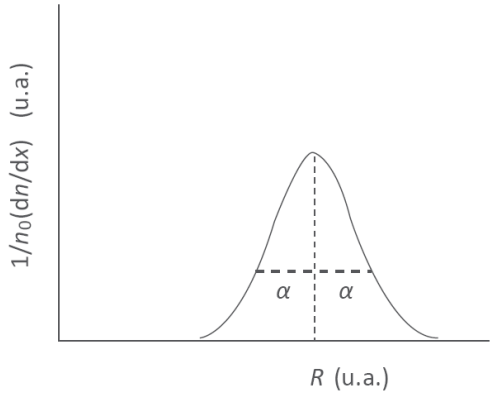


Figura 3.17 - Distribuzione normale delle lunghezze dei percorsi R_i delle particelle intorno al loro valor medio, il range R. Il parametro α della distribuzione (cfr. eq. 3.66) è uguale alla semilarghezza della distribuzione corrispondente al punto della curva posto a 1/e del suo massimo

considerate è riferito. Nell'approssimazione del rallentamento continuo le fluttuazioni nelle perdite di energia delle particelle non sono presenti, in quanto si assume che le particelle perdano energia in modo continuo lungo il loro percorso con una perdita media di energia per unità di percorso data dal potere frenante, S (cfr. eq. 3.45). Se nella (3.70) si sostituisce il *potere frenante* $\mathrm{d}T/\mathrm{d}l$ con il *potere frenante massico*, $\mathrm{d}T/(\rho \mathrm{d}l)$, si ottiene il *range massico* R^*_{CSDA} dato da:

$$R^*_{CSDA} = \int_0^{T_0} \left(\frac{dT}{\rho\, dl} \right)^{-1} dT \qquad (3.71)$$

Il *range massico* R^*_{CSDA} ha le dimensioni di uno spessore massico ($\mathrm{g\,cm^{-2}}$) essendo $R^*_{CSDA} = \rho R_{CSDA}$. La funzione $\mathrm{d}T/\mathrm{d}l$ nella (3.70) e nella (3.71) è il *potere frenante totale* $S = S_{el} + S_{rad}$.
La grandezza R_{CSDA} approssima il *range* R delle particelle nel mezzo ma non coincide necessariamente con esso. Negli integrali delle equazioni (3.70) e (3.71) i valori di $\mathrm{d}T/\mathrm{d}l$ variano infatti con continuità in funzione dell'energia, esprimendo il valore medio delle perdite di energia (per ionizzazione, eccitazione e irraggiamento) lungo ciascun tratto del percorso. Quando infatti si hanno perdite di energia elevate (come nella produzione di raggi δ o di bremsstrhalung di elevata energia) si hanno sensibili variazioni non solo dell'energia della particella ma anche della sua direzione (soprattutto per gli elettroni). La lunghezza media del percorso, R, non sarà quindi mai coincidente con quella fornita dal calcolo di R_{CSDA} o di R^*_{CSDA}.

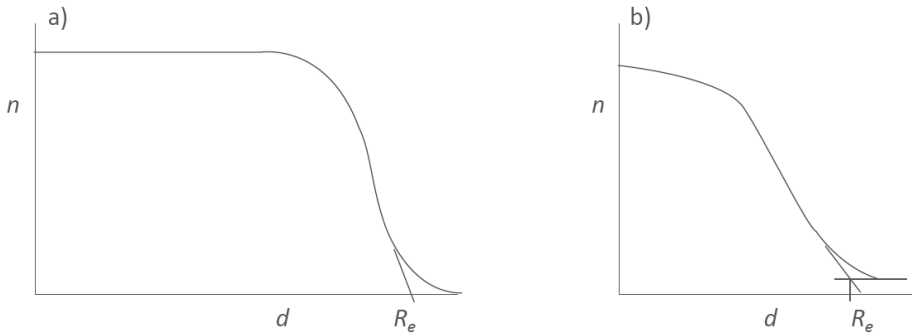


Figura 3.18 - Tipiche curve in cui è riportato il numero, *n*, di particelle che attraversano un materiale in funzione dello spessore, *d*, attraversato. La curva a) si riferisce a particelle pesanti (come le particelle alfa) in cui l'effetto di "straggling" è presente essenzialmente solo a fine percorso. La curva b) si riferisce a particelle leggere (come gli elettroni) in cui l'effetto di "straggling" è presente lungo tutta la curva ed è molto pronunciato a fine percorso. La definizione di range estrapolato, R_e, illustrata nelle figure a) e b) per i due tipi di particelle, è riportata nel testo

Per le particelle pesanti la differenza numerica fra R e R_{CSDA} può essere quasi sempre trascurata. Per gli elettroni, i valori di R e R_{CSDA} possono risultare diversi fra loro, ma per scopi pratici (ad esempio il calcolo degli spessori di materiali schermanti) R_{CSDA} può essere usato al posto di R accettando un'incertezza di qualche percento.
Nelle tabulazioni, sono i valori di R_{CSDA} (o di R^*_{CSDA}) a essere normalmente riportati anziché quelli di R, anche perché la determinazione di R_{CSDA} può essere fatta con criteri più omogenei e standardizzabili.
Per gli elettroni, caratterizzati dalla produzione dei raggi δ e da un'accentuata obliquità dei loro percorsi parziali, il *range* R_{CSDA} in un dato materiale è sempre più grande dello spessore massimo di quel materiale che gli elettroni riescono ad attraversare. Tale spessore è invece approssimabile sia al *range proiettato* R_T (definito sopra) sia al *range estrapolato*.
Il *range estrapolato*, R_e, è la grandezza generalmente utilizzata quando si vuole misurare il grado di penetrazione delle particelle cariche in un mezzo, determinando la variazione del numero di particelle in funzione dello spessore di materiale da esse attraversato (figura 3.18). Il concetto di *range estrapolato* richiama quello di percorso medio proiettato, R_T, introdotto in precedenza. Rispetto a R_T, R_e è comunque più accuratamente e agevolmente determinabile.
Per gli elettroni, il *range estrapolato*, R_e, è definito come la profondità corrispondente all'intersezione della estrapolazione del tratto lineare finale della curva di assorbimento con la linea di fondo con cui la curva prosegue tendendo allo zero sull'asse delle ascisse (figura 3.18). Il proseguimento della linea di fondo si osserva essenzialmente con gli elettroni i quali producono nel mezzo attraversato fotoni di frenamento (bremsstrahlung). Questi fotoni viaggiano nel mezzo oltre la massima profondità di penetrazione degli elettroni primari, generando elettroni secondari che danno luogo a un fondo che prolunga la curva di assorbimento.
Per materiali con basso numero atomico ($Z < 10$) il range estrapolato, R_e, degli elettroni può essere approssimato dal range R_{CSDA}, entro il 5-10%. A più elevati valori di Z le differenze fra R_e e R_{CSDA} possono essere anche del 50%. La differenza quantitativa fra R_e e R_{CSDA} cresce in generale al decrescere dell'energia degli elettroni.
Per le particelle pesanti, per le quali il fondo di bremsstrahlung è praticamente assente, il *range estrapolato*, R_e, è definito come la profondità corrispondente all'intersezione dell'estrapolazione del tratto lineare finale della curva di assorbimento con l'asse delle ascisse.
I valori del range R_{CSDA} delle particelle cariche nei vari materiali sono tabulati in funzione dell'energia in diverse pubblicazioni fra cui quelle riportate in bibliografia (cfr. ICRU 1984, ICRU 1993, NBS, NIST). I dati

range-energia riportati in queste tabulazioni riguardano gli elettroni, i protoni e le particelle alfa. Il range delle particelle cariche più pesanti si può valutare con ragionevole approssimazione in funzione dei dati relativi ai protoni. Dalla (3.58) e dalla (3.70) si può infatti ricavare la relazione[3]:

$$\frac{R_a(v_0)}{R_b(v_0)} = \frac{M_a}{M_b}\frac{z_b^2}{z_a^2} \tag{3.72}$$

dove $R_i(v_0)$ è il range (nel mezzo d'interesse) della particella M_i di carica z_i e velocità v_0 (identica per entrambe le particelle). La (3.72) consente di ottenere una rapida valutazione del range di particelle cariche di massa M_a, carica z_a e velocità iniziale v_0 se è noto il range R_b nello stesso mezzo di un'altra particella pesante (ad es. i protoni) di massa M_b, carica z_b (uguale a 1 per i protoni) con la stessa velocità iniziale v_0.
È utile ricordare che due particelle pesanti di massa M_a e M_b con energia iniziale T_a e T_b hanno la stessa velocità se $T_b = T_a(M_a/M_b)$. Quindi una particella di massa M_a ha, in un dato mezzo, un range più elevato rispetto a una particella di massa M_b di pari carica e velocità iniziale ma di massa minore, in quanto: $(S_{el})_a = (S_{el})_b$ ma $T_a > T_b$.
In figura 3.19 è riportato l'andamento tipico di R^*_{CSDA} in acqua in funzione dell'energia di diversi tipi di particelle.
Se per una particella pesante è noto il suo $R(A_a)$ in un materiale di peso atomico A_a, il range $R(A_b)$ della stessa particella (alla medesima energia) in un materiale di peso atomico A_b può essere ottenuto approssimativamente tramite la relazione (semiempirica) di Bragg-Kleeman (cfr. Leo):

$$\frac{R(A_a)}{R(A_b)} = \frac{\rho_b\sqrt{A_a}}{\rho_a\sqrt{A_b}} \tag{3.73}$$

dove ρ_a e ρ_b sono, rispettivamente, le densità dei materiali di peso atomico A_a e A_b.
Per la radiazione β emessa nel decadimento dei radionuclidi, le curve di assorbimento in un mezzo hanno un andamento diverso da quelle per gli elettroni monoenergetici. Questa diversità è dovuta essenzialmente al

[3] Per particelle cariche pesanti (non relativistiche) con energia cinetica iniziale T, carica z e massa a riposo M_0 sussistono (approssimativamente), in base alla (3.56) e alla (3.57), le seguenti relazioni di proporzionalità: $R \propto T/S \propto T/z^2 f(T/M_0)$, dove $f(T/M_0)$ è, per un dato materiale, una funzione della sola velocità delle particelle. La seconda relazione di proporzionalità si può riscrivere (moltiplicando e dividendo T per M_0) come:

$R \propto \frac{(T/M_0)M_0}{z^2 f(T/M_0)}$ ottenendo in tal modo la (3.72) in riferimento a due tipi di particelle di massa M_a e M_b che abbiano la stessa velocità iniziale v_0 e per le quali sia quindi $(T_a/M_a) = (T_b/M_b)$.

fatto che la radiazione β è emessa con uno spettro continuo di energia che si estende fino a un valore massimo, E_{max}, caratteristico di ciascun radionuclide e, tipicamente, non superiore a 3 MeV. La curva (empirica) di trasmissione della radiazione β in un mezzo di densità ρ ha una forma esponenziale del tipo:

$$N(l) = N_0 \, e^{-(\mu_\beta/\rho)l} \tag{3.74}$$

dove l è lo "spessore massico" dell'assorbitore di densità ρ, μ_β/ρ è comunemente denotato come il *coefficiente di attenuazione massico apparente* per la radiazione β considerata. Lo spessore massico è dato dal prodotto: $l = x\rho$ – in cui x è lo spessore lineare – ed è espresso in g cm^{-2}. Il valore di μ_β/ρ può essere stimato tramite l'espressione ottenuta

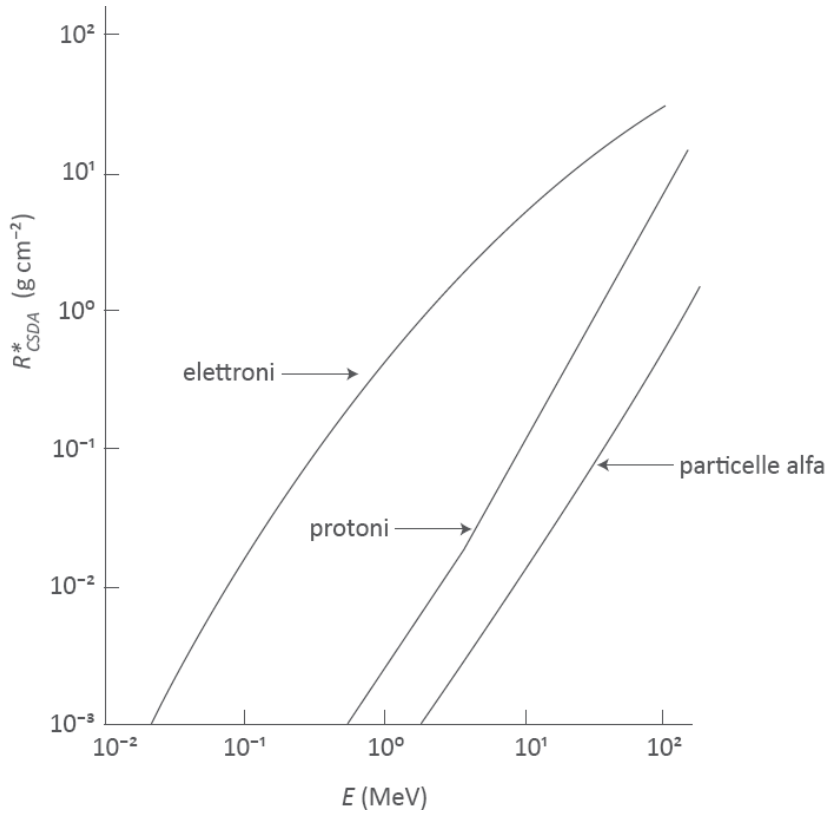


Figura 3.19 - Andamento del range R^*_{CSDA} in acqua per elettroni, protoni e particelle alfa con energia compresa fra circa 10 keV e 100 MeV (curve ottenute con dati da NIST)

empiricamente (cfr. Evans):

$$\frac{\mu_\beta}{\rho} = \frac{17}{E_{max}^{\ 1,14}} \tag{3.75}$$

dove E_{max} è espressa in MeV e μ_β/ρ è espresso in $cm^2\ g^{-1}$ di alluminio. Dalla curva di trasmissione della radiazione β in un dato materiale assorbitore si può determinare un *range estrapolato*, R_e, analogo a quello specificato per gli elettroni monoenergetici. Nel decadimento dei radionuclidi la radiazione β è quasi sempre associata a emissione di radiazione γ la cui presenza modifica la curva di assorbimento della radiazione β.
Questa circostanza deve essere tenuta ben presente avendo cura di distinguere adeguatamente il segnale β dal fondo γ nella determinazione sperimentale di R_e. Per una valutazione approssimativa, il range estrapolato R_e in un mezzo di densità ρ, per la radiazione β, può essere stimato a partire dal valore di E_{max}, espressa in MeV tramite le seguenti relazioni di tipo empirico (cfr. Evans):

(a) $$\rho R_e = 0{,}542 E_{max} - 0{,}133 \quad (\mathrm{g\ cm^{-2}})$$
per: $0{,}8 < E_{max} < 3$ MeV (3.76)

(b) $$\rho R_e = 0{,}407 E_{max}^{\ 1{,}38} \quad (\mathrm{g\ cm^{-2}})$$
per: $0{,}15 < E_{max} < 0{,}8$ MeV (3.77)

La (3.76) e la (3.77) non si applicano nei casi in cui la radiazione β è generata da diversi radionuclidi ed è quindi caratterizzata da una miscela di spettri di energia a ciascuno dei quali corrisponde uno specifico valore di E_{max}.

3.3.4 La lunghezza di radiazione

La lunghezza di radiazione, X_0, di un mezzo di densità ρ e numero atomico Z è lo spessore medio che un elettrone deve attraversare in quel mezzo affinché la sua energia si riduca di un fattore 1/e per effetto delle sole perdite di energia per irraggiamento. L'espressione e il significato fisico di X_0 si deducono direttamente dall'espressione del potere frenante massico per irraggiamento scrivendo la (3.53) come: $(S_{rad}/\rho) = T/X_0$. In questa formulazione tutti i termini della (3.53) diversi da T sono stati accorpati in un unico termine indicato con $1/X_0$. La grandezza X_0 così ricavata ha le dimensioni di una lunghezza massica ($l\rho$) ed è data da:

$$X_0 = \frac{uA}{4\alpha Z^2 r_0^2 \ln(183 Z^{-1/3})} \tag{3.78}$$

dove u e A sono, rispettivamente, l'unità di massa atomica e la massa atomica relativa del mezzo (cfr. *Nota 1* in § *3.3.1.a*), α è la costante (adimensionale) di struttura fine ($\alpha \approx 1/137{,}03604$), r_0 è il raggio classico dell'elettrone ($r_0 = e^2/m_0c^2 = 2{,}818\ 10^{-13}$ cm).
Le espressioni di X_0 riportate nelle varie fonti bibliografiche possono differire dalla (3.78) a seconda della formulazione più o meno approssimata di S_{rad} (cfr. § 3.3.1.a), che si usa per ricavarle.
Il significato fisico di X_0 si deduce ricordando che nella definizione di potere frenante (cfr. § 3.3.1.a) la quantità (positiva) dT definita nella (3.45) come energia persa nel tratto dl di un mezzo rappresenta, da un altro punto di vista, anche una variazione di energia. Se il differenziale dT è inteso come una variazione è necessario introdurre il segno meno in uno dei due membri della (3.45) e anche della (3.53), risultando in tal modo: $dT/T = - dl/X_0$, da cui si ottiene: $T(l) = T_0 \exp[-(l/X_0)]$. Perciò l'energia cinetica di un elettrone che si propaga in un mezzo la cui lunghezza di radiazione è X_0, si riduce di un fattore 1/e (per effetto delle sole perdite radiative) nell'attraversare lo spessore X_0 di quel mezzo. Ciò definisce il significato fisico di X_0.
La conoscenza di X_0 è utile quando per un fascio di elettroni incidenti su un mezzo, si voglia determinare il degrado di energia cinetica causato dalle sole perdite radiative. Il parametro X_0 consente inoltre di fare una rapida stima dell'entità delle variazioni di S_{rad} quando elettroni di energia cinetica T interagiscono con mezzi di diverso numero atomico Z. Si noti che usando la X_0 espressa (come lunghezza massica) dalla (3.78) anche le lunghezze l ad essa correlate nell'ambito di una stessa formula, devono essere espresse nelle medesime dimensioni. Nella tabella 3.2 sono riportati per alcuni materiali i valori di X_0 espressi sia come spessori massici che lineari (g cm^{-2} e cm).

3.3.5 L'energia media necessaria per formare una coppia di ioni in un gas

L'energia cinetica delle particelle cariche è spesa nel mezzo da esse attraversato non solo in processi di ionizzazione ma anche per produrre altri effetti quali, in particolare, l'eccitazione degli atomi del mezzo irradiato. In un gas si ha sempre diretta proporzionalità fra il numero medio, $\overline{N}$, di coppie di ioni prodotte[4] e l'energia cinetica E, che le particelle cariche hanno totalmente dissipato sia per generare le $\overline{N}$

[4] Il termine "coppia di ioni" denota una coppia ione positivo-ione negativo dove per "ione negativo" si intende anche un elettrone se esso, una volta liberato dalla radiazione, non si attacca ad atomi neutri del gas per formare uno ione negativo (cfr. § 8.3.1 *Le camere a ionizzazione*).

coppie di ioni che per produrre tutti gli altri possibili effetti nel mezzo. La conoscenza del rapporto di proporzionalità fra E e $\overline{N}$ è importante poiché consente di determinare l'energia complessiva ceduta al gas dalla radiazione ionizzante tramite una misura della carica prodotta. In tal caso non è necessario conoscere quanta energia la radiazione ha speso per produrre nel mezzo tutti gli altri effetti oltre la ionizzazione. In dosimetria è particolarmente utile, come sarà descritto nel seguito, la conoscenza del rapporto fra E e $\overline{N}$ nei gas – in particolare l'aria – utilizzati nei rivelatori di radiazione quali le camere a ionizzazione.
A tal fine si introduce la grandezza W, l'*energia media per produrre una coppia di ioni* in un gas (cfr. ICRU 2011) da parte di un dato tipo di particelle cariche, definita come:

$$W = \frac{E}{\overline{N}} \tag{3.79}$$

Con $\overline{N} = q_g/e$, dove e è la carica elementare e q_g è il valore medio della carica totale (di un segno) liberata in quel gas dalla particella carica quando essa ha completamente dissipato n el gas la sua energia cinetica iniziale, E. Dalla definizione di W segue che gli ioni eventualmente prodotti dalla bremsstrahlung generata dalle particelle cariche nel gas devono essere inclusi nel computo di $\overline{N}$. Il valore dell'energia W dei diversi gas si trova tabulata sia in joule (J) che in elettronvolt (eV). In molte espressioni usate in dosimetria ricorre spesso l'uso del rapporto W/e. A riguardo è utile ricordare che il valore numerico di W/e espresso in J C^{-1} è uguale al valore numerico di W espresso in eV. Ad esempio per

Tabella 3.2 - Lunghezza di radiazione, X_0, con i corrispondenti valori massici (X_0/ρ) per diversi tipi di materiale (valori arrotondati, fonte PDG)

Materiale	X_0 (cm)	X_0/ρ (g cm^{-2})
Piombo	0,6	6,4
Ferro	1,8	13,8
Alluminio	8,9	24
Polistirolo	42,4	43,8
Acqua	36	36
Aria (STP)	30.5	36,6
Calcestruzzo	11	27
Grafite	19	42,7
Plexiglass (PMMA)	34	40,5
Silicio	9,4	21,8
Ioduro di sodio	2,6	9,5

l'aria il rapporto W/e per elettroni è uguale a 33,97 J C^{-1} essendo W = 33,97 eV. L'energia media per produrre una coppia di ioni in un gas, W, è sensibilmente maggiore del potenziale di ionizzazione, w_i, degli atomi del gas. L'energia W comprende infatti l'energia spesa dalle particelle anche in processi (come le eccitazioni) diversi dalla ionizzazione. Nella tabella 3.3 sono riportati i valori di W e, per confronto, dei potenziali di ionizzazione, w_i, e di eccitazione, w_e, per alcuni gas irraggiati da fotoni o elettroni.
Un concetto analogo a quello di W ma applicabile ai mezzi solidi è l'energia media necessaria per formare una coppia elettrone-lacuna.
I valori di W per un dato gas non variano molto con l'energia della particella, tranne che a energie molto basse (ad esempio, al di sotto di qualche keV per elettroni, al di sotto di qualche decina di keV per protoni e al di sotto di qualche MeV per particelle alfa). Per scopi pratici W si può, di fatto, considerare costante per un dato tipo di particelle. I valori di W per un dato gas sono invece diversi se riferiti a elettroni, protoni, particelle alfa e ioni pesanti. I valori di W per i diversi gas di maggiore interesse dosimetrico e per i diversi tipi di particelle (elettroni, protoni, particelle alfa) sono prevalentemente compresi nell'intervallo di energia20-40 eV. Si tratta di valori ottenuti sperimentalmente, essendo il calcolo di W reso problematico per la scarsa conoscenza di molte delle sezioni d'urto coinvolte nei processi elementari di perdita di energia diversi dalla ionizzazione.

Tabella 3.3 - Valori in elettronvolt (eV) dell'energia media per produrre una coppia di ioni, W, e dei potenziali di ionizzazione, w_i, e di eccitazione, w_e, per alcuni gas irraggiati da fotoni o da elettroni (valori arrotondati, fonte PDG)

Gas	Energia media per formare una coppia di ioni (W)	Potenziale di ionizzazione (w_i)	Potenziale di eccitazione (w_e)
O_2	31	12,2	7,9
N_2	35	15,5	8,1
Ar	26	15,8	11,6
He	41	24,6	19,8
Ne	36	21,6	16,6
Xe	22	12,1	8,4
Aria	34		

Bibliografia

Heitler W., *The quantum theory of radiation*, Oxford University Press, 1954, (us.archive.org – texts free download).

Evans R. D., *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, 1955, (us.archive.org - texts free download).

Messiah, A., *Quantum Mechanics*, *Vol. I & II*, North-Holland Co., 1961, (us.archive.org - texts free download).

Landau, L. D., Lifshitz, E. M., *Quantum Mechanics,* Pergamon Press, 1965, (us.archive.org - texts free download).

Attix F. H., Roesch W. C. (Eds), *Radiation Dosimetry*, Vol I, Chapters 3 and 4, Academic Press, 1968.

Kase K. R., Nelson W. R., *Concepts of Radiation Dosimetry*, Pergamon Press, 1978.

ICRU Report 31, *Average Energy Required to Produce an Ion Pair*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford Univ. Press, 1979.

Berger M. J., Seltzer S. M., *Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons* (2nd Ed.), NBS, NBSIR 82-2650-A, National Bureau of Standards, Washington, DC 20545, 1983, (us.archive.org - texts free download).

ICRU Report 37, *Stopping Powers for Electrons and Positrons*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford Univ. Press, 1984.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

ICRU Report 49, *Stopping Powers for Protons and Alpha Particles*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford Univ. Press, 1993.

Leo W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1994.

Bethe H. A., *Theory of the Passage of Fast Corpuscolar Rays Through Matter,* in: *Selected Works of Hans A Bethe With Commentary,* World Scientific Pub. Co.,1997.

Berger M. J., Coursey J. S., Zucker D. S. and Chang J., *Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons and Helium Ions,* NISTIR 4999, NIST, Gaithersburg, MD 20899 USA, 1998 (www.physics.nist.gov).

ICRU Report 85, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford Univ. Press, 2011.

NIST, *Stopping Power and Range for Electrons, Protons and Helium Ions*, National Institute of Standards and Technology (www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm).

PDG, Particle Data Group, *Atomic and Nuclear Properties of Materials*, (www.pdg.lbl.gov).

3.4 Coefficienti di interazione per i neutroni

3.4.1 Generalità sulle sorgenti di neutroni

Le sezioni d'urto di interazione dei neutroni e il tipo di reazioni che essi inducono in un materiale possono dipendere sensibilmente dall'energia. È utile perciò distinguere e classificare i neutroni in base alla loro energia. La classificazione più comune include tre categorie:

- *Neutroni freddi o sub-termici*: sono i neutroni con energia inferiore a 10^{-2} eV. Essi sono prodotti e utilizzati essenzialmente per studi di struttura dei materiali (come nelle analisi mediante diffrazione neutronica).
- *Neutroni termici*: sono i neutroni che alla fine del loro processo di rallentamento in un mezzo continuano (prima di essere eventualmente assorbiti) a diffondere al suo interno in una condizione di equilibrio in cui la loro energia media è una funzione della temperatura del mezzo. A 20 °C il valore più probabile dell'energia dei neutroni termici (il cui spettro di energia è di tipo maxwelliano) è pari a 0,025 eV. Per convenzione il limite superiore di energia dei neutroni termici è posto a 0,5 eV. Il limite dei 0,5 eV corrisponde alla cosiddetta energia di taglio del cadmio (cadmium cut-off). A energie superiori a 0,5 eV il cadmio ha una sezione d'urto di cattura neutronica rapidamente decrescente. Quindi un filtro di cadmio di adeguato spessore assorbe praticamente tutti i neutroni con energie inferiori al "cadmium cut-off" mentre fa passare quelli di maggiore energia.
- *Neutroni veloci*: sono i neutroni con energie superiori a 10 keV.

Gli intervalli di energia utilizzati per questa classificazione sono solo orientativi e i loro limiti vanno intesi con elasticità. La classificazione si basa sul fatto che le sezioni d'urto di interazione in funzione dell'energia dei neutroni su svariati materiali bersaglio, hanno un andamento che può differire sensibilmente quando ci si riferisce a uno o all'altro degli intervalli di energia.

Le modalità di produzione di neutroni sono molteplici e riguardano principalmente tre tipi di sorgente:

- i reattori nucleari,
- gli acceleratori di particelle,
- le sorgenti radioattive.

I reattori nucleari sono le sorgenti a più elevata densità di flusso di neutroni. Nei reattori a fissione possono essere prodotti fino a 10^{16} neutroni $cm^{-2}\,s^{-1}$. Lo spettro di energia e i valori del flusso di neutroni sono fortemente dipendenti da diversi fattori, quali il tipo e la dimensione del reattore e il punto dove si intende caratterizzare il campo neutronico. Gli eventi di fissione che hanno luogo nel nocciolo di un reattore nucleare

a fissione danno origine a neutroni veloci, oltre che ai frammenti di fissione e a radiazione gamma. La frazione di neutroni emessi nel processo di fissione, con energia compresa fra E ed E+dE è data da $P(E)\mathrm{d}E$ essendo $P(E)$ una funzione di distribuzione di tipo maxwelliano (distribuzione di Watt) esprimibile come (cfr. Schaeffer):

$$P(E) = Ce^{-\frac{E}{a}} \sinh(bE)^{1/2} \tag{3.80}$$

dove C è una costante di normalizzazione tale che l'integrale di $P(E)\mathrm{d}E$ sull'intervallo di energia sia uguale a 1, a (MeV) e b (MeV^{-1}) sono parametri il cui valore dipende dal tipo di radionuclide in cui avviene il processo di fissione. L'energia massima dei neutroni prodotti in un reattore nucleare è di circa 18 MeV. In un reattore nucleare sono presenti anche neutroni termici derivanti dalla moderazione dei neutroni di fissione in materiali come l'acqua o la grafite.
I neutroni prodotti dagli acceleratori hanno generalmente intensità più basse rispetto a quelle dei reattori nucleari. Essi sono ottenuti bombardando appropriati nuclei bersaglio con particelle incidenti di sufficiente energia. Tipicamente si accelerano deutoni (D) contro bersagli di deuterio (D) o di trizio (T) per ottenere, rispettivamente, le seguenti reazioni:

$$^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{2}_{1}\mathrm{H} \rightarrow ^{3}_{2}\mathrm{He} + n \qquad \text{o} \qquad ^{2}_{1}\mathrm{H} + ^{3}_{1}\mathrm{H} \rightarrow ^{4}_{2}\mathrm{He} + n$$

Nella prima reazione, del tipo (*D,D*), si producono neutroni con energia variabile fino a circa 3,3 MeV a seconda dell'angolo di emissione del neutrone rispetto alla direzione iniziale dei deutoni incidenti. Nella seconda reazione, del tipo (*D,T*), i neutroni prodotti hanno un'energia variabile, a seconda dell'angolo di emissione, fino a un massimo di circa 17,6 MeV. In entrambe le reazioni i neutroni con la massima energia sono quelli emessi a 0°, nella stessa direzione delle particelle incidenti.
I neutroni derivanti da sorgenti radioattive sono prodotti in modo diretto o indiretto dalla sorgente. Le sorgenti costituite dal radioisotopo ^{252}Cf, che decade per fissione spontanea, emettono direttamente neutroni con uno spettro simile a quello descritto dalla (3.80) e con un'energia media di circa 2,2 MeV. La produzione di neutroni mediante sorgenti radioattive può essere anche ottenuta in modo indiretto a partire da sorgenti di lunga vita media come l'isotopo ^{241}Am, che emette radiazione alfa. Le particelle alfa emesse dal radionuclide incidono poi su un opportuno materiale bersaglio in cui ha luogo una reazione che produce neutroni. Una sorgente neutronica fra le più frequentemente utilizzate è costituita da una miscela granulare molto compatta di ^{241}Am e di ^{9}Be realizzata in modo che gli atomi di berillio siano molto vicini agli atomi di americio per

poterne meglio intercettare le particelle alfa emesse. Ha quindi luogo la reazione di tipo (α, n):

$$\alpha + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n + 5{,}708\ \mathrm{MeV}$$

in cui i neutroni emessi hanno uno spettro di energia continuo con un massimo fino a circa 10 MeV e un'energia media di circa 5 MeV. La quantità di neutroni prodotta con sorgenti basate su reazioni (α, n) come quelle di Am-Be, è di norma inferiore ai 10^9 neutroni s^{-1}. Analoghe sorgenti neutroniche costituite da una miscela di elementi radioattivi e di elementi-bersaglio, sono quelle di Am-F, Am-Li, Sb-Be. Nelle sorgenti di Am-F e Am-Li, reazioni del tipo (α, n) - sul fluoro e sul litio – producono neutroni con diverso spettro di energie. Nelle sorgenti di Sb-Be la radiazione gamma emessa dall'antimonio produce neutroni di bassa energia ($\sim$ 24 keV) a seguito di una reazione del tipo (γ, n) sul berillio.
Tutte le sorgenti come quelle sopra menzionate sono usate ogni qualvolta sia necessario effettuare irraggiamenti con neutroni per prove, esperienze ecc. Vi sono altre sorgenti neutroniche che non hanno lo scopo di generare neutroni per usi deliberati, ma che comunque esistono come conseguenza non desiderata di altri processi. Ad esempio, gli acceleratori di elettroni con energie al di sopra dei 15 MeV usati per la radioterapia, oltre a produrre fasci di elettroni e di fotoni, generano anche neutroni a seguito di reazioni di fotoproduzione neutronica che hanno luogo nei materiali metallici presenti nelle strutture dell'impianto (targhetta, collimatore ecc.). Si tratta di neutroni non derivanti da sorgenti in senso stretto come quelle sopra descritte, di cui si può avere comunque la necessità di una loro misura.

3.4.2 Generalità sulle interazioni dei neutroni

I neutroni sono, come i fotoni, radiazione indirettamente ionizzante. Analogamente ai fotoni, in ciascuna interazione con la materia i neutroni sono rimossi dal fascio incidente e sono pertanto da considerarsi scomparsi come particelle del fascio primario. A parte questa analogia, i neutroni hanno modalità di interazione con la materia diverse da quelle dei fotoni e delle particelle (cariche) direttamente ionizzanti. La probabilità di queste interazioni dipende sensibilmente, a parità di energia dei neutroni, dalle caratteristiche dei singoli elementi presenti nel mezzo con cui i neutroni interagiscono. Questa dipendenza è particolarmente sensibile sia al rapporto fra numero di protoni e di neutroni sia al numero complessivo di nucleoni in ciascun elemento nel mezzo. Il mezzo di maggiore interesse per la dosimetria neutronica è il tessuto molle del corpo umano. Si accennerà perciò nel seguito ai principali tipi di interazione che i neutroni hanno con elementi presenti

del corpo umano, considerando per brevità solo due categorie generali di neutroni: I) neutroni termici, II) neutroni veloci e di energia intermedia.

I) Interazioni dei neutroni termici

I neutroni, anche con energia cinetica molto piccola, possono indurre nel mezzo da essi attraversato reazioni nucleari da cui può derivare una non trascurabile quantità di energia, poi trasferita al mezzo. Per i neutroni di bassa energia, in particolare per i neutroni termici, le reazioni più importanti rispetto ai trasferimenti di energia al mezzo, sono quelle di cattura neutronica. Quando i neutroni termici interagiscono con i nuclei di particolari elementi essi possono essere assorbiti. Il nuovo nucleo che in tal modo si forma si trova in genere in uno stato instabile da cui decade con emissione di fotoni (cattura radiativa) o di particelle cariche (protoni o frammenti di fissione). È questa radiazione di decadimento che è poi responsabile dell'energia depositata nel mezzo. Le sezioni d'urto per reazioni di cattura hanno il massimo valore per i neutroni termici ma possono essere non trascurabili (a seconda degli elementi bersaglio) anche a energie più elevate. Reazioni di cattura di particolare interesse per la dosimetria neutronica in radioprotezione, sono le reazioni che hanno luogo con i nuclei di idrogeno e di azoto abbondantemente presenti nel corpo umano. Si tratta della reazione $^{1}\mathrm{H}(n,\gamma)^{2}\mathrm{H}$, in cui la radiazione gamma emessa ha un'energia di 2,2 MeV, e della reazione $^{14}\mathrm{N}(n,p)^{14}\mathrm{C}$, in cui il protone è emesso con energia di 0,6 MeV. Ulteriori valutazioni riguardanti queste reazioni sono riportate nel seguito (cfr. § 5.3).

II) Interazioni dei neutroni veloci e di energia intermedia

Alle più alte energie, i neutroni perdono la loro energia cinetica principalmente a seguito di diffusioni elastiche e anelastiche con i nuclei. Nelle collisioni elastiche, si ha un trasferimento di energia cinetica dal neutrone al nucleo che però non subisce alcun processo di eccitazione. Rimangono quindi invariate l'energia cinetica e la quantità di moto del sistema complessivo. Tali reazioni, del tipo (n, n), hanno una sezione d'urto che a energie inferiori a 100 keV è costante ed è data approssimativamente da:

$$\sigma_s = 4\pi R^2 \tag{3.81}$$

dove $R = r\,A^{1/3}$ è il raggio del nucleo dell'elemento considerato. La sezione d'urto σ_s dipende quindi in prima approssimazione da $A^{2/3}$, dove A è il numero di massa dell'elemento. L'energia E_{tr} trasferita al nucleo di massa M_A dal neutrone di massa m_n ed energia E_n è data da:

$$E_{tr} = E_n \frac{4M_A m_n}{(M_A + m_n)^2} \cos^2 \theta \qquad (3.82)$$

dove θ è l'angolo della traiettoria del nucleo di rinculo nel sistema di riferimento del laboratorio. L'energia media trasferita (rispetto a tutti i possibili angoli di diffusione) è quindi:

$$\overline{E}_{tr} = E_n \frac{2M_A m_n}{(M_A + m_n)^2} \qquad (3.83)$$

L'energia trasferita è maggiore per i nuclei bersaglio più leggeri. Per l'idrogeno la (3.82) diventa $\overline{E}_{tr} = E_n/2$, nell'approssimazione che il protone abbia una massa identica a quella del neutrone. Quest'ultima relazione indica che per "rallentare" o "moderare" i neutroni, cioè per diminuirne l'energia cinetica, il metodo più efficace è farli interagire con materiali ricchi d'idrogeno (come ad esempio l'acqua) o comunque con materiali con basso numero atomico. Per valori di energia superiori ai 100 keV, la sezione d'urto di collisione dei neutroni tende a decrescere, per poi avere, per alcuni nuclei, delle risonanze. In figura 3.20 è riportato (a livello qualitativo) un esempio di andamento di sezione d'urto neutronica entro un ampio intervallo di energia, in cui è visibile una regione (fra 10^6 e 10^7 eV) caratterizzata da forti fenomeni di risonanza. All'aumentare della massa dei nuclei la regione delle risonanze si sposta verso le energie più basse.
Nelle collisioni anelastiche si possono distinguere due categorie di reazioni: a) quelle in cui il neutrone è assorbito dal nucleo bersaglio e subito dopo riemesso, lasciando il nucleo in uno stato eccitato che poi si stabilizza mediante emissione di radiazione gamma; b) quelle in cui il neutrone viene assorbito dal nucleo bersaglio da cui sono poi emesse altre particelle (protoni, neutroni, deutoni, particelle alfa, fotoni). Nelle interazioni di neutroni veloci con elementi del corpo umano quelle anelastiche di maggior rilievo, a energie comprese fra 7 MeV e 15 MeV, sono le reazioni: $^{12}C(n,\alpha)^{9}Be$, $^{14}N(n,\alpha)^{11}B$, $^{16}O(n,p)^{16}N$, $^{16}O(n,d)^{15}N$, $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$. Si ricorda per completezza che i neutroni con energie superiori ai 100 MeV (ad esempio i neutroni cosmici) inducono reazioni cosiddette di spallazione in cui il nucleo bersaglio si frammenta espellendo numerose particelle o frammenti di nucleo.

3.4.3 Il coefficiente di attenuazione e la sezione d'urto macroscopica

I neutroni che incidono su un mezzo hanno, analogamente a quanto accade per i fotoni, la duplice alternativa di: a) interagire venendo perciò rimossi dal fascio primario, b) non interagire, attraversando quindi il

mezzo. L'attenuazione di un fascio di neutroni incidenti su un mezzo è quindi misurata dalla scomparsa dei neutroni primari lungo la direzione di propagazione originaria. Si può definire pertanto un coefficiente di attenuazione per i neutroni in modo del tutto simile a quanto già descritto per i fotoni (cfr. § 3.2.1).
Se μ è la probabilità che un neutrone abbia un'interazione nell'attraversare uno spessore di lunghezza unitaria in un materiale *m*, la probabilità che il neutrone abbia un'interazione nell'attraversare uno spessore d*l* sarà uguale a μd*l*. Se *N* neutroni di una data energia incidono su un mezzo, la frazione dN/N delle particelle che subirà interazioni nell'attraversare uno spessore d*l* di quel mezzo sarà quindi: (dN/N) = μd*l*. Si può definire perciò un coefficiente di attenuazione per i neutroni in modo analogo a quanto già descritto per i fotoni (cfr. § 3.2.1). Il *coefficiente di attenuazione lineare* del materiale *m* per i neutroni di energia specificata è dunque dato da:

$$\mu = \frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}l} \tag{3.84}$$

Il coefficiente di attenuazione è legato alle sezioni d'urto, σ_n, di tutte le reazioni che i neutroni possono indurre quando interagiscono con i nuclei di cui il mezzo considerato è composto. Ciascuna di queste reazioni dipende sia dall'energia dei neutroni sia dall'elemento (*A, Z*) in cui la reazione ha luogo. In un mezzo costituito da una varietà di elementi si può avere in ciascun elemento *i* una reazione neutronica di tipo *j*. Poiché per ciascuna reazione *j* si ha: $(\mu_j)_i = (\sigma_n N_V)_i$ (cfr. eq. 3.22), il coefficiente μ del materiale *m* per i neutroni si può esprimere come:

$$\mu = \sum_i \sum_j n_i \left(\sigma_n\right)_{ij} = \Sigma_{macro} \tag{3.85}$$

dove n_i è il numero di nuclei di tipo "*i*" per unità di volume e $(\sigma_n)_{ij}$ è la sezione d'urto della reazione di tipo "*j*" sul nucleo di tipo "*i*". Per i neutroni, il coefficiente di attenuazione è abitualmente denotato non con il simbolo μ ma con il simbolo Σ_{macro}, detto sezione d'urto macroscopica. L'indice *macro* evidenzia il fatto che Σ_{macro}, tiene conto di tutte le possibili reazioni nei diversi elementi presenti nel mezzo *m*. Si noti che le dimensioni della sezione d'urto macroscopica Σ_{macro} sono quelle di μ, non quelle di una superficie come per la sezione d'urto (microsopica) σ. Analogamente all'attenuazione dei fotoni (cfr. eq. 3.4), anche per i neutroni che attraversano lo spessore *L* di un materiale, l'attenuazione della fluenza, Φ, è descritta, in base alla (3.84) e alla (3.85), da:

$$\Phi(L) = \Phi_0 \, \mathrm{e}^{-\Sigma_{macro}(E)L} \tag{3.86}$$

che, nel caso i neutroni abbiano una distribuzione in energia Φ_E, diventa:

$$\Phi(L) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E \, \mathrm{e}^{-\Sigma_{macro}(E)L} \mathrm{d}E \qquad (3.87)$$

La (3.87) fornisce in genere a una sovrastima dei neutroni attenuati poiché la sezione d'urto macroscopica, Σ_{macro}, tiene conto di tutte le possibili interazioni inclusa la diffusione elastica. La sezione d'urto di diffusione elastica per i neutroni veloci ha una distribuzione angolare molto pronunciata ai piccoli angoli. Quindi i neutroni diffusi elasticamente, pur essendo a rigore rimossi dall'asse ideale del fascio incidente, rimangono comunque addensati intorno alla direzione originaria. Se la sezione del fascio entro cui si valuta l'attenuazione ha un'area di dimensioni comunque piccole ma non trascurabili, i neutroni diffusi elasticamente a piccoli angoli non possono di fatto considerarsi rimossi dal fascio originario. Per tener conto di questi aspetti e avere valutazioni più realistiche, soprattutto quando si considera una sezione non molto piccola del fascio dei neutroni attenuati, si utilizza nella (3.87) il coefficiente Σ_{rem} al posto di Σ_{macro}. Il coefficiente Σ_{rem}, detto sezione d'urto di rimozione, ha le stesse dimensioni di Σ_{macro} ed evidenzia con l'indice *rem* (removal) il fatto che i neutroni che hanno avuto diffusioni elastiche a piccoli angoli si assumono comunque

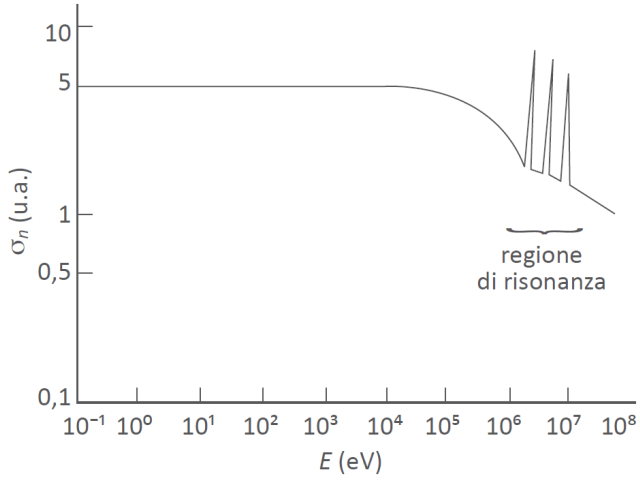


Figura 3.20 – Esempio qualitativo dell'andamento di una sezione d'urto di interazione, σ_n, fra neutroni e i nuclei di un materiale leggero (come il ^{12}C) in funzione dell'energia, E, dei neutroni. Sono evidenziati (anche se non in scala) i diversi fenomeni di risonanza della sezione d'urto nella regione compresa fra 10^6 e 10^7 eV

non rimossi dal fascio incidente. Una ragionevole approssimazione della Σ_{rem} si può ottenere sottraendo alla Σ_{macro} la sezione d'urto per diffusione elastica. Nei casi in cui la sezione d'urto per diffusione elastica non si conosca, la Σ_{rem} si può stimare approssimativamente come due terzi della Σ_{macro} (cfr. Schaeffer). A titolo esemplificativo nella tabella 3.4 sono riportati alcuni valori di Σ_{rem} per alcuni materiali di interesse dosimetrico. Ai neutroni, in quanto radiazione indirettamente ionizzante, si applica in modo del tutto equivalente il concetto di *cammino libero medio*, λ, definito per i fotoni dalla (3.10).

3.4.4 I coefficienti di trasferimento e di assorbimento di energia

La necessità di utilizzare anche per i neutroni il coefficiente di trasferimento di energia, μ_{tr}, ha motivazioni analoghe a quelle relative al coefficiente μ_{tr} per i fotoni (cfr. § 3.2.2). Con lo stesso simbolismo usato nell'equazione (3.13) si ha quindi anche per i neutroni:

$$\mu_{tr} = \frac{1}{E}\frac{\mathrm{d}\bar{\epsilon}_{tr}}{\mathrm{d}l} \tag{3.88}$$

dove $\mathrm{d}\bar{\epsilon}_{tr}$ è l'energia media trasferita come energia cinetica alle particelle cariche prodotte dalle interazioni indotte dai neutroni di energia E lungo il tratto dl nel mezzo specificato. Oltre all'energia cinetica di particelle alfa, di protoni ecc. derivanti da reazioni di tipo (n,α), (n, p) ecc. deve essere inclusa in $\mathrm{d}\bar{\epsilon}_{tr}$ anche l'energia cinetica degli elettroni liberati dai fotoni di diseccitazione emessi a seguito delle reazioni di cattura radiativa (n,γ). Analogamente al coefficiente μ_{tr} per i fotoni, anche per i neutroni il coefficiente μ_{tr} di un dato materiale può essere espresso come combinazione delle sue diverse componenti. Queste componenti riguardano, per i neutroni, ciascuna delle reazioni di tipo j

Tabella 3.4 - Valori della sezione d'urto di rimozione, Σ_{rem}, per la stima dell'attenuazione di fasci di neutroni veloci in alcuni materiali (dati tratti da NPL)

Materiale	Densità	Σ_{rem} (m^{-1})
Acqua	1,0	9,0
Paraffina	0,9	10,9
Grafite	1,7	8,1
Calcestruzzo	2,3	8,8
Alluminio	2,7	7,9
Ferro	7,9	16,8
Piombo	11,3	11,6

che ha luogo sul nucleo dell'elemento *i* con sezione d'urto $(\sigma_n)_{ij}$ e a seguito della quale sono prodotte particelle cariche. Tenendo presente la (3.16) e la (3.85), la (3.88) si può quindi scrivere:

$$\mu_{tr} = \sum_i N_i \sum_j \frac{\left(\bar{\varepsilon}_{tr}\right)_{i,j}}{E} \sigma_{i,j} \tag{3.89}$$

dove N_i è il numero di nuclei dell'elemento *i* nell'unità di volume del mezzo considerato e $\left(\bar{\bar{\varepsilon}}_{tr}\right)_{i,j}$ è l'energia media trasferita come energia cinetica alle particelle cariche prodotte nelle interazioni con sezione d'urto $(\sigma_n)_{ij}$. Anche per i neutroni si definisce, come per i fotoni (cfr. eq. 3.18), il coefficiente di assorbimento di energia, μ_{en}, dato da:

$$\mu_{en} = \mu_{tr}(1-g) \tag{3.90}$$

La differenza fra la (3.90) e la (3.18) riguarda solo gli aspetti quantitativi. Le particelle cariche prodotte nelle reazioni neutroniche sono particelle pesanti e la loro bremsstrhalung è trascurabile. Il valore di g è, nella (3.90), approssimabile a zero e quindi per i neutroni si può porre generalmente $\mu_{tr} = \mu_{en}$. Quando però le reazioni neutroniche di cattura radiativa (n,γ) hanno un ruolo prevalente, l'uguaglianza fra μ_{tr} e μ_{en} può non essere giustificabile. In questi casi deve essere valutato qual è il contributo al valore di g dovuto alla bremsstrahlung prodotta dagli elettroni liberati dalla radiazione γ delle reazioni di cattura.

Bibliografia

Auxier J. A., Snyder W. S., Jones T. D., *Neutron Interactions and Penetration in Tissue*, in: Attix F. H., Roesch W. C., (Eds) *Radiation Dosimetry*, Chapter 6, Vol. I, Academic Press, 1968.

ICRU Report 13, *Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1969.

Schaeffer N. M., *Reactor Shielding for Nuclear Engineers*, TID 25951, U. S. Atomic Energy Commission, Office of Information Services, 1973, (www.nrc.gov/docs/ML1000/ML100070680).

ICRU Report 26, *Neutron Dosimetry for Biology and Medicine*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1977.

ICRU Report 63, *Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2000.

NPL (National Physical Laboratory), Kaye & Laby, *Tables of Physical & Chemical Constants*, (www.kayelaby.npl.uk).

Capitolo 4

LE GRANDEZZE DOSIMETRICHE

4.1 Introduzione

L'obiettivo della dosimetria delle radiazioni ionizzanti è la determinazione dell'energia che la radiazione rilascia nel mezzo con cui essa interagisce. A questo scopo è necessario introdurre specifiche grandezze – dette appunto grandezze dosimetriche – la cui misura o il cui calcolo consentono di determinare l'energia assorbita dal mezzo irraggiato. Prima di introdurre queste grandezze è essenziale ricordare che la quantità di energia che le radiazioni ionizzanti possono perdere in un singolo evento nel mezzo da esse attraversato è variabile casualmente. In un dato evento una particella può infatti perdere una parte più o meno grande della sua energia e in alcuni casi la sua totalità. L'uso di una grandezza come, ad esempio, l'energia persa in un singolo evento, non sarebbe tuttavia conveniente per le esigenze pratiche in dosimetria. È evidente l'utilità di disporre di grandezze non stocastiche che siano correlate ai valori medi delle grandezze stocastiche di interesse e che siano quindi grandezze descrivibili tramite funzioni con cui effettuare il calcolo dei loro valori e delle loro variazioni nello spazio e nel tempo. Queste grandezze sono la *dose assorbita*, il *kerma* e l'*esposizione* (cfr. ICRU 2011). La prima è la grandezza di principale interesse in dosimetria; le altre due sono importanti in quanto consentono, come si vedrà nel seguito, di determinare in modo indiretto la dose assorbita in situazioni sperimentali in cui una misura diretta della dose assorbita sarebbe di difficile esecuzione. Queste tre grandezze sono classificate, per la loro comune finalità, come grandezze dosimetriche di base. Come sarà illustrato nel seguito, la probabilità che una data radiazione ionizzante induca effetti biologici in un dato organismo dipende non solo dalla dose assorbita che quella radiazione ha indotto in quell'organismo biologico, ma anche dal tipo e dall'energia della radiazione considerata. Per tener conto di questa circostanza, importante in particolare nel campo della radioprotezione, si ricorre a un altro tipo di grandezza dosimetrica, l'*equivalente di dose*, che è classificata specificamente come grandezza dosimetrica per la radioprotezione.

4.2 La dose assorbita

La definizione di dose assorbita è basata sui concetti di *deposito di energia* e di *energia depositata* (cfr. ICRU 2011). Per una radiazione direttamente o indirettamente ionizzante che interagisce con un mezzo, si definisce *deposito di energia* relativo alla singola interazione, *i*, la

grandezza ε_i definita come:

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{in} - \varepsilon_{ex} + Q \tag{4.1a}$$

dove ε_{in} è l'energia della particella ionizzante incidente (esclusa l'energia a riposo), ε_{ex} è la somma delle energie di tutte le particelle ionizzanti cariche e neutre (esclusa l'energia a riposo) emergenti dall'interazione e Q è la variazione dell'energia a riposo del nucleo e di tutte le particelle elementari coinvolte nell'interazione.
L'*energia depositata*[3], ε, in un volume V del mezzo considerato è la grandezza:

$$\varepsilon = \sum_i \varepsilon_i \tag{4.1b}$$

dove la somma è estesa a tutti i depositi di energia, ε_i, che hanno luogo in quel volume. L'*energia depositata* da una radiazione nel volume V rappresenta quella parte di energia che una volta persa in V viene trattenuta nel medesimo volume V in cui la perdita di energia è avvenuta.
A seguito di misure ripetute dell'*energia depositata* nella massa m contenuta in un piccolo volume V, si ottiene una distribuzione di valori di ε di tipo casuale. La grandezza ε è infatti di natura stocastica in quanto una particella può perdere all'interno di m una frazione, variabile casualmente, della propria energia. Se si considera il rapporto fra ε ed m si ottiene la grandezza $z = \varepsilon/m$, detta *energia specifica* e svincolata dalle dimensioni di V. Poiché ε è una grandezza stocastica lo è anche z, il cui grado di variabilità dipende anche dal valore della massa m considerata. Misure ripetute di z in una massa molto piccola forniscono una distribuzione di valori di z molto più ampia di quella che si ottiene da misure ripetute di z riferite a una massa di maggiori dimensioni. Ciò dipende dal fatto che all'aumentare di m il numero di interazioni della radiazione nella massa m aumenta, con il risultato che la somma delle energie depositate in ciascun evento è non solo maggiore ma anche statisticamente meno variabile di quella relativa a una massa più piccola. L'andamento di z in funzione di m è mostrato nel grafico della figura 4.1.
All'aumentare di m, z risulta dunque sempre meno variabile fino ad avere fluttuazioni praticamente trascurabili. Al crescere ulteriore di m (oltre un valore della massa in cui l'energia della radiazione si può ragionevolmente ritenere completamente assorbita) l'energia specifica z

[3] L'espressione *energia depositata* è la traduzione qui usata della corrispondente locuzione inglese *energy imparted* (ICRU 2011). Quest'ultima si trova di frequente espressa in italiano come "energia impartita", con una traduzione del termine *imparted* poco appropriata in quanto il verbo "impartire" è usato in italiano con un significato diverso da quello inteso nella definizione dell'ICRU.

tende poi ad assumere valori mediamente sempre decrescenti in quanto il valore di ε tende asintoticamente a un valore costante.
La distribuzione dei valori di z in funzione di m ha un valore atteso, l'*energia specifica media* $\overline{z}$ che, date le caratteristiche della distribuzione (v. fig. 4.1), coincide sostanzialmente con il valore costante che si può attribuire a $z(m)$ in quella regione di valori di m entro cui la variabilità e le fluttuazioni di $z(m)$ sono trascurabili. La grandezza non stocastica $\overline{z}$ è, per valori di m ragionevolmente non elevati, indipendente da m.
L'energia specifica media, $\overline{z} = \overline{\varepsilon}/m$, si può, in base alla definizione di ε, esprimere anche in funzione delle energie radianti (cfr. § 2.4) coinvolte nei processi d'interesse, ottenendo:

$$\overline{\varepsilon} = R_{in} - R_{ex} + \overline{Q} \qquad (4.2)$$

dove R_{in} è la somma media delle energie radianti di tutte le particelle (cariche e neutre) incidenti sul volume V, R_{ex} è la somma media delle energie radianti di tutte le particelle (cariche e neutre) uscenti da V, $\overline{Q}$ è la somma delle variazioni delle energie a riposo che possono aver luogo nei nuclei e nelle particelle coinvolti nelle interazioni nel volume considerato. Se a seguito delle interazioni della radiazione la massa a riposo contenuta in V diminuisce, il valore di Q è positivo e viceversa. Il termine Q è diverso da zero in molte reazioni indotte da neutroni (disintegrazioni, fissioni, ecc.), nei processi di produzione di coppie (e^+, e^-) da parte dei fotoni ($Q < 0$) e nei processi di annichilazione positrone-elettrone con produzione di fotoni ($Q > 0$). Il ruolo del termine Q nella (4.1a) e nella (4.2) è di assicurare - sia nei casi in cui esso è positivo che in quelli in cui è negativo – il corretto bilancio fra energia entrante,

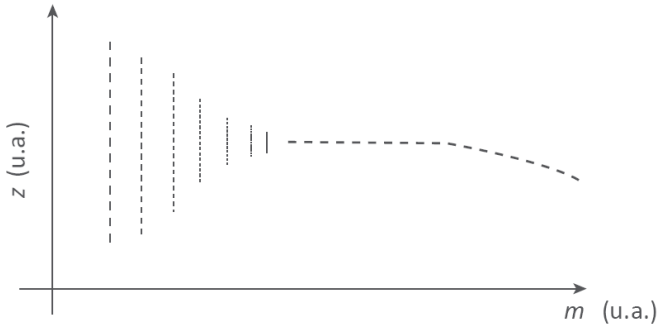


Figura 4.1 - Andamento dell'energia specifica z in funzione della massa m. All'aumentare di m, la grandezza stocastica z tende a un valore costante per poi iniziare a diminuire quando le dimensioni di m sono talmente grandi che la radiazione viene completamente assorbita al suo interno

energia uscente e l'energia effettivamente trattenuta nel volume considerato.
Le grandezze $\overline{\varepsilon}$ e $\overline{z}$ sono alla base della definizione della grandezza *dose assorbita*. La *dose assorbita, D*, nel punto *P* in un dato mezzo attraversato da una specificata radiazione ionizzante, corrisponde all'energia specifica media depositata nell'elemento di massa d*m* posto in *P*, ed è definita come (cfr. ICRU 2011):

$$D = \lim_{m \to 0} \overline{z} = \lim_{m \to 0} \frac{\overline{\varepsilon}}{m} = \frac{\mathrm{d}\overline{\varepsilon}}{\mathrm{d}m} \tag{4.3}$$

L'unità di misura della *dose assorbita* è espressa in $\mathrm{J\,kg^{-1}}$ cui è assegnato nel SI il nome speciale "gray" (Gy), tale che:

$$1\ \mathrm{Gy} = 1\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$$

Ogni qualvolta si indica un valore della dose assorbita deve essere specificata la natura del mezzo e il tipo di radiazione cui essa è riferita.

4.3 Il kerma

Quando un mezzo è attraversato da radiazione indirettamente ionizzante (fotoni, neutroni) il processo di assorbimento di energia della radiazione nel mezzo avviene in due fasi: 1) la radiazione indirettamente ionizzante libera nel mezzo particelle cariche trasferendo ad esse la propria energia, 2) le particelle cariche perdono l'energia cinetica ricevuta, lungo tutto il loro percorso di propagazione nel mezzo, depositandone una parte "localmente" (cfr. § 3.3.2). La fase 2 è quella correlata alle grandezze energia depositata e dose assorbita definite dalle (4.2) e (4.3), rispettivamente.
La determinazione della dose assorbita nelle situazioni in cui la radiazione incidente è indirettamente ionizzante trae vantaggio (cfr. cap.12) dall'uso di una grandezza che fornisce l'entità del trasferimento di energia da parte della radiazione indirettamente ionizzante alle particelle cariche secondarie. Questa grandezza è il *kerma*, *K*, acronimo di "***k**inetic **e**nergy **r**eleased per **ma**ss*" ed è definita come (ICRU 2011):

$$K = \frac{\mathrm{d}\,E_{tr}}{\mathrm{d}m} \tag{4.4}$$

dove $\mathrm{d}E_{tr}$ è la somma media delle energie cinetiche iniziali di tutte le particelle cariche liberate nella massa d*m* a seguito delle interazioni che la radiazione indirettamente ionizzante ha avuto in d*m*. Nell'energia $\mathrm{d}E_{tr}$ è inclusa l'energia cinetica delle particelle cariche emesse nei processi di diseccitazione di atomi o molecole (ad es. gli elettroni Auger) o nei

processi di diseccitazione o disintegrazione di nuclei.
L'unità di misura del *kerma* è J kg^{-1} e il nome speciale (SI) assegnato a questa unità di misura è "gray" (Gy). Pur avendo il *kerma* la stessa unità di misura della dose assorbita è importante tener sempre ben presente la differenza nel significato fisico di queste due grandezze, la cui reciproca correlazione è descritta nel capitolo 5.
Analogamente alle grandezze $\overline{\varepsilon}$, $\overline{z}$ e D (cfr. eq. 4.2), anche il *kerma* si può esprimere in funzione delle energie radianti coinvolte nei processi d'interesse. A tale scopo si fa uso della grandezza *energia trasferita* il cui ruolo è correlato direttamente alla fase 1 del processo di assorbimento di energia. Se una data energia radiante, *R,* interagisce con un mezzo e se si indica con E la componente di R costituita dalla radiazione indirettamente ionizzante, l'*energia trasferita* dalla radiazione indirettamente ionizzante a un volume V di quel mezzo è la grandezza definita come (cfr. Attix):

$$\varepsilon_{tr} = E_{in} - E_{ex}^{*} + Q \qquad (4.4a)$$

Dove E_{in} è la somma delle energie radianti delle radiazioni indirettamente ionizzanti entranti in V ed E_{ex}^{*} è la somma delle energie radianti delle radiazioni indirettamente ionizzanti che escono da V, non includendo in quest'ultima somma l'energia della radiazione indirettamente ionizzante derivante dalle perdite radiative che le particelle cariche possono avere, lungo il loro percorso, all'interno di V. Pertanto non deve essere inclusa in E_{ex}^{*} sia l'energia della radiazione di frenamento (bremsstrahlung) prodotta entro V dagli elettroni liberati in V dalla radiazione primaria, sia l'energia dei fotoni generati in V a seguito di annichilazione in volo di positroni prodotti in V dalla radiazione primaria, sia l'energia dei fotoni di fluorescenza generati in V a seguito delle collisioni delle particelle cariche. Il simbolo Q denota la stessa quantità indicata nell'espressione dell'energia depositata, ε.
Analogamente a ε, anche ε_{tr} è una grandezza di natura stocastica il cui valore atteso – l'*energia trasferita media*, $\overline{\varepsilon}_{tr}$ – si può esprimere, in base alla (4.4a) e in analogia alla (4.2), come:

$$\overline{\varepsilon}_{tr} = \overline{E}_{in} - \overline{E}_{ex}^{*} + \overline{Q} \qquad (4.4b)$$

dove $\overline{E}_{in}$, $\overline{E}_{ex}^{*}$ e $\overline{Q}$ sono le somme medie delle energie specificate dai corrispondenti simboli nella (4.4a).
L'*energia trasferita media*, $\overline{\varepsilon}_{tr}$, così come definita dalla (4.4b), corrisponde alla somma media delle energie cinetiche delle particelle cariche liberate all'interno di V dalla radiazione indirettamente ionizzante considerata. L'energia $\overline{\varepsilon}_{tr}$ coincide perciò con l'energia E_{tr} specificata nella (4.4) ed entrambe corrispondono alla medesima

grandezza introdotta nel capitolo 3 per definire il coefficiente di trasferimento di energia (cfr. eq. 3.12 e 3.13).
In base alla (4.4) e alla (4.4b) il *kerma*, *K*, nel punto *P* di un mezzo può essere quindi espresso mediante la relazione, formalmente differente dalla (4.4) ma ad essa equivalente, data da (cfr. Attix):

$$K = \lim_{m \to 0} \frac{\bar{\varepsilon}_{tr}}{m} = \frac{\mathrm{d}\,\bar{\varepsilon}_{tr}}{\mathrm{d}m} \tag{4.5}$$

La (4.5) evidenzia un'analogia formale con l'espressione della *dose assorbita* (eq. 4.3) e al contempo la diversità concettuale fra le due grandezze, una riferita all'*energia depositata* l'altra all'*energia trasferita*. La distinzione fra E_{tr} (nella 4.4) ed $\bar{\varepsilon}_{tr}$ (nella 4.5) è solo nominale, derivando dalla circostanza che $\mathrm{d}\bar{\varepsilon}_{tr}$ è riferita all'energia che la radiazione indirettamente ionizzante perde in d*m*, mentre $\mathrm{d}E_{tr}$ è riferita all'energia cinetica trasferita alle particelle cariche liberate in d*m* a seguito di quella perdita di energia.
Il kerma, *K*, può essere espresso in funzione delle grandezze di campo della radiazione (cfr. cap. 2) e del coefficiente di trasferimento di energia, μ_{tr} (cfr. cap. 3). In base alla definizione di *K* e di μ_{tr}, per radiazione monoenergetica si ha infatti:

$$K(P,E) = \Psi(P,E)\left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right) \tag{4.6}$$

dove $\Psi(P,E)$ è la fluenza di energia nel punto *P* nel mezzo in cui la radiazione di energia *E* interagisce, e la grandezza in parentesi è il coefficiente di trasferimento di energia massico per il materiale, il tipo e l'energia della radiazione considerati. Nel caso più generale di radiazione con una distribuzione di energia si ha:

$$K = \frac{1}{\rho} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E \, E \, \mu_{tr}(E) \, \mathrm{d}E \tag{4.7}$$

dove Φ_E è la distribuzione in energia della fluenza delle particelle.
Come già illustrato nel capitolo 3, le particelle cariche perdono la loro energia cinetica tramite processi di ionizzazione e di eccitazione degli atomi del mezzo attraversato e anche a seguito di processi radiativi (cfr. § 3.2.3) quali l'emissione di radiazione di frenamento (bremsstrahlung), l'annichilazione in volo di positroni e l'emissione di fotoni di fluorescenza. In base a queste due modalità di perdita di energia si può esprimere il kerma come la somma di due termini, ciascuno relativo a uno dei modi in cui l'energia cinetica delle particelle cariche secondarie

viene persa nel mezzo. Si può scrivere dunque:

$$K = K_{col} + K_{rad} \tag{4.8}$$

dove K_{col}, detto *kerma per collisione*[4], è la componente di K che corrisponde a quella parte dell'energia cinetica totale delle particelle cariche secondarie, che non è spesa in processi radiativi, mentre K_{rad}, detto *kerma per irraggiamento*, è quella componente di K corrispondente alla parte di energia cinetica delle particelle secondarie cariche spesa in processi radiativi. È utile ricordare, da quanto già discusso in precedenza (§ 3.3), che il kerma per irraggiamento dovuto a radiazioni (come i neutroni) che liberano particelle cariche secondarie più pesanti degli elettroni è, alle energie di norma considerate in campo medico e in radioprotezione, quasi sempre trascurabile.
Nel capitolo 3 (cfr. eq. 3.18) è stato mostrato che il coefficiente di trasferimento di energia massico è legato al coefficiente di assorbimento di energia massico tramite la relazione:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho}(1-g)=\frac{\mu_{en}}{\rho} \tag{4.9}$$

dove g è la frazione di energia cinetica delle particelle cariche secondarie, che viene persa tramite processi radiativi (bremsstrahlung, fotoni di annichilazione e di fluorescenza). Dalle (4.7), (4.8) e (4.9) si possono ricavare le relazioni fra le diverse componenti di K, ottenendo:

$$\frac{K_{rad}}{K_{rad}+K_{col}}=\frac{K_{rad}}{K}=g \tag{4.10}$$

e quindi

$$\frac{K_{col}}{K}=1-g \tag{4.11}$$

La (4.11) mostra dunque che se le particelle cariche secondarie perdono la loro energia cinetica solo in processi di eccitazione e ionizzazione (e si ha quindi $g = 0$) il kerma totale, K, coincide con il kerma per collisione, K_{col}. Dalle (4.6), (4.9) e (4.11) si ottiene inoltre:

$$K_{col}(P,E)=\Psi(P,E)\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right) \tag{4.12}$$

[4] La locuzione tradizionale *kerma per collisione*, pur non del tutto rigorosa per i motivi descritti nel § 3.3.1, continua a essere utilizzata – come anche a livello internazionale (*collision kerma*) - poiché una sua più appropriata formulazione risulterebbe poco concisa.

che, per una radiazione avente una distribuzione di energie, diventa:

$$K_{col} = \frac{1}{\rho} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi_E \, E \, \mu_{en}(E, Z) \, \mathrm{d}E \tag{4.13}$$

L'utilità del kerma in dosimetria risiede nella possibilità che questa grandezza offre, come si vedrà nel seguito, di determinare indirettamente la dose assorbita, *D*, in situazioni sperimentali in cui una misura diretta di *D* sarebbe di non immediata attuazione. A tal riguardo è necessario tener presente che la misura del kerma in aria dovuto a fotoni è limitata solo ai fotoni di energia inferiore a 1,4 MeV. Il motivo di questa limitazione, non inerente alla definizione di kerma, è dovuto al fatto che al di sopra di quella energia non sono disponibili campioni di misura del kerma come pure della grandezza esposizione descritta nel prossimo paragrafo.
In figura 4.2 è riportato l'andamento della fluenza dei fotoni necessaria per produrre in aria (a) un valore unitario (1 Gy) del kerma per collisione in aria $(K_{col})_a$. La funzione $\Phi(E)/K_{col}(E)_a$ varia sensibilmente con l'energia in relazione alla variazione delle sezioni d'urto contenute in $(\mu_{en}/\rho)_a$ (cfr. cap. 3) e mostra quanto sia diverso il numero di fotoni per avere alle diverse energie il medesimo valore di $(K_{col})_a$.

4.4 L'esposizione

L'*esposizione*, indicata con il simbolo *X*, è una grandezza dosimetrica definita solo per i fotoni e solo per l'aria come mezzo di interazione. Dato un volume infinitesimo di aria d*V* di massa d*m* centrato nel punto *P* in aria e attraversato da fotoni, si definisce l'esposizione *X* nel punto *P* il rapporto:

$$X = \frac{dq}{dm} \tag{4.14}$$

dove d*q* è la carica di un solo segno prodotta in aria secca[7] dagli elettroni e dai positroni liberati o creati nella massa d'aria d*m* dai fotoni (cfr. ICRU 2011). Fanno parte integrante della definizione di esposizione i seguenti due corollari:
1) la carica d*q* deve essere quella e solo quella che si ottiene quando tutti gli elettroni liberati dai fotoni in d*m* sono arrestati

[7] L'aria secca è aria priva di vapore acqueo. Il riferimento all'aria secca deriva dalla necessità di rendere la definizione della grandezza *X* indipendente dalle condizioni reali in cui si effettua la sua misura. La ionizzazione dell'aria e la conseguente produzione di carica dipendono, tramite la grandezza *W* (cfr. eq. 4.15), dall'umidità relativa dell'aria. Le misure di carica devono essere quindi sempre normalizzate alle condizioni di aria secca (cfr. § 15.3.2a).

completamente in aria;

2) la carica dq non deve includere il contributo di carica prodotta in aria dalla radiazione di frenamento (bremsstrahlung) prodotta in aria dagli elettroni liberati dai fotoni in dm.

L'unità di misura dell'esposizione è il C kg^{-1} e, a differenza delle altre grandezze dosimetriche, a essa non è assegnato alcun nome speciale[8]. I due corollari associati alla definizione di esposizione sono essenziali per rendere significative e utilizzabili in dosimetria le misure di questa grandezza. La condizione 1) esprime la necessità che nel volume d'aria dove gli elettroni secondari producono la carica che si misura, vi sia soltanto aria e non altri materiali. Tale condizione sperimentale è denotata comunemente come condizione di "aria libera". La presenza di altri mezzi entro cui gli elettroni secondari potrebbero perdere energia o arrestarsi avrebbe come conseguenza una minor produzione di carica raccolta in aria. In tal modo la carica dq nell'equazione (4.14) non dipenderebbe solo dall'energia e dal numero di fotoni incidenti in dm, ma anche dalla eventuale presenza di mezzi (assorbitori) diversi dall'aria negli intorni di dm. In assenza della condizione 1) le misure di X non darebbero risultati univoci (cioè legati unicamente alla fluenza di energia dei fotoni) ma dipenderebbero da circostanze casuali e soggettive. La condizione 2) è anch'essa importante in quanto la bremsstrahlung prodotta dagli elettroni secondari trasferisce la propria energia in regioni del mezzo distanti da quella in cui quegli elettroni secondari depositano la

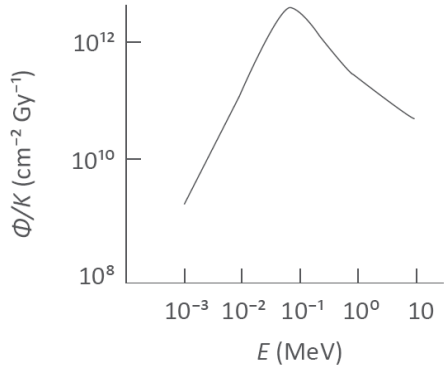


Figura 4.2 - Fluenza, $\Phi(E)$, di fotoni (calcolata in base alla 4.13) necessaria per produrre in aria 1 gray di kerma per collisione, $(K_{col})_a$, (eq. 4.12) alle diverse energie, E, dei fotoni

[8] Nei sistemi di unità di misura diversi dal Sistema Internazionale (SI), e non più in uso, l'unità dell'esposizione era il *roentgen* (R). 1 *R* corrisponde a una carica di 1 u.e.s. prodotta in una massa d'aria di 0,001293 g (la massa d'aria contenuta in 1 cm³ alla pressione di 760 torr e alla temperatura di 0 °C) irraggiata da fotoni. 1 R = 2,58 10^{-4} C kg^{-1}.

propria energia. Poiché l'esposizione deve poter essere correlata (come si vedrà nel seguito) alla dose assorbita in aria nel punto *P* dove è centrata la massa d*m*, includere in d*q* la carica prodotta da questa bremsstrahlung farebbe aumentare il valore di $X(P)$ e quindi anche quello di $D(P)$. Tale aumento di $D(P)$ darebbe però luogo a una indebita sovrastima della reale dose assorbita in *P*. Infatti l'energia rilasciata in d*m* non può includere quella spesa per produrre cariche lontano da d*m*. L'esposizione, pur essendo definita solo per l'aria, può essere correlata in determinate condizioni sperimentali non solo alla dose assorbita in aria ma anche alla dose assorbita in un mezzo diverso, quale ad esempio il tessuto biologico. Questa possibilità rende la grandezza esposizione di particolare utilità, come si vedrà nel seguito, nella dosimetria della radiazione costituita da fotoni.
L'esposizione definita dall'equazione (4.14) può essere espressa in funzione della fluenza di energia, Ψ, dei fotoni incidenti nel punto *P*. Dalle definizioni di coefficiente di assorbimento di energia, μ_{en}/ρ (cfr. § 3.2.3) e di energia media per formare una coppia di ioni, *W* (cfr. § 3.3.5), si ha infatti per fotoni monoenergetici:

$$X = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,\,aria} \left(\frac{e}{W} \right)_{aria} \tag{4.15}$$

dove gli indici *E* e *aria* indicano che le grandezze corrispondenti sono determinate all'energia *E* dei fotoni e nell'aria come mezzo di interazione. Nel caso più generale di fotoni con un spettro di energia, Φ_E, la (4.15) diventa:

$$X = \int_{E_{min}}^{Emax} \Phi_E \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,aria} E \left(\frac{e}{W} \right)_{aria} \mathrm{d}E \tag{4.16}$$

Le equazioni (4.15) e (4.16) sono di particolare utilità quando si voglia fare un calcolo anziché una misura dell'esposizione, a partire dalla conoscenza delle grandezze di campo e dei coefficienti di interazione coinvolti. L'esposizione, essendo definita per un unico mezzo (l'aria), può implicitamente essere considerata anche una grandezza di campo. Infatti, a differenza delle altre grandezze dosimetriche che richiedono sempre la specificazione del mezzo cui si riferiscono, l'esposizione *X* determinata in un punto *P* denota univocamente la fluenza di energia dei fotoni in *P* essendo il mezzo di interazione univocamente fissato.
Le particolari condizioni presenti nella definizione di esposizione mostrano l'intrinseca difficoltà nella determinazione sperimentale di questa grandezza. Questa difficoltà è resa evidente dallo schema riportato in figura 4.3.
La rigorosa applicazione della definizione di *X* richiederebbe infatti che

un fascio di fotoni, prima di incidere sulla massa d'aria d*m,* non abbia prodotto elettroni secondari (quindi il fascio di fotoni dovrebbe provenire idealmente dal vuoto). Una volta che i fotoni interagiscono in d*m*, gli elettroni secondari che devono poi perdere tutta la loro energia in aria per produrre la carica d*q*, devono essere quelli generati dai fotoni solo in d*m*. È evidente che pur essendo questa definizione essenziale per dare univocità e significatività all'esposizione, essa non può essere attuata sperimentalmente per: a) l'impossibilità di confinare solo nella massa d*m* le interazioni di un fascio di fotoni incidenti su quella massa, escludendo quindi le interazioni dei fotoni nell'aria intorno a d*m*, b) l'impossibilità di distinguere e misurare, fra tutti i possibili elettroni secondari generati dai fotoni anche al di fuori di d*m*, solo quelli provenienti da d*m*.
Pur nell'impossibilità pratica di misurare l'esposizione in base alla sua rigorosa definizione, è invece possibile realizzare le condizioni sperimentali

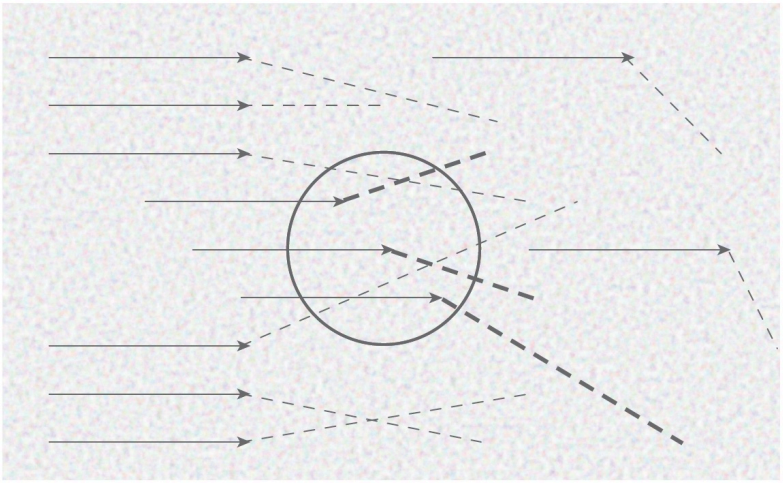


Figura 4.3 - Schema concettuale per la misura dell'esposizione sulla base della sua definizione: $X = dq/dm$. I fotoni, rappresentati dalle frecce, nel loro propagarsi in aria incidono in un elemento di volume di aria (la regione circolare in figura) di massa d*m* circondato unicamente da aria. Le tracce degli elettroni messi in moto dai fotoni nell'aria all'esterno e all'interno di d*m* sono rappresentate dalle linee tratteggiate. La carica d*q* da misurare per la determinazione di *X* è costituita solo dalla ionizzazione che in figura è rappresentata dalle tracce in grassetto. La carica d*q* deve essere infatti la somma delle cariche di un solo segno prodotte in d*m* e nell'aria ad essa circostante da tutti e solo gli elettroni secondari messi in moto dai fotoni in d*m*. La ionizzazione rappresentata dalle linee tratteggiate sottili deve essere quindi esclusa dal computo di d*q*

per misurare una quantità il cui valore è equivalente a quello dell'esposizione (cfr. cap. 17). Il fatto che l'esposizione sia definita nel mezzo aria e in condizioni di "aria libera" non impedisce che essa possa essere determinata in un punto *P* in un mezzo diverso dall'aria, purché, come mostrato in figura 4.4, nell'intorno di quel punto *P* sia realizzata una piccola cavità di aria di massa d*m* con cui i fotoni possano interagire e produrre la carica d*q* così come specificata nei due corollari relativi alla definizione di esposizione. Ciò richiede che il sistema di misura sia opportunamente tarato (cfr. cap. 6 e segg.) in modo che il segnale da esso fornito si possa correlare al valore della carica prodotta dagli elettroni liberati dai fotoni solo in d*m* e che successivamente perdono tutta la loro energia esclusivamente in aria.
Nel calcolare l'esposizione, tramite la (4.16), in un punto *P* in un mezzo diverso dall'aria è però necessario determinare lo spettro di energie, Φ_E, che i fotoni hanno in *P* a seguito dei vari processi di attenuazione e diffusione che essi hanno avuto nel mezzo prima di interagire con la massa d'aria d*m* posta intorno a *P*.
Nella definizione della grandezza esposizione non vi è alcun limite per l'energia dei fotoni. Pur tuttavia l'esposizione si misura attualmente solo per fotoni di energia non superiore a quella di circa 1,3 MeV della radiazione gamma del ^{60}Co. Questa limitazione, non derivante dal vincolo insito nella definizione della grandezza, è dovuta unicamente al fatto che i campioni primari che realizzano l'unità di misura dell'esposizione (C kg^{-1}) non sono realizzabili per energie superiori al limite prima specificato. L'esistenza del campione di misura è una condizione essenziale per la misura di una qualsiasi grandezza (cfr. cap. 6) e nel caso dell'esposizione questa condizione è soddisfatta solo per un limitato intervallo di energie. La stretta interdipendenza esistente nelle definizioni del kerma in aria e dell'esposizione (cfr. cap. 5) estende la

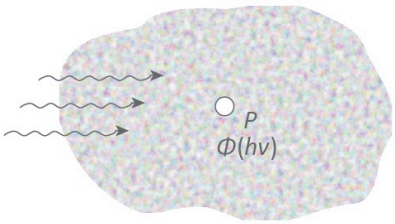


Figura 4.4 - L'esposizione *X*(*P*) può essere determinata in un punto *P* interno a un mezzo diverso dall'aria purché nell'intorno del punto *P* su cui incide una fluenza di fotoni *Φ*(*E*) con una data distribuzione di energia, vi sia una cavità d'aria entro cui sia prodotta dai fotoni la carica d*q* specificata nella (4.14)

stessa limitazione anche alla misura del kerma in aria dovuto a fotoni.

4.5 L'equivalente di dose

La probabilità di insorgenza di effetti biologici rilevabili negli organismi viventi esposti a radiazioni ionizzanti dipende non solo dall'entità della dose assorbita che quella radiazione ha indotto nell'organismo biologico considerato, ma anche dal tipo e dall'energia della radiazione cui quella dose è dovuta. A parità di energia depositata dalla radiazione nel mezzo biologico, gli effetti biologici da essa indotti dipendono infatti anche dalla *efficacia biologica relativa* (EBR) della radiazione, cioè dalla capacità di una radiazione di dato tipo ed energia di indurre, a parità di dose assorbita, effetti biologici in quantità uguale, maggiore o minore rispetto a una radiazione di riferimento. In particolare, la EBR di una data radiazione è definita come il rapporto tra l'entità degli effetti biologici indotti, a parità di dose assorbita, da quella radiazione e l'entità dello stesso tipo di effetti indotti dalla radiazione di riferimento. La radiazione di riferimento è di norma costituita da raggi x di qualche centinaio di keV o dai raggi gamma (da circa 1,2 MeV) emessi dal ^{60}Co.
Come mostra l'esempio nel grafico della figura 4.5, affinché si abbia la stessa entità di un dato effetto biologico (ad esempio la morte di una certa percentuale di popolazione cellulare) è necessario irraggiare l'organismo con valori diversi di dose assorbita a seconda che la radiazione impiegata sia costituita da fotoni, neutroni o particelle alfa.
Questi tre tipi di radiazione hanno infatti un'*efficacia biologica relativa* fra loro diversa e questa diversità è correlata al LET di ciascuna radiazione. Le correlazioni fra LET e EBR sono riferite solitamente a L_∞ (cfr. § 3.3.2). Il LET delle particelle cariche secondarie generate dai fotoni è minore di quello delle particelle cariche secondarie generate dai neutroni veloci ed è ancor minore del LET delle particelle alfa. La diversa risposta di un sistema biologico al variare del LET della radiazione cui viene esposto, deriva dalla capacità che questi sistemi hanno, quando sono esposti a basse dosi di radiazioni, di riparare spontaneamente il danno da esse indotto. Il motivo principale del differente andamento delle curve nella figura 4.5 risiede nel fatto che all'aumento del LET corrisponde un aumento dell'energia media depositata per unità di percorso dalla radiazione e di conseguenza un aumento della densità di ionizzazione attorno alla traccia delle particelle cariche responsabili del trasferimento di energia al mezzo biologico. Tanto maggiore è l'efficacia biologica della radiazione quanto maggiore è la densità di ionizzazione da essa prodotta. In presenza di un'elevata densità di ionizzazione la probabilità di rotture multiple di legami chimici in una molecola biologica è anch'essa elevata. La probabilità che questi danni possano essere del tutto riparati spontaneamente è evidentemente più bassa al crescere della loro

densità. La differenza di EBR fra i diversi tipi di radiazioni può essere piuttosto elevata. Ad esempio, le particelle alfa il cui LET è dell'ordine di 100 keV μm^{-1}, possono indurre un effetto biologico fino a oltre 20 volte superiore, a parità di dose assorbita nel tessuto biologico, rispetto ai fotoni il cui LET (riferito ai corrispondenti elettroni secondari) è dell'ordine di 1 keV μm^{-1}.
Lo scopo della dosimetria è di determinare il valore di grandezze che dipendono dal campo di radiazione per poter correlare il valore ottenuto ai possibili effetti indotti in un organismo biologico dalla radiazione considerata. Le grandezze dosimetriche di base consentono di fare queste correlazioni, ma a causa della diversa efficacia biologica delle radiazioni, è sempre necessario specificare il tipo di radiazione (fotoni, neutroni, particelle alfa ecc.) e la sua energia quando si esprime il risultato di una misura di dose assorbita. Il medesimo valore di dose assorbita può dar luogo a una diversa quantità di effetti biologici se questi sono indotti, ad esempio, da neutroni piuttosto che da fotoni. La dose assorbita non è quindi una grandezza che, da sola, sia in grado di stabilire una correlazione univoca dose-effetto quando tale correlazione

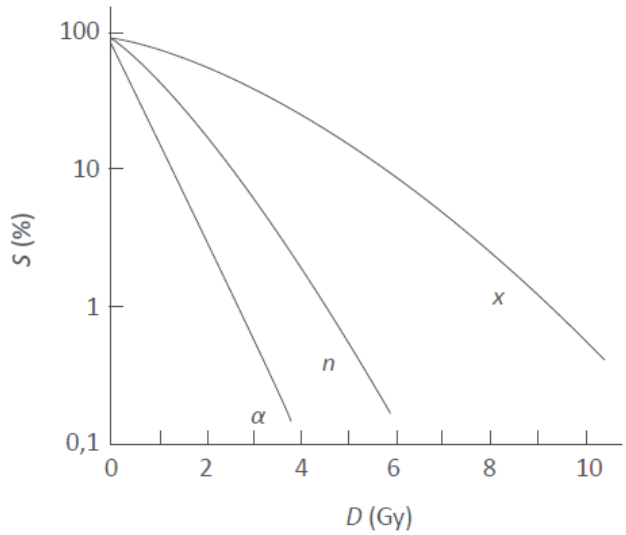


Figura 4.5 - Percentuale di sopravvivenza, *S*(%), in funzione della dose assorbita, *D* (Gy), di cellule biologiche esposte, rispettivamente, a raggi *x* da 250 kV (*x*), a neutroni da 15 MeV (*n*) e a particelle alfa da 4 MeV (*α*). A parità di dose assorbita la sopravvivenza varia sensibilmente a seconda che le cellule siano esposte ai diversi tipi di radiazione. Le radiazioni con maggiore EBR sono caratterizzate da un LET più elevato, producendo quindi una maggiore densità di ionizzazione che a sua volta determina un danno biologico più elevato a parità di dose assorbita

coinvolga tipi diversi di radiazione. Per evitare di dover sempre specificare, nel riportare i valori di dose assorbita, tipo ed energia della radiazione considerata, si ricorre all'uso della grandezza *equivalente di dose*, *H*.
L'*equivalente di dose*, *H*, è definito come (cfr. ICRU 1993):

$$H = D\,Q \tag{4.17}$$

dove *D* è la dose assorbita nel punto di interesse all'interno di una massa di tessuto biologico e *Q* è il *fattore di qualità* della radiazione, dipendente dalla efficacia biologica relativa (EBR) della radiazione e quindi dal tipo e dall'energia della radiazione.
L'unità di misura dell'equivalente di dose, *H*, è $\mathrm{J\,kg^{-1}}$, la medesima unità di misura della dose assorbita, *D*, essendo *Q* un fattore numerico adimensionale. All'unità di misura dell'equivalente di dose, *H*, è assegnato nel SI il nome speciale "sievert" (Sv). Nel riportare i valori di *H* si raccomanda di utilizzare sempre l'unità di misura sievert (Sv) anziché l'unità $\mathrm{J\,kg^{-1}}$. L'esempio che segue chiarisce il perché di questa scelta. Si supponga di dover specificare il valore di *H* dovuto a un campo di neutroni che dà luogo a una dose assorbita al tessuto biologico di $1\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$ e che è caratterizzato da un valore di *Q* uguale a 20. In base alla (4.17) si potranno scrivere in tal caso le due espressioni equivalenti:

$$\text{a) } H = 20\ \mathrm{J\,kg^{-1}} \quad , \quad \text{b) } H = 20\ \mathrm{Sv}$$

L'espressione a) sottende in realtà un possibile equivoco. Essa infatti deriva dalla circostanza che una dose assorbita di $1\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$ dà luogo a un equivalente di dose di $20\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$. L'affermazione che una dose assorbita di $1\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$ dia luogo a un equivalente di dose di $20\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$ potrebbe a prima vista apparire poco chiara se non si tengono sempre ben presenti il ruolo del fattore adimensionale *Q* e la differenza concettuale fra le grandezze *D* e *Q*. La specificazione di *H* non dovrebbe invece indurre ad equivoci se espressa nel modo b) secondo cui una dose assorbita di $1\ \mathrm{J\,kg^{-1}}$ (ovvero di 1 Gy) dà luogo a un equivalente di dose di 20 Sv.
Il valore del fattore *Q* è espresso in funzione di L_∞ (cfr. § 3.3.2) della radiazione considerata, come mostrato in figura 4.6, ricordando che quando la radiazione primaria è indirettamente ionizzante (fotoni, neutroni) il LET è riferito alle particelle cariche secondarie da essa prodotte.
Per i fotoni con energia fino a qualche decina di MeV, *Q* è uguale a 1, per le particelle alfa e gli ioni pesanti *Q* assume i valori più alti, mentre i valori intermedi riguardano neutroni e protoni. I valori di *Q* sono oggetto di periodica revisione da parte degli organismi internazionali preposti, in particolare da parte della International Commission on

Radiological Protection (ICRP), in relazione alla evoluzione della ricerca sugli effetti biologici dei diversi tipi di radiazione.
In base alla sua definizione, l'equivalente di dose include l'effetto derivante dalla diversa efficacia biologica della radiazione e pertanto quando se ne riporta il valore non è necessario specificare tipo ed energia della radiazione. In questa semplificazione risiede il vantaggio pratico dell'uso di questa grandezza fisica rispetto alla dose assorbita. Deve essere sempre tenuto presente che, in base alle modalità con cui si ottiene il fattore Q, l'uso della grandezza H è strettamente limitato alle finalità della radioprotezione, e quindi alle esposizioni alle basse dosi riferite unicamente al mezzo biologico.
L'equivalente di dose può essere misurato in modi diversi e in diverse condizioni sperimentali rispetto alle quali esso assume specifiche denominazioni. L'equivalente di dose denota quindi una famiglia di grandezze dosimetriche - le grandezze dosimetriche operative (cfr. cap. 7) - di particolare importanza per la dosimetria in radioprotezione.

$$Q = \begin{cases} 1 & per \quad L_\infty < 10 \text{ keV}/\mu\text{m} \\ 0{,}32\, L_\infty - 2{,}2 & per \quad 10 < L_\infty < 100 \text{ keV}/\mu\text{m} \\ 300/\sqrt{L_\infty} & per \quad L_\infty > 100 \text{ keV}/\mu\text{m} \end{cases}$$

Figura 4.6 - Valori del fattore di qualità, Q, di una radiazione ionizzante in funzione del trasferimento lineare di energia, L_∞, caratteristico della radiazione considerata (da ICRP 2008)

Bibliografia

Kase K. R., Nelson W. R., *Concepts of Radiation Dosimetry*, Pergamon Press, 1978.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

ICRU Report 40, *The Quality Factor in Radiation Protection*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1986.

Kase K. R., Bjärngard B. E., Attix F. H. (Eds), *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, Vol. I, Chapter 1, Academic Press, 1987.

ICRU Report 51, *Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1993.

ICRU Report 85, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2011.

ICRP Publication 92, *Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q) and Radiation Weighting Factor (wR)*, International Commission on Radiological Protection, Elsevier, 2004.

ICRP Publication 103, *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, International Commission on Radiological Protection, Elsevier, 2008.

Capitolo 5

RELAZIONI FRA LE GRANDEZZE DOSIMETRICHE

5.1 Introduzione

Fra le tre grandezze dosimetriche descritte nel capitolo precedente è possibile stabilire alcune correlazioni in modo che una data grandezza si possa esprimere in funzione di un'altra. Queste correlazioni sono utili quando eventuali problemi di calcolo o di misura di una data grandezza possono essere superati misurando o calcolando un'altra grandezza in funzione della quale la grandezza d'interesse possa essere poi agevolmente ricavata. Nel paragrafo seguente sono illustrate le condizioni che consentono di correlare fra loro dose assorbita, kerma ed esposizione.

5.2 L'equilibrio delle particelle cariche

In un mezzo attraversato da radiazioni ionizzanti si ha una situazione vantaggiosa per stabilire una correlazione fra grandezze dosimetriche se nella regione del mezzo in cui si intende stabilire la correlazione, è realizzata la condizione di "equilibrio delle particelle cariche". Questa condizione è denotata comunemente con l'acronimo CPE (charged particle equilibrium).

> Si ha equilibrio delle particelle cariche (CPE) nel volume V di un mezzo esposto a radiazioni ionizzanti, se ogni particella carica uscente da V con una data energia è rimpiazzata, in media, da un'altra particella dello stesso tipo che entra in V con la medesima energia.

Se esistono in V le condizioni di CPE si ha quindi:

$$\sum (T_{in})_c = \sum (T_{ex})_c \qquad (5.1a)$$

dove $(\sum T_{in})_c$ è il valore atteso della somma delle energie cinetiche delle particelle cariche che entrano in V e $(\sum T_{ex})_c$ è il valore atteso della somma delle energie cinetiche delle particelle cariche dello stesso tipo che escono fuori da V. Poiché la dose assorbita è una grandezza riferita a un punto P del mezzo - ovvero a un piccolo volume V intorno a P - si possono definire le condizioni di CPE in un piccolo volume V, in modo formalmente diverso ma equivalente alla (5.1a) (cfr. Carlsson). Se $\boldsymbol{\Psi}(P)$ è la fluenza vettoriale di energia delle particelle cariche nel punto P e se V è sufficientemente piccolo da poter considerare $\boldsymbol{\Psi}$ costante al suo interno, esiste in V equilibrio delle particelle cariche se:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\Psi}(P) = 0 \qquad (5.1b)$$

In base al teorema (c.d. di Gauss) della divergenza di un vettore si ha infatti: $\oiint_S \boldsymbol{\Psi} \cdot \mathrm{d}\mathbf{s} = \iiint_V \operatorname{div} \boldsymbol{\Psi}\, \mathrm{d}V$, dove il membro a sinistra dell'equazione rappresenta il flusso del vettore $\boldsymbol{\Psi}$ attraverso la superficie S che racchiude il volume V. Per V sufficientemente piccolo da poter assumere, al suo interno, div $\boldsymbol{\Psi}$ costante e uguale a div $\boldsymbol{\Psi}(P)$, si può porre: $\iiint_V \operatorname{div} \boldsymbol{\Psi}\, \mathrm{d}V = V \cdot \operatorname{div} \boldsymbol{\Psi}(P)$ e quindi:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\Psi}(P) = \frac{1}{V} \oiint_S \boldsymbol{\Psi} \cdot \mathrm{d}\mathbf{s} \qquad (5.1c)$$

La quantità scalare "div $\boldsymbol{\Psi}(P)$" rappresenta perciò il valore netto (bilancio entrata-uscita) dell'energia trasportata dalle particelle cariche al di fuori di un piccolo volume V posto intorno al punto P, diviso per V. Quando la (5.1b) è soddisfatta, il flusso del vettore $\boldsymbol{\Psi}$ attraverso la superficie S che racchiude il volume V risulta nullo e si ha quindi CPE in V.
Se nel mezzo considerato è uniformemente distribuita una sorgente radioattiva che emette radiazione beta e se non agiscono campi elettrici o magnetici che possano influenzare l'energia o il percorso delle particelle cariche, in ogni elemento di volume interno a questo mezzo sono evidentemente sempre verificate le condizioni di CPE. È anche evidente che se un mezzo è irraggiato da un fascio monodirezionale di particelle cariche, non potranno mai essere rigorosamente realizzate in un suo elemento di volume le condizioni di CPE. Le particelle cariche perdono mediamente energia lungo ogni tratto dl del loro percorso e le energie attese delle particelle cariche entranti in un volume dV del mezzo saranno sempre maggiori di quelle delle particelle uscenti da esso.
Se la radiazione incidente sul mezzo è indirettamente ionizzante, l'equilibrio delle particelle cariche secondarie liberate dalla radiazione primaria può essere invece realizzato in un volume V del mezzo, se (cfr. Attix):
a) il volume V è interno a un volume V' (dello stesso mezzo) entro il quale la radiazione primaria sia uniforme o abbia trascurabile attenuazione;
b) la posizione di V è tale che i bordi di V' abbiano una distanza, d, dai bordi di V maggiore o uguale al *range* (cfr. § 3.3) delle particelle cariche secondarie più energetiche prodotte in V' dalla radiazione primaria e si abbia quindi: $d \geq R_{max}$ dove R_{max} è il *range* massimo delle particelle cariche secondarie.
Quanto più è realistico assumere come trascurabile l'attenuazione della radiazione primaria entro uno spessore del mezzo pari a R_{max}, tanto più realistico è assumere l'esistenza di CPE nel volume V. Le condizioni *a*) e *b*) fissano, per una data energia della radiazione primaria, le dimensioni di V' e di V. È evidente che entrambe le condizioni sono tanto più facilmente realizzabili, per un dato valore dell'energia della radiazione primaria, quanto più piccole sono le dimensioni di V. Uno schema descrittivo delle

condizioni per l'esistenza di CPE in un volume V esposto a radiazione indirettamente ionizzante è mostrato nella figura 5.1.
Con un esempio le cui conclusioni possono essere estese a tutti i possibili casi, si può verificare che esiste CPE in un volume V interno a V' se V' è irradiato uniformemente (o con attenuazione trascurabile) da radiazione indirettamente ionizzante e se è: $d \geq R_{max}$. L'esempio è schematizzato in figura 5.2. In base alle ipotesi fatte la radiazione primaria distribuita uniformemente in V' libera in V' particelle cariche secondarie che in ogni punto di V' hanno, in media, identica fluenza, distribuzione angolare e distribuzione di energia. Si considerino di queste particelle quelle che, in un dato istante, hanno in media la stessa energia cinetica iniziale T_0 e si propagano nel mezzo mediamente lungo la medesima direzione. L'energia T_0 è compresa fra una T_{min} e una T_{max} dipendenti dall'energia della radiazione primaria. Al fine di specificare il volume di V, si assuma che l'energia spesa da ognuna di queste particelle nell'attraversare un diametro massimo di V sia: $T_V = (1/4)\ T_0$. Nell'esempio in figura 5.2 sono considerate quattro famiglie di particelle cariche liberate in V' con la medesima energia cinetica T_0, lungo la medesima direzione ma in punti diversi di V'. Questi punti, P_1, P_2, P_3 e P_4 sono scelti nell'esempio in modo che per l'insieme delle particelle che entrano, attraversano e lasciano il volume V sia soddisfatto il bilancio fra le energie, T_{in}, entranti in V e

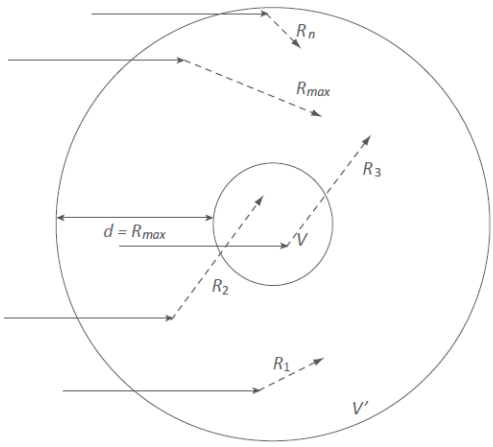


Figura 5.1 - Schema delle condizioni necessarie per l'equilibrio delle particelle cariche (CPE) in un volume V di un mezzo m. Il mezzo è uniformemente irraggiato da radiazione indirettamente ionizzante di energia specificata (linee piene). La radiazione primaria libera particelle cariche di varia energia e con range, R_1 … R_n, di varia lunghezza (linee tratteggiate). Il volume V deve essere contenuto in un volume più grande, V', tale che al suo interno la fluenza della radiazione primaria si possa assumere costante entro V' (e quindi entro V). Inoltre la distanza minima, d, fra i bordi dei volumi V e V' deve essere maggiore o uguale a R_{max}, dove R_{max} è il range delle particelle cariche più energetiche liberate nel mezzo dalla radiazione primaria. Nell'esempio in figura la condizione di CPE in V è assicurata dalle tracce R_2 e R_3

quelle, T_{ex}, uscenti da *V*. Il bilancio energetico per le quattro famiglie di particelle cariche considerate è descritto nella tabella 5.1 dove si vede che $\sum T_{in} = \sum T_{ex}$. Se la fluenza della radiazione indirettamente ionizzante incidente sul mezzo può ritenersi costante entro lo spessore: $d \geq R_{max}$ (o la sua attenuazione è entro quello spessore trascurabile) anche la fluenza, Φ, la distribuzione in energia, Φ_E, e quella direzionale, Φ_Ω, delle particelle cariche secondarie liberate entro lo spessore d, potrà considerarsi praticamente costante in ogni punto del mezzo entro quello spessore. Da ciò consegue che, per ogni particella liberata in un punto P_i con un'energia T_0 (compresa fra una T_{min} e una T_{max}) si potranno sempre trovare n diversi gruppi ($n \geq 2$) di particelle dello stesso tipo, con la medesima energia e direzione, e con origine in punti diversi interni a *V'* tali che si abbia: $\sum T_{in} = \sum T_{ex}$.
Con la radiazione primaria indirettamente ionizzante le condizioni di CPE in un piccolo volume di un mezzo si realizzano tanto più facilmente quanto più elevato è il rapporto fra il cammino libero medio, λ, della

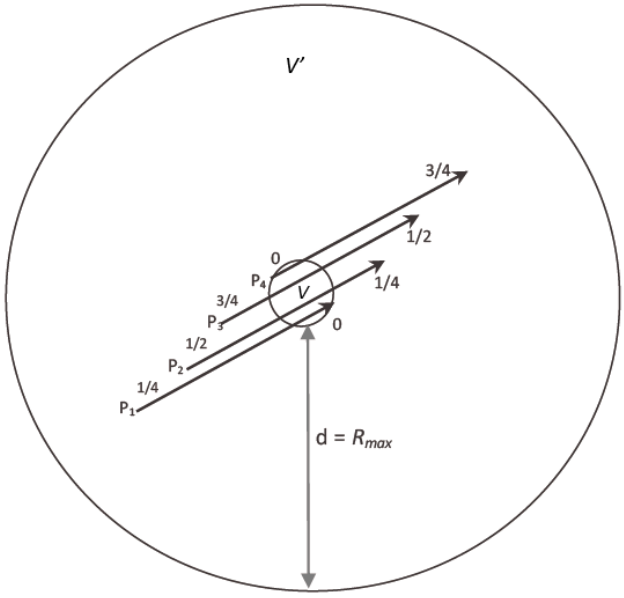


Figura 5.2 - Schema esemplificativo di una situazione in cui è realizzata la condizione di CPE in un volume *V* interno a un volume *V'* i cui bordi distano da quelli di *V* di una distanza $d \geq R_{max}$. Il volume *V* è attraversato da 4 famiglie di particelle cariche liberate, nei punti P_1, P_2, P_3 e P_4, con la stessa energia cinetica T_0. Le particelle hanno mediamente la stessa direzione ed entrano in *V* attraversando la sfera lungo diametri massimi. Le dimensioni di *V* sono tali che ogni particella che lo attraversa perde mediamente un'energia uguale a $T_0/4$. Le frazioni all'inizio e alla fine di ciascuna traccia indicano, rispettivamente, la frazione di T_0 con cui le particelle entrano ed escono da *V*

radiazione primaria in quel mezzo e il *range*, R_{max}, delle particelle cariche secondarie nel medesimo mezzo (cfr. Attix). In particolare, quanto più elevato è il rapporto λ/R_{max} tanto più agevolmente può essere assicurata la condizione b) sopra specificata.
Se la radiazione primaria è costituita da fotoni questa condizione è tanto meno realizzabile quanto maggiore è la loro energia hv. Al crescere di hv, R_{max} aumenta infatti molto più rapidamente di λ. A energie inferiori a 200 keV il cammino libero medio dei fotoni è invece (in un mezzo come l'acqua) circa 10^3 volte il *range* degli elettroni con la medesima energia (cfr. Berger e Seltzer, Hubbell e Seltzer).
Se la radiazione primaria è costituita da neutroni le condizioni di CPE sono praticamente quasi sempre realizzate. A riguardo basti tener presente che le particelle cariche liberate dai neutroni sono particelle pesanti (protoni, particelle alfa, frammenti nucleari ecc.). Queste particelle cariche hanno un *range* che in qualsiasi materiale è di diversi ordini di grandezza inferiore al cammino libero medio dei neutroni in quel mezzo.
La possibilità che in un volume di un mezzo attraversato da radiazione ionizzante sussistano le condizioni di CPE permette di ricavare, come si vedrà nei prossimi paragrafi, utili relazioni fra le grandezze dosimetriche, in particolare fra la dose assorbita, il kerma e l'esposizione.

5.3 Relazione fra dose assorbita e kerma

Si supponga che il volume V' indicato in figura 5.1 sia irraggiato da radiazione indirettamente ionizzante (fotoni o neutroni). In tal caso il volume V interno a V' sarà attraversato sia dalla radiazione primaria indirettamente ionizzante, sia dalla radiazione secondaria (indirettamente e direttamente ionizzante) generata dalla radiazione primaria in V e in V'. Siano $\overline{R}_{in}$ e $\overline{R}_{ex}$ le somme medie delle energie radianti entranti in V e uscenti da V, rispettivamente, e sia $\overline{Q}$ il valore atteso dell'energia Q specificata dalla (4.2). Per piccoli valori di V e della massa, m, contenuta in V e assumendo perciò una uniforme fluenza di

Tabella 5.1 - Valori delle energie entranti (T_{in}), cedute (T_V) e uscenti (T_{ex}) delle particelle cariche considerate nell'esempio della figura 5.2, in cui si ha: $\Sigma T_{in} = \Sigma T_{ex}$

	T_{in}	T_V	T_{ex}
P_1	$^1/_4\ T_0$	$^1/_4\ T_0$	0
P_2	$^1/_2\ T_0$	$^1/_4\ T_0$	$^1/_4\ T_0$
P_3	$^3/_4\ T_0$	$^1/_4\ T_0$	$^1/_2\ T_0$
P_4	0	$^1/_4\ T_0$	$^3/_4\ T_0$
Tot	$^3/_2\ T_0$	T_0	$^3/_2\ T_0$

energia entro V, la dose assorbita in un generico punto di m è data (cfr. eq. 4.3 ed eq. 4.2) da:

$$D = \frac{\bar{\varepsilon}}{m} = \frac{1}{m}\left(\overline{R}_{in} - \overline{R}_{ex} + \overline{Q}\right) \tag{5.2}$$

Se $\overline{T}_{in}$ e $\overline{T}_{ex}$ sono le somme medie delle energie cinetiche delle particelle cariche entranti in V e uscenti da V, rispettivamente, e $\overline{E}_{in}$ ed $\overline{E}_{ex}$ sono le somme medie delle energie (esclusa l'energia a riposo) delle particelle neutre entranti in V e uscenti da V, la (5.2) può essere espressa come:

$$D = \frac{1}{m}\left(\overline{E}_{in} + \overline{T}_{in} - \overline{E}_{ex} - \overline{T}_{ex} + \overline{Q}\right) \tag{5.3}$$

Se nel volume V sono soddisfatte le condizioni di CPE (cfr. eq. 5.1) la (5.3) si semplifica in:

$$D \overset{CPE}{=} \frac{1}{m}\left(\overline{E}_{in} - \overline{E}_{ex} + \overline{Q}\right) \tag{5.4}$$

dove il simbolo "CPE" scritto sopra il segno "=" indica che la (5.4) è valida solo in condizioni di CPE.
Dalla (5.4) si può dedurre una correlazione fra dose assorbita, D, e kerma, K, tenendo presente la definizione di K e delle sue due componenti K_{col} e K_{rad}. Dalle (4.5), (4.4a), (4.4b) e (4.8) si ha infatti:

$$K = \frac{1}{m}\left(\overline{E}_{in} - \overline{E}^{*}_{ex} + \overline{Q}\right) = K_{col} + K_{rad} \tag{5.5}$$

dove $\overline{E}^{*}_{ex}$ è la somma media delle energie della radiazione indirettamente ionizzante uscente da V, non inclusiva dell'energia degli eventuali fotoni prodotti all'interno di V a seguito di perdite radiative (cfr. §§ 3.2.3 e 4.3) da parte delle particelle cariche secondarie. Se si indica con $\overline{E}_{rad}$ la somma media delle energie dei fotoni derivanti da perdite radiative che le particelle cariche liberate in V hanno sia all'interno di V che al suo esterno, si ha, in base alla definizione di K_{rad}: $K_{rad} = \overline{E}_{rad}/m$. Sostituendo quest'ultima relazione nella (5.5), si ha:

$$K_{col} = \frac{1}{m}\left(\overline{E}_{in} - \overline{E}^{*}_{ex} - \overline{E}_{rad} + \overline{Q}\right) \tag{5.6}$$

Se la radiazione indirettamente ionizzante incidente sul mezzo è costituita da fotoni si può realisticamente assumere – avendo fatto inizialmente l'ipotesi che il volume V sia molto piccolo – che sia i fotoni secondari prodotti in V dalle interazioni della radiazione primaria (come

ad esempio i fotoni Compton), sia i fotoni prodotti in V a seguito di perdite radiative delle particelle cariche, fuoriescano sempre da V senza aver interagito al suo interno. Per ottenere una correlazione fra l'espressione (5.6) del kerma K_{col} e quella della dose assorbita data dalla (5.4), K_{col} si può esprimere in funzione di $\overline{E}_{ex}$ (sommando e sottraendo $\overline{E}_{ex}$ ai termini in parentesi nella 5.6) ottenendo, in base alla (5.4):

$$K_{col} \overset{CPE}{=} D + \frac{1}{m}\left(\overline{E}_{ex} - \overline{E}^{*}_{ex} - \overline{E}_{rad}\right) \tag{5.7}$$

In relazione alla (5.7) è importante notare che in un volume V molto piccolo in cui sussistono le condizioni di CPE, l'energia $\overline{E}_{ex}$ è sempre mediamente uguale (cfr. Attix) alla somma delle energie: $(\overline{E}^{*}_{ex} + \overline{E}_{rad})$. Infatti, con riferimento alla figura 5.3, per ogni fotone di energia $(h\nu_{rad})^{ext}_{e_V}$ generato all'esterno di V a seguito di perdite radiative di una particella carica e_V liberata in V con energia T_0 e uscente da V con energia T_{ex}, ne esiste sempre (mediamente) un altro generato con energia $(h\nu_{rad})^{int}_{e_{V'}}$ all'interno di V a seguito di analoghe perdite radiative

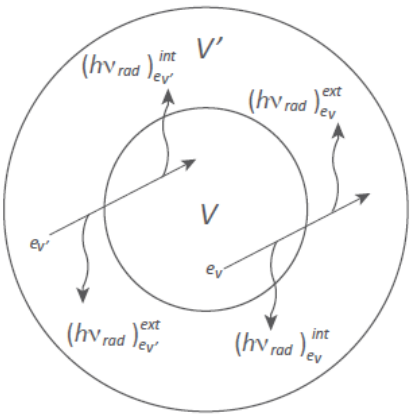


Figura 5.3 - In un mezzo nel quale sussistono le condizioni di CPE all'interno di un suo volume V quando esso è irraggiato da fotoni, per ogni elettrone secondario, e_V, liberato all'interno di V con energia T_0 e uscente da V con energia T_{ex}, viene liberato nel volume V', all'esterno di V, un altro elettrone, $e_{V'}$, che ha mediamente uguale energia iniziale T_0 ed entra in V con energia $T_{in} = T_{ex}$ e con la stessa direzione di e_V. Gli elettroni e_V ed $e_{V'}$ hanno, mediamente, uguali perdite radiative nei medesimi tratti del loro percorso nel mezzo. L'elettrone e_V può avere una perdita radiativa all'interno di V con emissione di un fotone di energia $(h\nu_{rad})^{int}_{e_V}$, o all'esterno di V con emissione di un fotone di energia $(h\nu_{rad})^{ext}_{e_V}$, o dar luogo a entrambi gli eventi. Per l'elettrone $e_{V'}$, le perdite radiative $(h\nu_{rad})^{ext}_{e_{V'}}$ e $(h\nu_{rad})^{int}_{e_{V'}}$ si hanno (mediamente) negli stessi tratti del suo percorso rispetto a e_V, ma, rispettivamente, al di fuori di V ed entro V. Risulta quindi: $(h\nu_{rad})^{ext}_{e_{V'}} = (h\nu_{rad})^{int}_{e_V}$ e $(h\nu_{rad})^{int}_{e_{V'}} = (h\nu_{rad})^{ext}_{e_V}$

di un'altra particella carica $e_{V'}$ liberata al di fuori di V con la stessa energia T_0 e la stessa direzione di e_V ed entrante in V con energia $T_{in} = T_{ex}$. La condizione che esistano, in egual numero, particelle ($e_{V'}$ ed e_V) entranti in V e uscenti da V con (mediamente) la stessa energia e direzione, è garantita dall'ipotesi che in V sussistano le condizioni di CPE. Questa circostanza e la condizione che il mezzo cui si riferiscono i volumi V e V' sia il medesimo, comportano che le energie dei fotoni $(h\nu_{rad})_{e_V}^{ext}$ e $(h\nu_{rad})_{e_{V'}}^{int}$ siano fra loro (mediamente) uguali. Le energie $(h\nu_{rad})_{e_V}^{ext}$ e $(h\nu_{rad})_{e_{V'}}^{int}$ devono essere incluse nel termine E_{ex} unitamente all'energia $(h\nu_{rad})_{e_V}^{int}$ del fotone emesso dalla particella e_V a seguito di perdite radiative che essa può avere anche all'interno di V. Poiché nelle condizioni ipotizzate si ha:

a) $E_{rad} = \sum[(h\nu_{rad})_{e_V}^{int} + (h\nu_{rad})_{e_V}^{ext}]$, b) $E_{ex} - E_{ex}^{*} = \sum[(h\nu_{rad})_{e_{V'}}^{int} + (h\nu_{rad})_{e_V}^{int}]$

e poiché si ha (mediamente): $(h\nu_{rad})_{e_V}^{ext} = (h\nu_{rad})_{e_{V'}}^{int}$, risulta: $\overline{E}_{ex} \overset{CPE}{=} \overline{E}_{ex}^{*} + \overline{E}_{rad}$ e quindi, dalla (5.7):

$$D \overset{CPE}{=} K_{col} \tag{5.8}$$

Se la radiazione indirettamente ionizzante incidente sul mezzo è costituita da neutroni, la (5.8) consegue direttamente dalla (5.6) e dalla (5.4) poiché in tal caso si ha: $\overline{E}_{rad} \approx 0$ e quindi $\overline{E}_{ex} = \overline{E}_{ex}^{*}$.
La (5.8) indica che se in un intorno di un punto P in un mezzo irraggiato da radiazione indirettamente ionizzante sono soddisfatte le condizioni di CPE, la dose assorbita nel punto P risulta uguale al kerma per collisione, $K_{col}(P)$, dovuto alla radiazione in quel punto. Nel capitolo 11 (cfr. § 11.2.2.a) è descritta la condizione sperimentale di "equilibrio transiente" delle particelle cariche - indicata correntemente con l'acronimo TCPE (transient charged particle equilibrium) - grazie alla quale si ottiene un rapporto fra D e K che, pur non essendo uguale a uno (come nella 5.8), risulta costante e quindi utile per mantenere comunque una semplice correlazione fra D e K. La (5.8) ha importanti conseguenze pratiche nella dosimetria dei fotoni e dei neutroni. La più immediata fra le diverse implicazioni della (5.8) è la possibilità di determinare il valore della dose assorbita in un mezzo B se si conosce la dose assorbita in un mezzo A, dovuta alla medesima radiazione.
Si supponga infatti di aver determinato la dose assorbita, $D_A(P)$, nel punto P in un mezzo A irraggiato da un fascio di fotoni o di neutroni caratterizzati da una fluenza di energia $\Psi(E)$. Se nell'intorno di P sono soddisfatte le condizioni di CPE, si ha dalla (5.8) e dalla (4.6):

$$D_A \overset{CPE}{=} (K_{col})_A = \Psi(E)\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_A \qquad (5.9a)$$

Supponiamo ora di voler determinare la dose assorbita in un mezzo B sottoposto alle stesse modalità di irraggiamento. Se in un punto P del mezzo B si ha la stessa fluenza di energia $\Psi(E)$ e se nell'intorno di quel punto vi sono le condizioni di CPE, si avrà analogamente alla (5.9a):

$$D_B \overset{CPE}{=} (K_{col})_B = \Psi(E)\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_B \qquad (5.9b)$$

Combinando la (5.9a) con la (5.9b) si ha infine:

$$D_B \overset{CPE}{=} D_A \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_A^B \qquad (5.10)$$

dove la notazione $\left(\frac{\cdot}{\cdot}\right)_A^B$ indica il rapporto $\left(\frac{\cdot}{\cdot}\right)_B \Big/ \left(\frac{\cdot}{\cdot}\right)_A$.

Il significato della (5.10) è evidente: conoscendo la dose assorbita in un punto P di un mezzo A esposto a un campo di radiazioni indirettamente ionizzante, si può determinare la dose assorbita in un punto P di un mezzo B irraggiato dallo stesso campo di radiazione indirettamente ionizzante, se si ha nei punti P dei due mezzi la stessa fluenza di energia $\Psi(E)$ e se nei mezzi A e B sono soddisfatte le condizioni di CPE nei dintorni del punto P cui la dose assorbita è riferita. Tali condizioni si realizzano tanto più rigorosamente quanto più elevato è, per la radiazione considerata, il valore del rapporto λ/R (cfr. § 5.2). L'utilità pratica della (5.10) deriva dalla possibilità di conoscere la dose assorbita in un mezzo di interesse, quali l'acqua o il tessuto biologico, a partire da una misura di dose assorbita in un altro mezzo, come l'aria, rispetto al quale una misura di D può risultare più agevole (cfr. § 5.4).

Quando la radiazione primaria è costituita da fotoni di bassa energia (al di sotto dei 200 keV) o da neutroni, le particelle cariche secondarie prodotte hanno perdite trascurabili per irraggiamento. Gli elettroni secondari generati, ad esempio, da fotoni da 200 keV perdono per irraggiamento meno dello 0,1% della loro energia cinetica lungo tutto il loro percorso. Le particelle cariche secondarie generate dai neutroni sono in genere particelle pesanti ($A \geq 1$) per le quali le perdite di energia cinetica per irraggiamento sono di entità ancora minore (cfr. § 3.3.1.b). In entrambe queste situazioni sperimentali il coefficiente di assorbimento di energia, μ_{en}, può quindi essere sostituito, nella (5.9a) e nella (5.9b), dal coefficiente di trasferimento di energia, μ_{tr}, tenendo presente la (3.18) e sapendo che in questi casi il valore di g è

praticamente trascurabile. In generale si può sempre assumere che, per neutroni di qualsiasi energia e per fotoni di energia inferiore a 200 keV, la componente di collisione del kerma sia uguale al kerma totale ($K_{col} \approx K$). Inoltre, poiché per i fotoni di bassa energia e, soprattutto, per i neutroni il rapporto λ/R è generalmente alto (cfr. § 5.2), le condizioni di CPE in piccoli volumi sono per questi tipi di radiazioni praticamente sempre soddisfatte. In tali condizioni si può pertanto assumere realisticamente che il valore della dose assorbita in un punto P in un mezzo m coincida, in base alla (5.8), con quello del kerma nello stesso punto: $D(P) \approx K(P)$.

Va ricordato che con la radiazione neutronica l'uguaglianza fra valori di dose assorbita e di kerma può non necessariamente sussistere nei casi in cui i neutroni abbiano reazioni di cattura radiativa, ovvero reazioni di attivazione neutronica del tipo (n,γ) (cfr. § 3.4.4). Queste reazioni possono dare, sia pure in modo indiretto, un contributo aggiuntivo al valore del kerma neutronico a causa degli elettroni liberati dalla radiazione γ di cattura. In questi casi si deve aver cura di verificare che, in base all'energia dei fotoni emessi, le condizioni di CPE siano soddisfatte anche tenendo conto delle particelle cariche liberate dalla radiazione γ. Solo se le condizioni di CPE sono soddisfatte anche per queste particelle cariche, si può ancora assumere come valida per i neutroni l'uguaglianza fra dose assorbita e kerma. Per la dosimetria dei neutroni si utilizza il *coefficiente di kerma*[9] per neutroni, definito come:

$$F_n(Z,E) = \frac{\mu_{tr}}{\rho} E \tag{5.11}$$

dove E è l'energia dei neutroni incidenti e μ_{tr}/ρ è il coefficiente di trasferimento di energia massico per i neutroni e per un dato tipo di materiale (cfr. § 3.4). Se Φ è la fluenza dei neutroni, dalla (4.6) si può dunque scrivere:

$$K = \Psi \frac{\mu_{tr}}{\rho} = \Phi E \frac{\mu_{tr}}{\rho} = F_n(Z,E)\, \Phi \tag{5.12}$$

che, nel caso in cui i neutroni abbiano una distribuzione di energie, diventa:

$$K = \int_{E_{min}}^{E_{max}} F_n(Z,E) \Phi_E(E) \mathrm{d}E \tag{5.13}$$

I coefficienti di kerma, i cui valori sono riportati in specifiche

[9] Il *coefficiente di kerma* era chiamato in passato *fattore di kerma*, locuzione con cui questa grandezza è citata abitualmente nella bibliografia tradizionale. Il termine *coefficiente* è più appropriato del termine *fattore* in quanto la grandezza F_n non è adimensionale.

pubblicazioni (cfr. ICRU 1969, 2000) per svariati materiali e valori di energia, permettono così di risalire al kerma – e quindi alla dose assorbita – da una misura di fluenza dei neutroni.
I neutroni che attraversano un mezzo composto da diversi elementi, possono indurre reazioni diverse ciascuna delle quali fornisce uno specifico contributo al kerma totale. Reazioni diverse possono aver luogo su un medesimo elemento con probabilità dipendenti dall'energia dei neutroni. Se si considerano quindi le varie reazioni possibili, il kerma totale prodotto da un fascio di neutroni di energia E è dato dalla somma su i e j delle componenti $K_{i,j}$ relative al nucleo bersaglio i-esimo e alla reazione j-esima:

$$K = \sum_{i,j} K_{i,j} \qquad \text{dove} \quad K_{i,j} = \left[F_n(E)\right]_{i,j} \Phi \tag{5.14}$$

L'uso della (5.14) è essenziale soprattutto nel caso in cui il fascio di neutroni sia caratterizzato da uno spettro di energie. Non sempre è necessario tener conto di tutte le possibili reazioni. È ragionevole includere nella (5.14) solo i contributi $K_{i,j}$ relativi ai coefficienti di kerma delle reazioni caratterizzate da sezioni d'urto più elevate, valutando volta per volta quali coefficienti di kerma possano essere eventualmente ritenuti trascurabili.
Ogni termine $[F_n(E)]_{ij}$ dipende infatti dal corrispondente contributo $(\mu_{tr})_{ij}$ del coefficiente di trasferimento di energia, a sua volta proporzionale alla componente $(\mu)_{ij}$ del coefficiente di attenuazione che dipende infine dalla sezione d'urto del processo di tipo i,j:

$$\left[F_n(Z,E)\right]_{i,j} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{i,j} E = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{i,j} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{i,j} E \tag{5.15}$$

dove $(\Delta E/E)_{ij}$ è la frazione di energia trasferita come energia cinetica alle particelle cariche secondarie nel processo i,j considerato.
Il mezzo di interazione di maggiore interesse per la dosimetria è il corpo umano i cui elementi costituenti includono l'idrogeno e l'azoto che hanno sezioni d'urto di interazione particolarmente elevate con i neutroni termici. Con neutroni di bassa energia questi due elementi costituiscono, anche per la loro relativa abbondanza nella materia biologica, il contributo maggiormente significativo al kerma e quindi alla dose assorbita (cfr. Attix). È utile a titolo di esempio vedere quale può essere l'ordine di grandezza della dose assorbita dovuta alla presenza di questi due elementi nel corpo umano quando esso è irraggiato con neutroni. Nel caso dell'azoto la reazione più importante è la collisione anelastica indotta da neutroni termici:

$$^{14}\mathrm{N}(n,p)^{14}\mathrm{C}$$

L'energia cinetica trasferita in una interazione di questo tipo è E_{tr} = 0,62 MeV, ripartita in 0,58 MeV del protone e 0,04 MeV del nucleo carbonio di rinculo. Il coefficiente di kerma associato a questa reazione è $F_n(^{14}\mathrm{N}) = 2{,}74\,10^{-9}$ Gy cm^2/neutrone. Quindi una fluenza di neutroni con $\Phi = 3{,}65\,10^{8}$ neutroni cm^{-2} deposita nel corpo umano una dose assorbita di circa 1 Gray. Anche nel caso dell'idrogeno la reazione di maggior rilievo è indotta da neutroni termici. Si tratta in particolare della reazione di cattura radiativa:

$$\mathrm{H}(n,\gamma)\mathrm{D}$$

a seguito della quale i nuclei di deuterio prodotti emettono fotoni di diseccitazione con energia di 2,2 MeV. Come è stato prima ricordato, i fotoni di diseccitazione contribuiscono in modo indiretto al kerma neutronico (e quindi alla dose assorbita) tramite gli elettroni che questi fotoni liberano nel mezzo. L'entità di questo contributo dipende dal volume del mezzo considerato. Per piccoli volumi nei quali si può ragionevolmente assumere che la radiazione gamma abbia un trascurabile numero di interazioni, questo contributo è trascurabile. Questa è la tipica situazione che si verifica quando si considera una piccola massa irradiata da neutroni in aria libera. In tal caso il kerma neutronico (e quindi la dose assorbita) dipende solo dalle particelle cariche secondarie prodotte direttamente dai neutroni in quella massa.
In generale, quando le reazioni di tipo (n,γ) non sono trascurabili è possibile ottenere la dose assorbita dal kerma neutronico ($D \approx K$) tramite la (5.12), purché nel calcolo di K sia incluso il contributo indiretto derivante dalla radiazione gamma e purché nel volume considerato sussistano le condizioni di CPE rispetto alla radiazione gamma prodotta.
Tornando alla reazione H(n,γ)D in tessuto, si può quindi concludere che essa dà luogo a un kerma (e quindi a una dose assorbita) trascurabile, se l'irraggiamento riguarda piccoli volumi da cui i fotoni da 2,2 MeV possono sfuggire prima di trasferire energia alle particelle cariche (elettroni). In piccoli volumi il contributo prevalente al kerma è dunque dovuto alla reazione (n,p) su azoto. Per volumi di dimensioni crescenti il contributo della reazione (n,γ) diventa tuttavia sempre più apprezzabile. In una massa di tessuto biologico di circa 1cm di diametro questo contributo eguaglia quello della reazione (n,p), e su dimensioni tipiche del corpo umano la dose assorbita relativa alla reazione H(n,γ)D è circa 26 volte maggiore di quello relativo alla reazione $^{14}\mathrm{N}(n,p)^{14}\mathrm{C}$.
Questi esempi mostrano l'importanza che ha, nella dosimetria neutronica, la specificazione degli elementi presenti nel mezzo irraggiato. La necessità

di tale specificazione non ha invece uguale importanza nella dosimetria dei fotoni e degli elettroni per la quale è in genere sufficiente conoscere il numero atomico medio del mezzo irraggiato, indipendentemente dai particolari elementi in esso contenuti.

5.4 Relazione fra kerma, dose assorbita ed esposizione

Se la radiazione primaria è costituita da fotoni l'esposizione può essere espressa in funzione del kerma in aria (e viceversa), inoltre entrambe queste grandezze sono correlabili alla dose assorbita se nel mezzo considerato sussistono le condizioni di CPE. La correlazione fra esposizione, X, e kerma in aria, K_a, si deduce a partire dalla (4.12) e dalla (4.15) riguardanti, rispettivamente, il kerma per collisione in aria, $(K_{col})_a$, e l'esposizione, X. Combinando queste due espressioni e tenendo presente la (4.11) si ha infatti:

$$X = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,a} \left(\frac{e}{W} \right)_a = (K_{col})_a \left(\frac{e}{W} \right)_a = K_a \left(\frac{e}{W} \right)_a (1-g) \qquad (5.16)$$

Il kerma per collisione in aria, $(K_{col})_a$, dovuto a un fascio di fotoni in un punto P in aria (a), corrisponde quindi all'energia degli stessi elettroni

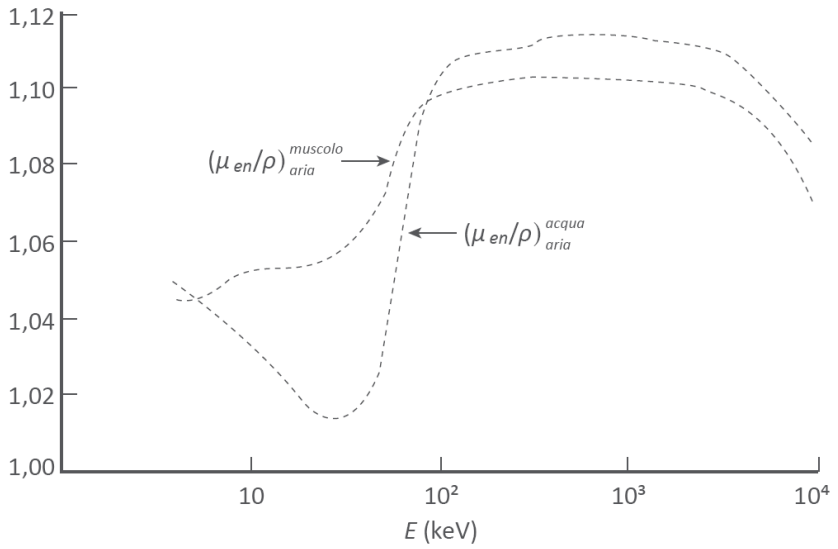


Figura 5.4 - Andamento, in funzione dell'energia dei fotoni, del rapporto dei coefficienti di assorbimento di energia massici di alcuni materiali di interesse dosimetrico (tessuto muscolare e acqua) rispetto a quello dell'aria (curve ottenute con dati di Hubbell et al, 1995)

secondari che, nello spendere la loro energia cinetica in aria, hanno generato la carica che dà luogo all'esposizione $X(P)$ nel medesimo punto. Le grandezze X e $(K_{col})_a$, pur esprimendo quantità concettualmente diverse, hanno lo stesso contenuto informativo in quanto, per fissate condizioni sperimentali, sono univocamente legate tramite una costante alla fluenza di energia del campo di radiazione nel punto considerato in aria. Se negli intorni del punto P in aria esistono le condizioni di CPE, sia X che $(K_{col})_a$, possono essere correlate alla dose assorbita a partire dalla (5.16) e tenendo presente la (5.8). Si avrà in tal caso:

$$D_a \overset{CPE}{=} (K_{col})_a = K_a(1-g) = X\left(\frac{W}{e}\right)_a \tag{5.17}$$

La (5.17) mostra che il valore della dose assorbita in aria in un punto P può essere dedotto conoscendo il valore dell'esposizione in quel punto.
Un ulteriore risultato di particolare utilità pratica si ha combinando la (5.17) con la (5.10) da cui si ottiene:

$$D_m \overset{CPE}{=} X\left(\frac{W}{e}\right)_a\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^m = K_a(1-g)\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^m \tag{5.18}$$

La (5.18) mostra come la dose assorbita, $D_m(P)$, in un punto P di un mezzo m dove sussistono le condizioni di CPE, possa essere determinata a partire da una misura di esposizione e di kerma in aria nello stesso punto P in aria in assenza del mezzo m. È necessario sempre verificare la duplice condizione che consente di applicare la (5.18): a) deve essere assicurato che sia nel mezzo m che in aria vi sia CPE negli intorni del punto P, b) la fluenza di energia $\Psi(E)$ nel punto P in aria deve essere uguale alla $\Psi(E)$ che si ha nel punto P nel mezzo m. Entrambe le condizioni non sono sempre facilmente attuabili. In pratica la (5.18) non può mai essere rigorosamente soddisfatta, ma solo ragionevolmente approssimata valutando di volta in volta il grado di approssimazione in base all'energia della radiazione e alla grandezza dei volumi di interesse (cfr. 5.2). La possibilità di determinare la dose assorbita $D_m(P)$ in un mezzo m mediante uno strumento tarato in termini di esposizione o di kerma in aria, implica la conoscenza dei coefficienti di assorbimento di energia in aria e nei diversi mezzi di interesse. Fra questi, particolare importanza per la dosimetria hanno l'acqua e il tessuto biologico (ad essa simile). Nella figura 5.4 è mostrato a titolo esemplificativo l'andamento dei rapporti $(\mu_{en}/\rho)_{aria}^{acqua}$ e $(\mu_{en}/\rho)_{aria}^{muscolo}$ in funzione dell'energia dei fotoni.

Bibliografia

ICRU Report 13, *Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma*, Oxford University Press, 1969.

Berger M. J., Seltzer S. M., *Stopping Powers and Ranges of Electrons and Positrons* (2nd Ed.), NBS, NBSIR 82-2650-A, National Bureau of Standards, Washington, DC 20545, 1983, (us.archive.org - texts free download).

Carlsson G. A., *Theoretical Basis for Dosimetry*, in: Kase K. R., Bjärngard B. E., Attix F. H. (Eds), *The Dosimetry of Ionizing Radiation*, Vol. I, Chapter 1, Academic Press, 1985.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

Hubbell J. H., Seltzer S., *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest*, NISTIR 5632, NIST, Gaithersburg, MD 20899 USA, 1995 (www.physics.nist.gov).

ICRU Report 63, *Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2000.

Capitolo 6

LA RIFERIBILITÀ DELLE MISURE AI SISTEMI CAMPIONE

6.1 Grandezze, unità di misura e campioni di riferimento

Affinché una qualsiasi grandezza G sia misurabile è necessario definire la sua unità di misura. Nel Sistema Internazionale delle unità di misura (denotato con l'acronimo SI), le unità di misura delle grandezze sono definite (cfr. BIPM, *a*) in termini di costanti fondamentali. A ciascuna di queste costanti - di cui si assume, fino a prova contraria, l'invarianza nel tempo - è attribuito convenzionalmente un valore esatto, quindi un'incertezza nulla, quando esso è espresso nelle corrispondenti unità SI. Una volta fissato il valore di ciascuna di queste costanti, rimane quindi definito il valore numerico della corrispondente unità di misura SI. Le costanti prescelte consentono di esprimere l'unità di misura SI di qualsiasi grandezza o tramite la specifica costante che la definisce o mediante prodotti o rapporti delle diverse costanti coinvolte nella definizione dell'unità di misura considerata.
Le costanti fondamentali del Sistema Internazionale sono: la velocità della luce, c, la costante di Planck, h, la carica elementare, e, la costante di Boltzmann, k, la costante di Avogadro, N_A, la frequenza della transizione atomica iperfine del cesio-133, $\Delta\nu_{Cs}$, l'efficacia luminosa, K_{cd}, della luce (verde) alla frequenza di 540 THz. Il valore fissato per queste costanti è riportato nella Tab. B.5 dell'App. B. Queste costanti definiscono, rispettivamente, le seguenti unità di misura SI: il metro (m), il chilogrammo (kg), l'ampere (A), il kelvin (K), la mole (mol), il secondo (s), la candela (cd). Queste unità di misura e le rispettive grandezze - lunghezza, massa, corrente elettrica, temperatura termodinamica, quantità di sostanza, tempo, intensità luminosa - sono convenzionalmente denotate come unità di base e grandezze di base (cfr. Tab. B.1, App. B) in quanto abitualmente usate per esprimere tutte le altre grandezze, dette perciò grandezze derivate (cfr. Tab. B.2a, B.2b, B.2c, App. B). La distinzione fra unità (e grandezze) di base e unità (e grandezze) derivate deriva solo dalla tradizione risalente al periodo in cui le unità di misura erano definite in modo fra loro non omogeneo e basate su campioni materiali. Tale distinzione non sarebbe oggi concettualmente necessaria dal momento che l'unità di misura di qualsiasi grandezza può essere espressa in termini di costanti fondamentali. Perdura tuttavia per consuetudine la classificazione fra unità di base e derivate. Perciò le dimensioni di una qualsiasi grandezza G (dim G) si esprimono abitualmente tramite l'equazione dimensionale:

$$\dim G = \mathrm{L}^{\alpha}\mathrm{M}^{\beta}\mathrm{T}^{\gamma}\mathrm{I}^{\delta}\Theta^{\epsilon}\mathrm{N}^{\varsigma}\mathrm{J}^{\eta} \quad (6.1)$$

dove, i simboli in carattere maiuscolo sono i simboli dimensionali delle grandezze di base (cfr. Tab. B.1, App. B) i cui esponenti (in lettere greche minuscole) sono numeri positivi, negativi o uguali a zero, a seconda della definizione di G.
In generale, se con [G] si indica l'unità di misura di G, il valore di G è dato dal prodotto:

$$G = \{\mathrm{G}\}\,[\mathrm{G}] \quad (6.2)$$

dove {G} è un numero che indica quante volte è contenuta nel valore di G la propria unità di misura. Se la grandezza G è funzione di diverse grandezze di base, la sua unità di misura è un'unità derivata che può essere espressa anche tramite le corrispondenti unità di base, in accordo alla 6.1. Ad esempio, il valore della dose assorbita che abitualmente si esprime in termini di Jkg^{-1} (unità derivata) potrebbe anche essere espressa tramite le unità di base da cui dipende il prodotto Jkg^{-1}(cfr. Tab. B.2.b, App. B).
Il presupposto per misurare una grandezza G in accordo alla (6.2), è che l'unità di misura [G] sia non solo definita ma sia anche realmente disponibile. La realizzazione delle unità di misura è lo scopo dei campioni di riferimento.
Nel passato, i campioni primari di misura di tutte le grandezze fisiche erano costituiti dai cosiddetti "campioni materiali": oggetti fisici mediante i quali si realizzava l'unità di misura delle masse, delle lunghezze, del tempo ecc. Oggi i campioni delle unità di misura si realizzano mediante processi di misura basati sulla definizione delle grandezze e sul fatto che le loro unità di misura sono definite in termini di costanti fondamentali (cfr. BIPM, a). Il vantaggio degli attuali campioni rispetto a quelli esistenti in passato è la loro assoluta stabilità nel tempo (nella misura in cui lo sono le costanti fisiche considerate).
Gli attuali campioni sono quindi svincolati dal problema della conservazione di un campione materiale come, ad esempio, la barra di platino-iridio che costituiva il vecchio campione del "metro". L'attuale campione di lunghezza è un apparato sperimentale mediante le cui misure si definisce l'unità di lunghezza, il metro, come la distanza percorsa dalla luce nel vuoto in un intervallo di tempo uguale a 1/299 792 458 di secondo.
I sistemi campione sono costituiti da apparati sperimentali progettati per effettuare misure assolute, cioè misure basate sulla definizione di una data grandezza e non richiedenti alcuna taratura in termini di quella grandezza. È implicito quindi che un apparato sperimentale in grado di fare misure assolute di una grandezza realizzi anche l'unità di misura di quella grandezza. Ad esempio, il sistema che effettua una misura

assoluta di kerma in aria fornisce un insieme di segnali che, unitamente alla conoscenza di alcune caratteristiche del sistema, consente di stabilire le condizioni sperimentali per far sì che un fascio di fotoni di una data energia dia luogo, in un dato punto in aria, a un kerma dal valore di 1 $J\,kg^{-1}$ = 1 Gy. Questo sistema realizza in tal modo l'unità di misura "gray". Affinché un siffatto sistema di misura possa effettivamente operare anche come campione di riferimento deve poi soddisfare altre caratteristiche (cfr. § 6.3).
Gli strumenti di misura usati nella pratica quotidiana per determinare il valore di grandezze fisiche per finalità industriali, mediche, commerciali, di salvaguardia ambientale ecc., non hanno le caratteristiche dei sistemi di misura campione, dovendo essere, rispetto a questi, molto più semplici ed economici. Gli strumenti di uso comune possono, a differenza dei campioni, fornire la misura di una data grandezza solo a condizione che essi siano tarati rispetto ai corrispondenti campioni di misura. La realizzazione dei complessi di misura campione è quindi essenziale per poter utilizzare un qualsiasi strumento di uso corrente con cui si voglia effettuare la misura di una data grandezza. Tarare uno strumento di misura equivale a determinare per esso un "coefficiente di taratura" valido per quel tipo di misura.

6.2 Il coefficiente di taratura di uno strumento di misura

Quando si utilizza uno strumento per la misura di una grandezza, G, è sempre necessario tarare quello strumento nelle unità di misura della grandezza G. Per quello strumento deve essere per ciò noto il coefficiente di taratura, N_G, con N_G definito come:

$$N_G = \frac{G_{tar}}{M_{tar}} \tag{6.3}$$

dove M_{tar} è il valore del segnale fornito dallo strumento di misura quando esso è sottoposto allo stesso stimolo (ad esempio un dato campo di radiazione) a seguito del quale lo strumento campione ha misurato il valore di $G = G_{tar}$. Il segnale M dello strumento da tarare può essere espresso sia in unità SI (unità di carica, o di corrente, o di tensione, o di frequenza di conteggi, ecc.) sia in unità arbitrarie (corrispondenti, ad esempio, allo spostamento di un indice su una data scala di lettura). In generale il coefficiente N_G per gli strumenti di misura delle grandezze dosimetriche è sempre dimensionale, essendo di norma espresso come rapporto di grandezze fra loro diverse. Come sarà discusso nel capitolo 8, il coefficiente N_G definito dalla (6.3) dipende, per gli strumenti di misura caratterizzati da una risposta lineare, dall'energia e non dalla fluenza della radiazione. Il rapporto G_{tar}/M_{tar} ottenuto in condizioni di

taratura risulta perciò in genere uguale al rapporto generico G/M che si ottiene in qualsiasi altra condizione di misura, ogni qualvolta lo strumento sia utilizzato in un campo di radiazione diverso da quello di taratura riguardo alla sua fluenza (quest'ultima è incognita), ma identico rispetto al tipo e all'energia della radiazione.
Se in un punto in un campo di radiazione simile a quello di taratura (per tipo ed energia della radiazione) ma con fluenza incognita, lo strumento di misura tarato in termini di G fornisce un segnale M, il valore di G in quel punto si otterrà quindi, in base alla definizione di N_G (cfr. eq. 6.3), dalla relazione:

$$G = N_G M \tag{6.4}$$

Nei casi in cui il segnale M dello strumento varia in funzione della fluenza non in modo lineare su tutto l'intervallo di fluenze misurabili, è necessario avere un coefficiente di taratura N_G per ciascun intervallo entro cui il rapporto G/M in funzione della fluenza risulti costante o poco variabile entro un'incertezza di misura prestabilita. In tali casi la (6.4) sarà sempre valida avendo però cura di utilizzare i diversi possibili coefficienti N_G ciascuno in corrispondenza del proprio intervallo di validità.
Esistono strumenti di misura (come ad esempio quelli basati su camere a ionizzazione) in grado di misurare grandezze dosimetriche diverse, G_1, ..., G_n, (come ad esempio, il kerma, la dose assorbita e l'esposizione) oppure una sola data grandezza, G_i, ma riferita a diversi tipi di radiazione (ad esempio la dose assorbita dovuta a fotoni, elettroni e protoni). In questi casi il medesimo strumento può essere tarato, mediante tarature fra loro indipendenti, rispetto a ciascuna grandezza (ovvero rispetto alla medesima grandezza, ma riferita a diversi tipi di radiazione) ed essere in tal modo dotato di diversi coefficienti di taratura, N_{Gi}. Ciascuno di questi coefficienti potrà quindi essere utilizzato nelle diverse condizioni di misura cui lo specifico coefficiente si riferisce.
Lo stesso coefficiente di taratura di uno strumento non può essere attribuito a uno strumento diverso, anche se dello stesso tipo. Il coefficiente di taratura è correlato infatti alle proprietà dello strumento individualmente inteso. Per tale ragione esso deve essere periodicamente determinato qualora le proprietà dello strumento non siano costanti nel tempo. La necessità della periodicità della taratura di uno strumento è del resto abbastanza ovvia se si pensa al fatto che determinate caratteristiche dello strumento, come ad esempio l'efficienza del rivelatore, possono cambiare nel tempo per svariate cause dipendenti sia dall'età dello strumento sia dalle modalità d'uso, sia da interventi specifici come le riparazioni o le modifiche.

6.3 I campioni di misura nel sistema metrologico nazionale e internazionale

I campioni di misura rispetto ai quali vengono tarati gli strumenti di uso corrente, sono di norma distinti in campioni primari e campioni secondari.
Un campione primario è un particolare apparato sperimentale che oltre a consentire la misura di una data grandezza sulla base della sua definizione, e quindi senza una sua taratura preventiva, è anche caratterizzato dalla massima riproducibilità e accuratezza ragionevolmente ottenibili per quella tipologia di misura. I campioni primari forniscono l'unità di misura specificata, per ciascuna delle diverse grandezze di base e derivate, nel Sistema Internazionale (SI) delle unità di misura.
Un campione secondario è uno strumento di misura di una specificata grandezza G, tarato direttamente rispetto a un campione primario e dotato di elevata stabilità in modo da consentire un'elevata riproducibilità delle misure anche nel lungo termine.
Un campione secondario è anch'esso utilizzato per tarare strumenti di uso corrente ma, a differenza del campione primario, è meno costoso e richiede minor tempo per le tarature. Indirizzarsi verso un campione secondario per una taratura è dunque conveniente quando la minore accuratezza di taratura rispetto a quella fornita da un campione primario può essere accettabile.
La metrologia, in quanto scienza delle misure, è la disciplina che si occupa dei metodi di misura delle diverse grandezze, della definizione di un sistema coerente di unità di misura, dello studio e della realizzazione dei sistemi campione e dei metodi di taratura degli strumenti di misura.
I sistemi campione sono sviluppati e realizzati presso gli istituti metrologici nazionali di ciascun Paese. I diversi Paesi hanno creato propri istituti metrologici affidando loro il compito di sviluppare e mettere a disposizione a livello nazionale il "campione nazionale" (unico per Paese) per ciascuna delle grandezze che si è interessati a misurare. Il campione nazionale di una data grandezza realizza l'unità di misura di quella grandezza in coerenza con le definizioni delle unità di misura del Sistema Internazionale (SI). Un campione nazionale è solitamente un campione primario che, a causa della sua complessità e dei costi di utilizzo, non è abitualmente impiegato per la taratura di strumenti di uso corrente ma principalmente per la taratura di campioni secondari. I campioni secondari, apparati di misura molto più semplici ed economici dei campioni primari, sono invece gli strumenti di riferimento usati per la taratura della strumentazione di uso quotidiano.
Nel passato le unità di misura (e i rispettivi campioni) erano diverse da Paese a Paese. In epoche più remote le unità di misura differivano talvolta anche da territorio a territorio all'interno di uno stesso Paese, soprattutto per le unità delle grandezze misurate quotidianamente, quali le masse, le

lunghezze, le aree, i volumi ecc. Questa diversità di usi e di regole è nel tempo entrata in conflitto con le esigenze dei sempre più frequenti scambi commerciali, produttivi, culturali ecc. propri delle società e dei paesi sviluppati. Alla fine del secolo XIX i paesi più industrializzati ritennero indifferibile l'attuazione di un accordo internazionale capace di dare uniformità al settore e facilitare gli scambi internazionali in campo industriale, scientifico e culturale. Venne quindi siglato a Parigi nel 1875 un accordo diplomatico, "La Convention du Mètre", grazie al quale si concordò fra gli iniziali 17 paesi firmatari (fra cui l'Italia) di adottare come comune sistema di misura il "Sistema Metrico Decimale", evolutosi successivamente fino all'attuale Sistema Internazionale delle unità di misura (SI). "La Convention du Mètre (BIPM, *b*) sancì la nascita della metrologia moderna che da allora si evolve costantemente con l'obiettivo di creare a livello internazionale una sempre maggiore uniformità e coerenza logica nel modo in cui si esprime il risultato di una misura. In questo processo evolutivo, un evento particolarmente importante è stato l'accordo metrologico internazionale siglato nel 1999: l'*Accordo di mutuo riconoscimento dei campioni nazionali di misura e dei certificati di taratura e misura emessi dagli Istituti Metrologici Nazionali* (acronimo MRA), con un più vasto coinvolgimento di Paesi partecipanti (96 Paesi firmatari, al 2015) rispetto all'accordo di circa un secolo precedente. L'accordo MRA (cfr. BIPM, *c*) fissa i criteri con cui si esprime e si attesta l'accuratezza dei campioni di misura nazionali e dei certificati di taratura emessi dagli istituti metrologici nazionali. A questo scopo gli istituti metrologici nazionali devono: a) effettuare periodicamente, sotto il controllo del Bureau International des Poids et Mesures (BIPM), misure e confronti internazionali tesi a stabilire il grado di equivalenza dei campioni nazionali di misura sviluppati in ciascun Paese, b) comprovare a livello internazionale le proprie capacità di taratura e misura. L'accordo MRA sulla metrologia è esteso anche ai centri di taratura accreditati, detti anche centri secondari di taratura. Questi sono laboratori con idonee competenze e attrezzature, i quali in ciascun Paese sono accreditati, con il coinvolgimento del proprio istituto metrologico nazionale, per effettuare la taratura degli strumenti di misura. I centri secondari di taratura svolgono la gran parte del servizio di taratura in un Paese e a tale scopo utilizzano, come campioni di riferimento, campioni secondari direttamente tarati dall'istituto metrologico nazionale. Quindi per ciascuna grandezza fisica esiste, in ogni Paese, un unico campione primario nazionale e un numero variabile (a seconda delle condizioni e delle esigenze del Paese) di campioni secondari operanti nei centri di taratura accreditati. Nel settore delle radiazioni ionizzanti, l'istituto metrologico nazionale italiano è l'Istituto Nazionale di Metrologia delle Radiazioni Ionizzanti dell'ENEA (INMRI-

ENEA). L'organismo italiano per l'accreditamento dei centri di taratura è ACCREDIA. Gli istituti metrologici primari[10] e i centri di taratura costituiscono nel loro insieme il sistema nazionale di taratura.

6.4 La riferibilità e l'affidabilità delle misure

Il sistema nazionale di taratura ha il compito di assicurare la "riferibilità" (traceability) ai campioni nazionali dei risultati delle misure. La riferibilità è la proprietà del risultato di una misura, grazie alla quale si può attestare che quel risultato è coerente con il sistema dei campioni operanti a livello nazionale e internazionale. La riferibilità di una misura presuppone quindi che lo strumento per essa utilizzato sia stato tarato rispetto al corrispondente campione. La riferibilità di una misura costituisce un prerequisito per la sua correttezza e per la sua confrontabilità con le altre misure della medesima grandezza fatte a livello nazionale e internazionale. Misure non riferibili ai rispettivi campioni nazionali sono da considerarsi in linea di principio non affidabili poiché possono fornire, a parità di condizioni sperimentali, risultati quantitativamente diversi.

L'affidabilità di una misura è anche legata al modo in cui se ne specifica l'incertezza. Risultati di misurazioni per i quali l'incertezza non sia riportata o sia riportata in modo generico e non univoco non possono essere fra loro confrontati. A riguardo è essenziale attenersi sempre alle raccomandazioni convenute a livello nazionale e internazionale. Seguire queste procedure garantisce l'uniformità della terminologia e la comparabilità dei valori quantitativi riportati. Nell'Appendice A è riportata una sintesi delle procedure raccomandate a livello internazionale per determinare e specificare l'incertezza associata a una misura in modo da poterne valutare l'affidabilità.

Il valore dell'incertezza di misura dipende sia dalle modalità con cui la misura è stata fatta sia dalle modalità con cui lo strumento di misura è stato tarato. Una misura non può avere un'incertezza inferiore a quella associata al coefficiente di taratura dello strumento con cui la misura è stata effettuata.

Il coefficiente di taratura di uno strumento può essere ottenuto sia per confronto diretto con il campione primario sia mediante taratura rispetto a un campione secondario. Nel primo caso l'incertezza sul coefficiente di taratura sarà minore di quella ottenuta nella taratura con un campione secondario. I sistemi dosimetrici sono tarati, a seconda del loro impiego,

[10] Gli istituti metrologici primari (IMP) sono gli istituti metrologici nazionali, i quali hanno il compito di sviluppare i campioni primari nazionali per la misura delle diverse grandezze fisiche. In Italia gli IMP sono due: l'INRIM (in Torino) per i campioni di misura di tutte le grandezze escluso quelle attinenti alle radiazioni ionizzanti, e l'INMRI-ENEA (in Roma) per i campioni di misura riguardanti le radiazioni ionizzanti.

sia mediante campioni secondari sia direttamente rispetto ai campioni primari. I dosimetri utilizzati in radioterapia sono in molti casi tarati rispetto ai campioni primari poiché la dosimetria in radioterapia richiede la maggiore accuratezza possibile: l'incertezza sulla dose assorbita in acqua in condizioni di riferimento dovrebbe non superare il 3% (1σ) così come raccomandato nei protocolli internazionali (cfr. cap. 16). La taratura di dosimetri usati per scopi di radioprotezione è invece solitamente fatta rispetto a campioni secondari poiché nella dosimetria per radioprotezione livelli di incertezza fino al 30% sono accettabili. Va a riguardo tenuto presente che un valore d'incertezza fino al 30% nella dosimetria per radioprotezione (individuale o ambientale) può essere raggiunto facilmente a causa delle numerose incognite (ad esempio la scarsa conoscenza dello spettro di energia della radiazione) che spesso sono presenti in questo tipo di misure.
L'incertezza di misura di una grandezza dosimetrica cresce nel corso dei diversi stadi di misura, a partire dalle misure di taratura rispetto ai campioni fino a quelle fatte nelle condizioni della pratica corrente. La scelta di tarare uno strumento di misura direttamente rispetto al campione primario o rispetto a un campione secondario, deve basarsi su una valutazione di costo-beneficio. Il vantaggio della minore incertezza che si ottiene nelle misure effettuate con un dosimetro tarato rispetto a

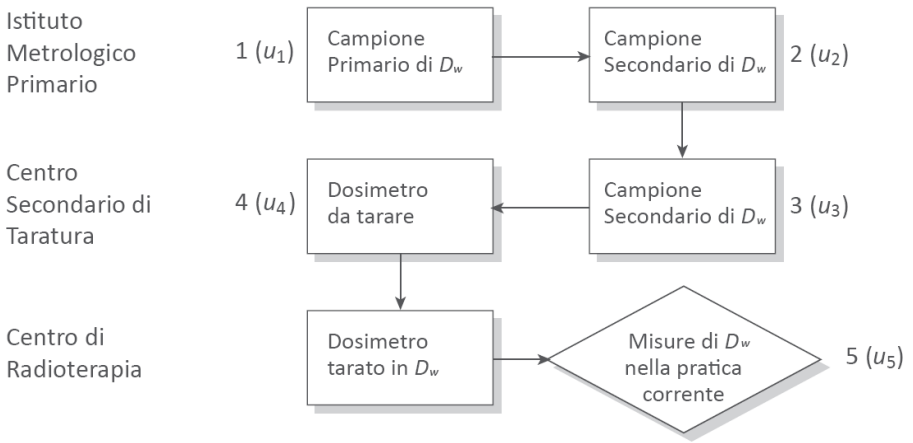


Figura 6.1 – Propagazione dell'incertezza di misura dalla fase di taratura di un sistema dosimetrico a quella di misura mediante lo strumento tarato. Nello schema considerato si hanno 4 stadi di taratura antecedenti a una misura con il dosimetro effettuata in condizioni di uso corrente. L'incertezza di misura, u_i, si propaga e cresce attraverso i 4 stadi della catena di taratura. L'incertezza u_5 relativa allo stadio finale di misura include tutte le incertezze da u_1 a u_4. Pertanto le misure effettuate con uno strumento tarato direttamente nei confronti di un campione primario hanno, a parità di altre condizioni, una minore incertezza rispetto a quelle relative a uno strumento tarato con un campione secondario

un campione primario, deve essere commisurato al maggior costo che la taratura diretta nei confronti di un campione primario ha rispetto a una taratura del dosimetro nei confronti di un campione secondario. Nella figura 6.1 è riportato il diagramma degli stadi di una misura della dose assorbita in acqua, D_w, a partire dalle misure assolute di D_w fatte presso l'istituto metrologico per terminare alle misure di D_w fatte nel centro di radioterapia con un dosimetro tarato. Nello schema di figura 6.1 è descritto il caso più generale in cui il dosimetro è tarato nei confronti di un campione secondario. In tal caso si hanno quattro stadi di misura attinenti alla taratura del dosimetro e un quinto stadio relativo alla misura effettuata nel centro di radioterapia con il dosimetro tarato. I quattro stadi di taratura riguardano: (1) la misura assoluta della grandezza D_w, effettuata, presso l'Istituto Metrologico Primario (IMP), mediante il campione primario e con la sorgente di radiazione di riferimento dell'IMP, (2) la taratura del campione secondario in termini di D_w, effettuata mediante il campione primario presso l'IMP, (3) la misura di D_w effettuata, presso il Centro Secondario di Taratura (CST), mediante il campione secondario e la sorgente di radiazione del CST, (4) la taratura del dosimetro presso il CST, (5) la misura di D_w presso il centro di radioterapia mediante il dosimetro tarato. Ciascuno dei cinque stadi di misura è affetto da un'incertezza che si combina con quella dello stadio successivo. L'incertezza, u_5, sulla misura di D_w nelle condizioni operative include perciò le incertezze di tutti gli stadi precedenti. Se il dosimetro fosse tarato direttamente rispetto al campione primario di D_w, l'incertezza sul coefficiente di taratura del dosimetro sarebbe minore poiché in tal caso sono assenti gli stadi di misura che coinvolgono il campione secondario e tutte le incertezze di misura a essi associate.
I principali campioni primari necessari per la dosimetria delle radiazioni ionizzanti sono descritti nei capitoli 17, 18 e 19.

Bibliografia

BIPM *a*, Bureau International des Poids et Mesures, BIPM website → SI UNITS → Unit Definitions (www.bipm.org).

BIPM *b,* Bureau International des Poids et Mesures, BIPM website → WORLDWIDE METROLOGY → The Metre Convention (www.bipm.org).

BIPM *c*, Bureau International des Poids et Mesures, BIPM website → INTERNATIONAL EQUIVALENCE → CIPM MRA documents → Text of the CIPM MRA. (www.bipm.org).

PARTE II

DOSIMETRIA IN RADIOPROTEZIONE

Capitolo 7

LE GRANDEZZE DI INTERESSE IN RADIOPROTEZIONE

7.1 Introduzione

La protezione dalle radiazioni ionizzanti (o radioprotezione) è basata su un complesso di azioni finalizzate a minimizzare, con l'ausilio di mezzi fisici e di procedure operative, il rischio radiologico per le persone. Alla base delle attività di radioprotezione vi è un quadro normativo che indica, fra le altre cose, i limiti che si raccomanda di non superare nelle esposizioni delle persone alle radiazioni ionizzanti. Questi limiti sono stabiliti in modo da evitare gli effetti non stocastici delle radiazioni ionizzanti e minimizzare o rendere trascurabili quelli stocastici (cfr. ICRP 1991, ICRP 2008). Per quantificare questi limiti sono utilizzate alcune grandezze, le grandezze radioprotezionistiche, che hanno la duplice proprietà di essere da un lato dipendenti dalle grandezze del campo di radiazione (fluenza, energia ecc.), dall'altro di contenere quelle informazioni essenziali per poter correlare al loro valore una stima del rischio radiologico per le persone coinvolte. Le grandezze radioprotezionistiche presuppongono quindi che il mezzo soggetto a un'esposizione di radiazioni sia un essere umano vero e proprio e non un materiale che possa simularne le caratteristiche. Sia le grandezze del campo di radiazione (cfr. cap. 2) sia le grandezze dosimetriche (cfr. cap. 4) non hanno la duplice proprietà delle grandezze radioprotezionistiche. L'equivalente di dose, che pur contiene un'informazione indiretta sull'efficacia biologica delle radiazioni (il *fattore di qualità Q*), è una grandezza riferita genericamente a un mezzo costituito da tessuto biologico, ma non a un preciso organo del corpo umano o al corpo umano nella sua interezza. Le grandezze di campo e quelle dosimetriche (incluso l'equivalente di dose) sono grandezze fisiche normalmente misurabili senza eccessive difficoltà. Le grandezze radioprotezionistiche che saranno descritte nel seguito sono grandezze che, per come son definite, sono difficilmente misurabili. Il loro valore è di fatto determinabile solo mediante stime o calcoli basati su dati sia teorici che sperimentali, oppure come approssimazione della misura di un'altra famiglia di grandezze dosimetriche, le grandezze dosimetriche operative. Queste ultime grandezze, anch'esse descritte nel seguito, si configurano concettualmente come un ponte che collega le grandezze dosimetriche di base (cfr. cap. 4) con le grandezze radioprotezionistiche.

7.2 Le grandezze radioprotezionistiche

Per fissare, secondo la normativa di radioprotezione, i valori limite delle esposizioni alle radiazioni ionizzanti e per quantificare e registrare i valori delle esposizioni subite dalle persone devono essere utilizzate alcune specifiche grandezze. Queste grandezze, denotate come grandezze radioprotezionistiche, sono oggetto di ridefinizioni e di approfondimenti nel tempo molto più frequentemente di quanto accada per le altre grandezze fin qui descritte. La International Commission on Radiological Protection (ICRP) è l'organismo internazionale che svolge le analisi ed emette le raccomandazioni su questa materia. Tali raccomandazioni sono poi recepite dalla normativa del settore nei diversi Paesi. In passato era raccomandato l'uso di una sola grandezza radioprotezionistica: l'*equivalente di dose efficace, H_E*. Successivamente sono state introdotte per maggior completezza informativa e in sostituzione di H_E, due altre grandezze: la *dose equivalente*, H_T, e la *dose efficace*, E. La *dose equivalente*, H_T, è definita come la somma pesata:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \qquad (7.1)$$

dove $D_{T,R}$ è il valor medio della dose assorbita nell'organo o tessuto, T, dovuta alla radiazione R, e w_R è il fattore di peso della radiazione R. La somma si esegue rispetto a tutti i tipi e le energie di radiazioni coinvolte. Il fattore w_R dipende dall'efficacia biologica relativa (EBR) della radiazione. I criteri con cui i fattori w_R e Q si determinano in rapporto alla EBR della radiazione sono descritti dalla ICRP (cfr. ICRP 2004, 2008). Nella tabella 7.1 sono riportati alcuni valori esemplificativi del fattore w_R, tenendo presente che si tratta di valori che nel tempo possono subire variazioni in relazione all'evoluzione della sperimentazione radiobiologica.

Tabella 7.1 - Valori dei fattori di peso w_R per differenti tipi ed energie di radiazioni ionizzanti (da ICRP 2008)

Tipo ed energia della radiazione	Fattori di peso della radiazione, w_R
Fotoni (tutte le energie)	1
Elettroni	1
Protoni	2
Frammenti di fissione, nuclei pesanti, particelle α	20
Neutroni:	
$E_n < 1$ MeV	$2{,}5 + 18{,}2 \exp(-[\ln(E_n)]^2/6)$
1 Mev ≤ E_n ≤ 50 MeV	$5{,}0 + 17{,}0 \exp(-[\ln(2E_n)]^2/6)$
$E_n > 50$MeV	$2{,}5 + 3{,}25 \exp(-[\ln(0{,}04E_n)]^2/6)$

La *dose efficace*, *E*, è definita come la somma pesata delle dosi equivalenti H_T nei diversi organi T coinvolti:

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \qquad (7.2)$$

dove il peso w_T dipende dalla radiosensibilità dell'organo o tessuto T, quindi dalla sua capacità di subire maggiori o minori danni rispetto ad altri organi esposti allo stesso tipo di radiazione. Nella tabella 7.2 sono riportati alcuni valori esemplificativi dei fattori di peso w_T che, come i fattori w_R, possono subire variazioni in relazione all'evoluzione delle conoscenze nel settore.
Per entrambe le grandezze H_T ed *E* l'unità di misura è, come per l'equivalente di dose *H* (cfr. § 4.5), il "sievert" (Sv). Sia H_T che *E* sono espresse in funzione della grandezza D_T, la *dose assorbita media nell'organo* (*o nel tessuto*) T. La grandezza D_T è difficilmente misurabile. Una misura di D_T presuppone infatti misure di *D* in svariati punti (all'interno dell'organo T), tanto più numerosi quanto più forti sono le variazioni di densità e i gradienti di *D* all'interno di T. Ancor più complicata risulterebbe poi una determinazione della dose efficace *E* se si tiene conto che i fattori di peso w_R possono essere molteplici all'interno dello stesso organo (come nei casi in cui la radiazione è costituita da componenti di tipo diverso) e che i fattori di peso w_T sono diversi a seconda dell'organo T. Pertanto sia H_T che *E* sono grandezze che in pratica non vengono misurate.
Le grandezze H_T ed *E* possono essere tuttavia stimate con accettabile approssimazione mediante la misura di altre grandezze: le *grandezze dosimetriche operative* e l'*attività* dei radionuclidi. Entrambi questi gruppi di grandezze svolgono il ruolo di grandezze operative, nel senso che dalla loro misura si può ottenere una ragionevole stima delle grandezze radioprotezionistiche.
Le misure di *attività* riguardano specifiche condizioni sperimentali,

Tabella 7.2 - Valori del fattore di peso w_T per differenti organi e tessuti. Questi valori possono variare nel tempo a seguito dell'evoluzione delle conoscenze nel settore (da ICRP 2008)

Organo o tessuto	Fattori di peso dell'organo o tessuto w_T
Midollo, Colon, Polmone, Stomaco, Seno	0,12
Gonadi	0,08
Vescica, Esofago, Fegato, Tiroide	0,04
Osso, Cervello, Pelle	0,01

dette di irradiazione interna (cfr. §§ 8.1 e 9.1). Queste misure, unitamente alle modalità di dedurre da esse valori approssimati delle grandezze radioprotezionistiche, sono descritte nel capitolo 9.
Nella prevalenza delle situazioni sperimentali, cosiddette di irradiazione esterna (cfr. §§ 8.1 e 9.1), le misure riguardano campi di radiazione presenti nell'ambiente circostante gli individui o gli oggetti esposti. Per questa tipologia di misure sono di particolare utilità, ai fini della stima di H_T ed E, le *grandezze dosimetriche operative*.

7.3 Le grandezze dosimetriche operative

Il valore delle grandezze H_T ed E può essere determinato, o stimato, a partire dalla misura delle grandezze dosimetriche di base (dose assorbita D, kerma K, esposizione X) e utilizzando poi tutte le possibili correlazioni fra la grandezza misurata, le condizioni sperimentali e H_T o E. Se, ad esempio, si vuole determinare il valore di H_T o di E dovuto a un campo di radiazione costituito da fotoni, si può anzitutto valutare se sia possibile fare una misura di esposizione, X, o di kerma in aria, K_a, in una cavità d'aria interna a un mezzo (cosiddetto "tessuto-equivalente") che simuli le proprietà di diffusione e assorbimento dell'organismo umano (cfr. § 7.3.1). Alternativamente, si può prima determinare il valore di X o di K_a in un punto in aria, per poi valutare quale sarebbe il valore di X o di K_a in una cavità di aria in un punto all'interno di un mezzo (tessuto-equivalente) che simuli l'organo umano considerato. Una volta noto il valore di X o di K_a si può ottenere il corrispondente valore della dose assorbita, D, (cfr. cap. 5) in un punto nell'organo o tessuto T, ricorrendo a tutte le necessarie approssimazioni. Si può infine stimare in base alle condizioni sperimentali un valore medio della dose assorbita D riferito a tutto l'organo T considerato. Si può procedere in modo analogo se la grandezza dosimetrica di base che si misura è la dose assorbita dovuta a particelle cariche. In senso lato le grandezze X, K e D sono quindi da considerarsi anche grandezze dosimetriche operative oltre che grandezze dosimetriche di base. Una loro misura consente infatti di determinare, sia pur con le necessarie approssimazioni, la dose equivalente o la dose efficace.
Come si è visto dall'esempio precedente la determinazione di H_T (o E) a partire dalla misura di X, o di D, o di K può risultare piuttosto laboriosa. A ciò si deve aggiungere la complicazione concettuale derivante dal fatto che il sistema delle grandezze X, D e K non è omogeneo in quanto per i diversi tipi di radiazione deve essere fatto riferimento a grandezze diverse: l'esposizione è definita solo per i fotoni, per le particelle cariche è necessario misurare la dose assorbita, il kerma è misurabile solo in campi di fotoni o di neutroni. Utilizzando questo sistema di grandezze, inoltre, devono di volta in volta essere specificate le condizioni

sperimentali (punto di misura della grandezza, dimensioni del mezzo che simula l'organo T, tipo ed energia della radiazione ecc.) rispetto alle quali si effettua la conversione dalla grandezza misurata alla grandezza radioprotezionistica (H_T o E). Da queste considerazioni nasce l'esigenza di un insieme di ulteriori grandezze dosimetriche ciascuna delle quali dotata delle seguenti proprietà:

a) essere misurabile e applicabile per qualsiasi tipo di radiazione e non richiedere che, quando se ne fornisce il valore, sia specificato anche il tipo di radiazione;
b) essere definita con riferimento a condizioni di misura ben specificate (specificazione del punto di misura in un determinato mezzo di riferimento) sia nella fase di taratura che in quella della misura operativa;
c) fornire direttamente una stima cautelativa, ma non una eccessiva sovrastima, della grandezza protezionistica di riferimento (H_T o E).

Un gruppo di grandezze dosimetriche operative caratterizzate da queste proprietà è stato elaborato (e accettato a livello internazionale) dalla International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU) per due tipologie di misura: il monitoraggio di area (cfr. § 7.3.1) e il monitoraggio individuale (cfr. § 7.3.2). In particolare, l'*equivalente di dose ambientale, H**(10), e l'*equivalente di dose direzionale, H'*(*d*), sono le grandezze dosimetriche operative per il monitoraggio di area, mentre per il monitoraggio individuale la grandezza dosimetrica operativa è l'*equivalente di dose personale* $H_p(d)$. Come sarà illustrato nel seguito il vantaggio di queste grandezze operative risiede nel fatto di soddisfare i requisiti a), b) e c) sopra menzionati e di essere correlabili alle grandezze dosimetriche di base. Tale correlazione è importante poiché le grandezze dosimetriche di base sono le uniche ad avere i campioni primari di misura e questo è un requisito essenziale per poter effettuare la taratura degli strumenti di misura delle grandezze dosimetriche operative.

Prima di entrare nel merito di ciascuna di queste grandezze è utile evidenziare alcune proprietà che esse devono avere per soddisfare i requisiti a), b) e c).

Le grandezze dosimetriche operative devono avere una dipendenza da variabili quali l'angolo di incidenza e l'energia della radiazione, in misura analoga alla dipendenza che le grandezze H_T ed E hanno da queste variabili, nelle diverse condizioni di irraggiamento. Il valore di H_T e di E può infatti dipendere dall'orientazione dell'individuo nel campo di radiazione e da quanto la radiazione è penetrante.

Il requisito di misurabilità e la necessità di taratura dello strumento di misura utilizzato comportano che le grandezze operative siano grandezze definite in un dato punto nel mezzo considerato e non siano

quindi grandezze associate a valori medi. Il non dover specificare, nell'uso delle grandezze operative, il tipo di radiazione (come invece è necessario per le grandezze D, K e X), comporta un naturale collegamento fra la loro definizione e quella dell'equivalente di dose H (cfr. cap. 4). La definizione di H tiene infatti implicitamente conto, tramite il fattore di qualità Q, della radiazione considerata.

7.3.1 Le grandezze dosimetriche operative per il monitoraggio di area

Il monitoraggio di area in radioprotezione si effettua in ambienti dove è presente (o si suppone che lo sia) un campo di radiazioni ionizzanti. Lo scopo del monitoraggio di area è di ottenere dati dosimetrici relativi ai campi di radiazione ambientale per poter poi stimare, a partire da questi dati, il valore delle grandezze protezionistiche H_T o E per le persone eventualmente esposte a quel campo di radiazioni. Durante tali misure le persone sono di solito assenti dall'ambiente in questione e perciò l'informazione fornita dalla misura deve essere tale da consentire la conoscenza dell'equivalente di dose che si avrebbe in quel dato campo di radiazione con la persona presente. Il monitoraggio di area permette quindi di assegnare un valore di H_T o di E a una persona che, o è stata per un certo periodo esposta a quel campo di radiazioni precedentemente alla misura o potrebbe essere esposta al medesimo campo in una fase successiva alla misura, supposto che il campo di radiazioni non cambi le sue caratteristiche durante le fasi di esposizione e di misura. Le grandezze H_T ed E sono riferite a una dose assorbita media in un organo o tessuto umano, ma le misure per ottenere H_T o E non sono fatte, nel monitoraggio di area, in mezzi che simulino gli organi umani, né evidentemente all'interno degli organi medesimi. Le misure per il monitoraggio ambientale sono fatte tipicamente mediante strumenti posti in un punto in aria libera e devono poter essere poi utilizzate per ottenere valori di dose assorbita riferita a un punto in un mezzo equivalente al tessuto umano. Le grandezze di misura usate per il monitoraggio ambientale devono perciò essere correlate a una dose assorbita in un mezzo che non solo simuli le proprietà di diffusione e di attenuazione dell'organismo umano (mezzo "tessuto-equivalente") ma che abbia forma e dimensioni che approssimano l'organo umano considerato. Un mezzo che abbia la funzione di simulare alcune proprietà del corpo umano (o di sue parti) è comunemente denotato in dosimetria come "fantoccio". Il fantoccio adottato per definire il mezzo di riferimento delle grandezze operative per il monitoraggio di area è la sfera ICRU, introdotta dalla International Commission on Radiation Units and Measurements (ICRU). Questa sfera ha un diametro di 30 cm ed è costituita da materiale "tessuto-equivalente". Un materiale tessuto-

equivalente è un materiale con densità e numero atomico medio uguali a quello del tessuto muscolare umano.
In generale nel contesto della dosimetria, un materiale si definisce equivalente a un altro se ha, rispetto all'altro, le medesime proprietà di assorbimento e di diffusione per un dato tipo di radiazione ionizzante in un dato intervallo di energia. Quindi il concetto di equivalenza fra due materiali non ha valore assoluto, in quanto si applica a un dato tipo di radiazione e a un dato intervallo della sua energia.
Il materiale tessuto-equivalente con cui è realizzata la sfera ICRU ha la seguente composizione (in percentuali riferite alla massa): 76,2% di ossigeno, 11,1% di carbonio, 10,1% di idrogeno e 2,6% di azoto. Un mezzo di forma cilindrica avrebbe potuto meglio simulare il tronco del corpo umano, ma la geometria cilindrica permette minori semplificazioni di calcolo, rispetto a quella sferica, quando si voglia determinare l'entità degli effetti di diffusione e assorbimento in vari punti al suo interno e per vari tipi di radiazioni di diversa energia. All'interno della sfera ICRU sono stati fissati (come sarà precisato nel seguito) alcuni punti di riferimento cui correlare i valori di ciascuna delle grandezze operative in punti corrispondenti alle profondità del corpo umano di particolare interesse per i possibili effetti radiobiologici.
Le grandezze dosimetriche operative specificamente introdotte per il monitoraggio di area sono l'*equivalente di dose ambientale* e l'*equivalente di dose direzionale*. La definizione di ciascuna di queste grandezze (cfr. ICRU 1985, 1988, 1992, 1998, 2001) è basata sul concetto di campo espanso e di campo allineato ed espanso in relazione al campo di radiazioni considerato.

Il concetto di campo espanso e di campo allineato ed espanso

Nel monitoraggio di area la misura effettuata con un rivelatore posto in un punto in aria fornisce un risultato che dipende in primo luogo dalle caratteristiche del campo di radiazione che investe il rivelatore. Se si intende correlare il segnale di misura del rivelatore a una grandezza operativa tramite cui stimare poi la grandezza protezionistica (H_T o E) riferita al corpo umano, si deve assumere che il rivelatore sia irraggiato dal medesimo campo di radiazione che ha irraggiato (o irraggerà) il corpo umano o il fantoccio che ne simula le proprietà. Se si intende correlare il segnale del rivelatore al valore della dose assorbita in un fantoccio che simuli il corpo umano come la sfera ICRU, si deve quindi essere certi che sia questa sfera sia il rivelatore "vedano" lo stesso campo di radiazione. Il campo di radiazione "visto" dal rivelatore riguarda la distribuzione in fluenza, direzione ed energia della radiazione che è presente nella regione di spazio occupata dal rivelatore. Questa è di norma una regione di piccole dimensioni se

confrontata con il volume occupato dal corpo umano (o dal fantoccio sferico ICRU). Affinché anche la sfera ICRU "veda" un campo di radiazione uguale a quello "visto" dal rivelatore è necessario "espandere" il campo di radiazione "visto" dal rivelatore fino a un volume pari almeno a quello in cui è contenuta tutta la sfera. Un "campo espanso" è definito come:

> un campo di radiazione che ha per ogni tipo di radiazione da cui è costituito, in ogni punto entro un dato volume di interesse, la stessa fluenza di particelle, la stessa distribuzione angolare e la stessa distribuzione di energia che si hanno nel campo reale nel punto dove si effettua la misura.

Il volume entro cui, tipicamente, si ha interesse ad avere un campo espanso è quello occupato dalla sfera ICRU. Se si immagina quest'ultima posta nello spazio del campo espanso, le interazioni della radiazione con la sfera modificheranno inevitabilmente le caratteristiche del campo iniziale che si manterranno costanti e uniformi solo all'esterno della sfera. In tali condizioni si potrà comunque asserire che la sfera "vede" un campo di radiazioni incidenti identico a quello incidente sul rivelatore.
Nel monitoraggio di area non si usa tuttavia un complesso di misura in cui vi sia un rivelatore di radiazioni associato alla sfera ICRU. Ciò sarebbe molto disagevole tenuto conto delle dimensioni e del peso che un tale strumento di misura dovrebbe avere. Nella pratica corrente si utilizzano strumenti, piuttosto leggeri e dotati di rivelatori di radiazioni di piccole dimensioni, il cui segnale permette di ottenere il valore della grandezza dosimetrica operativa di interesse tramite un opportuno coefficiente di taratura dello strumento di misura, come si vedrà più in dettaglio nel seguito. In particolare il coefficiente di taratura dello strumento consente di correlare il segnale dello strumento al valore che la grandezza dosimetrica operativa assume a una data profondità nella sfera ICRU. Questa profondità non può essere il centro della sfera che risulterebbe in tal modo eccessivamente in profondità rispetto alla posizione nel corpo umano di organi particolarmente sensibili alle radiazioni (quali il midollo). Ciò fa si che il valore della grandezza operativa, la cui profondità di riferimento non coincide con il centro della sfera ICRU, risulti dipendente dall'angolo di incidenza della radiazione. Questa dipendenza rende problematica la possibilità di correlare la risposta, tipicamente isotropa[11], dello strumento di misura alla variazione della grandezza operativa che invece è molto sensibile alla direzione della

[11] Come specificato più avanti (cfr. § 7.3.1.a) i rivelatori degli strumenti di misura per il monitoraggio di area devono avere una risposta indipendente (o poco dipendente) dalla direzione d'incidenza della radiazione, almeno quando l'energia di quest'ultima non sia molto bassa.

radiazione. Poiché una tale correlazione è indispensabile per utilizzare i risultati forniti dallo strumento di misura, essa si ripristina imponendo che il campo di radiazione, già supposto espanso, venga idealmente reso unidirezionale. Se si ipotizza che il campo di radiazione sia sempre unidirezionale, il valore della grandezza operativa (riferita a un qualsiasi punto eccentrico interno alla sfera ICRU) risulta intrinsecamente non più dipendente dall'angolo di incidenza della radiazione, così come accade per la misura effettuata nel campo reale (multidirezionale) mediante uno strumento con risposta isotropa. Un campo di radiazione che abbia la proprietà di essere espanso e unidirezionale è denotato come "campo allineato ed espanso" ed è definito come:

> un campo uniforme entro un dato volume di interesse, le cui componenti di radiazione sono unidirezionali e hanno in ogni punto di quel volume la stessa fluenza e la stessa distribuzione di energia esistenti nel campo reale nel punto dove viene effettuata la misura.

Il volume entro cui si ha particolare interesse ad avere un campo allineato ed espanso è quello occupato dalla sfera ICRU. Quando tuttavia questa è effettivamente presente nel campo allineato ed espanso, il campo di radiazione all'interno della sfera non è più solo quello uniforme relativo alla radiazione primaria, ma include anche il campo di radiazione dovuto

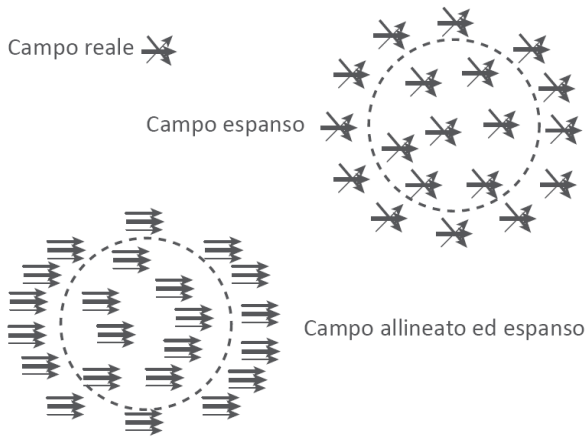


Figura 7.1 - Rappresentazione schematica dei concetti di campo espanso e di campo allineato ed espanso nello spazio libero. Nel campo espanso le caratteristiche che il campo reale ha nel punto in cui viene effettuata la misura (fluenza, energia, tipo e direzione della radiazione) sono estese a ogni altro punto interno ed esterno al volume occupato dalla sfera ICRU, che però non è realmente presente. Nel campo allineato ed espanso, il campo reale oltre ad essere espanso in ogni punto dello spazio è reso unidirezionale. Le diverse possibili direzioni ed energie della radiazione sono schematizzate, rispettivamente, dal diverso orientamento e dal diverso spessore delle frecce

alla radiazione secondaria generata nella sfera e caratterizzata da energie e direzioni diverse. Il significato di campo espanso e di campo allineato ed espanso nello spazio libero è illustrato in figura 7.1. Nella figura 7.2 sono invece schematizzati i medesimi concetti nello spazio in cui è presente la sfera ICRU.
Le condizioni di campo espanso e di campo allineato ed espanso sono condizioni ideali necessarie a definire in modo univoco le grandezze dosimetriche operative per il monitoraggio di area e a fissare le condizioni di taratura dei relativi strumenti di misura. In pratica un campo allineato ed espanso può essere realizzato utilizzando un fascio collimato di radiazione (con apertura del collimatore sufficientemente grande) con un'approssimazione tanto migliore quanto più grande è la distanza della sorgente di radiazione dall'oggetto irraggiato.

7.3.1.a L'equivalente di dose ambientale

L'*equivalente di dose ambientale, H*(d),* è la grandezza dosimetrica operativa che si utilizza per avere una stima della *dose efficace* nel monitoraggio di area con radiazione fortemente penetrante. Nell'ambito

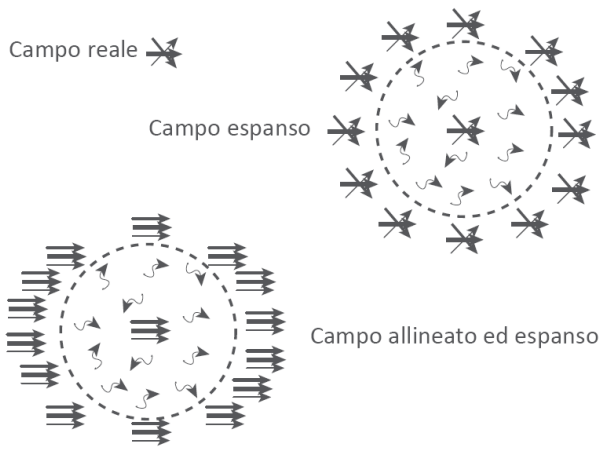


Figura 7.2 - Rappresentazione schematica dei concetti di campo espanso e di campo allineato ed espanso nel caso in cui la sfera ICRU sia realmente presente nel campo di radiazione. Nel campo espanso, la radiazione primaria incidente sulla sfera ICRU ha, su tutta la superficie della sfera, le stesse caratteristiche che il campo reale ha nel punto in cui viene effettuata la misura. All'interno della sfera è presente: a) sia quella componente della radiazione primaria (frecce lineari) che non ha subito interazioni e che ha quindi le medesime caratteristiche della radiazione primaria incidente, b) sia la radiazione secondaria (frecce curvilinee) caratterizzata da energie e direzioni diverse rispetto alla radiazione primaria. Un'analoga situazione vale per il campo allineato ed espanso. Come in figura 7.1, la diversa direzione ed energia della radiazione primaria sono schematizzati dal diverso orientamento e dal diverso spessore delle frecce lineari

delle radiazioni ambientali di maggior interesse in radioprotezione sono tipicamente considerate radiazioni fortemente penetranti i neutroni, i fotoni con energia maggiore di 15 keV e la radiazione beta con energia superiore a 2 MeV.
La definizione di questa grandezza è la seguente:

> *L'equivalente di dose ambientale, H*(d),* in un punto in un campo di radiazione è l'equivalente di dose (eq. 4.17) che sarebbe prodotto dal corrispondente campo allineato ed espanso nella sfera ICRU alla profondità *d* sul raggio della sfera situato in direzione opposta a quella del campo allineato.

Il significato di $H^*(d)$ è illustrato in figura 7.3. Il valore raccomandato per la profondità d è 10 mm. Quindi per il monitoraggio di area la grandezza usata per radiazione fortemente penetrante è l'equivalente di dose ambientale $H^*(10)$.
Poiché per sua definizione $H^*(10)$ non dipende dalla direzione della radiazione incidente, gli strumenti usati per la misura di questa grandezza devono avere anch'essi una risposta il più possibile indipendente dall'orientazione nel campo di radiazione. Qualsiasi rivelatore ha una risposta tanto più isotropa quanto maggiore è l'energia della radiazione. Perciò l'impiego di $H^*(10)$ è limitato a radiazioni fortemente penetranti. L'espansione e l'allineamento del campo di radiazione non sono necessari nelle reali condizioni di misura. Si tratta di una condizione richiesta solo sul piano teorico, per definire la grandezza $H^*(10)$ e allorché si vogliano calcolare i valori di $H^*(10)$ nel punto di interesse nella *sfera ICRU*, in funzione dell'energia di un dato tipo di radiazione.

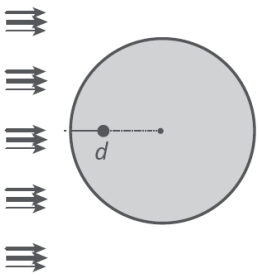


Figura 7.3 - La sfera ICRU esposta a un campo di radiazione allineato ed espanso. Il punto in cui si determina l'equivalente di dose ambientale $H^*(d)$ si trova alla profondità d nella sfera lungo il raggio della sfera opposto alla direzione di allineamento del campo. Il campo allineato ed espanso è un campo unidirezionale avente la stessa fluenza e la stessa distribuzione di energia che ha il campo reale nel punto al quale $H^*(d)$ è riferito (il punto dove è posto il rivelatore con cui si effettua la misura)

Tali valori forniscono, come si vedrà in seguito, i fattori di conversione da utilizzarsi in fase di taratura dello strumento. Naturalmente anche in fase di taratura è importante che i fasci di radiazione utilizzati siano quanto più possibile "allineati ed espansi".
L'equivalente di dose ambientale è una grandezza che in base alla sua definizione ha come unità di misura il "sievert" (Sv) e fornisce una stima ragionevole della *dose efficace, E*, la grandezza con cui si esprimono i limiti di dose in radioprotezione. Questa stima è più o meno accurata a seconda del tipo e di energia della radiazione e delle condizioni di irraggiamento (in particolare l'angolo di incidenza della radiazione). Nella pratica la radiazione ambientale non ha una direzione privilegiata, né la possiede l'individuo che si muove nel campo di radiazione.
Nella gran parte delle condizioni di irraggiamento – in relazione ai tipi diversi di radiazioni e alle diverse energie e direzioni di incidenza – l'equivalente di dose ambientale $H^*(10)$ sovrastima la dose efficace E, come è mostrato nell'esempio riportato in figura 7.4 riguardante una situazione di irraggiamento con fotoni. Le poche eccezioni in cui $H^*(10)$

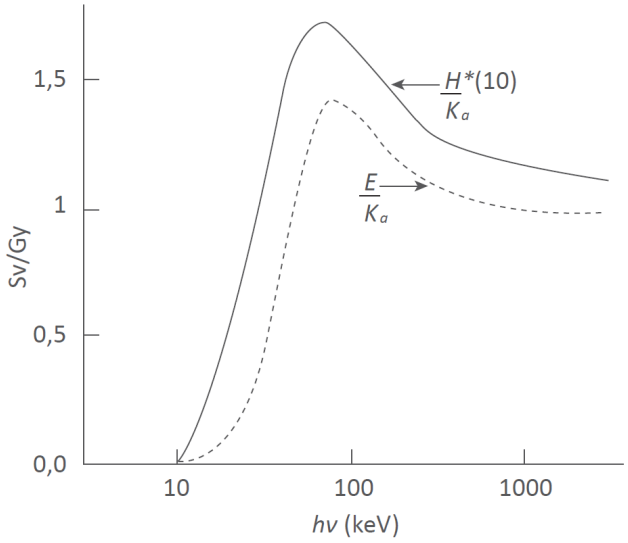


Figura 7.4 - Dipendenza dell'equivalente di dose ambientale $H^*(10)$ (linea piena) e della dose efficace E (linea tratteggiata), dall'energia dei fotoni in una tipica condizione di irraggiamento (radiazione incidente frontalmente su tutto il corpo). I valori di $H^*(10)$ e di E sono normalizzati al kerma in aria K_a dei fotoni. Nell'intervallo di energia dei fotoni di maggiore interesse in radioprotezione (al di sotto di 1 MeV), l'equivalente di dose ambientale sovrastima la dose efficace di cui ha però lo stesso andamento in funzione dell'energia (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

sottostima *E* riguardano essenzialmente esposizioni ai neutroni (si veda l'esempio in figura 7.5) ad energie meno frequenti nei campi di radiazione ambientali. Nell'approssimare la dose efficace è in generale preferibile una sovrastima anziché una sottostima. Una sovrastima è infatti maggiormente cautelativa dal punto di vista protezionistico in quanto essa induce a mettere in atto precauzioni (come le schermature) più efficaci di quanto sarebbe realmente necessario.

7.3.1.b L'equivalente di dose direzionale

L'*equivalente di dose direzionale* è una grandezza dosimetrica che si utilizza per avere una stima della *dose efficace E* nel monitoraggio di area con radiazione debolmente penetrante. Nell'ambito della radiazione ambientale di maggior interesse in radioprotezione sono tipicamente

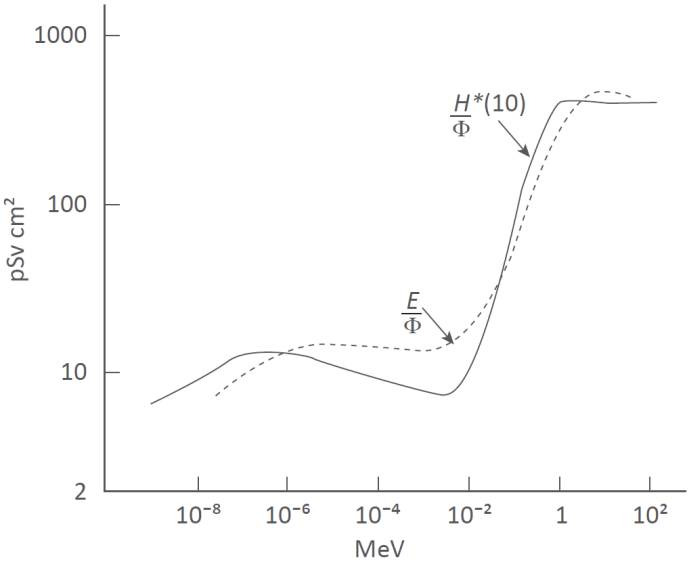


Figura 7.5 - Dipendenza dell'equivalente di dose ambientale *H**(10) (linea piena) e della dose efficace *E* (linea tratteggiata) dall'energia dei neutroni, in una tipica condizione di irraggiamento (radiazione incidente frontalmente su tutto il corpo). I valori di *H**(10) e di *E* sono normalizzati alla fluenza *Φ* dei neutroni. Nell'intervallo di energia dei neutroni fra 0,01 eV e 1 eV, l'equivalente di dose ambientale sovrastima la dose efficace di cui ha però lo stesso andamento in funzione dell'energia. L'equivalente di dose ambientale sottostima invece la dose efficace nell'intervallo di energia fra 1 eV e 100 keV e nell'intervallo tra alcuni MeV e 40 MeV. La sottostima di *E* da parte di *H**(10) si ha quindi solo per neutroni di minor interesse in radioprotezione poiché relativi a energie meno frequenti nei campi di radiazione ambientali (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

considerate radiazioni debolmente penetranti le particelle alfa, la radiazione beta con energia inferiore a 2 MeV e i fotoni con energia al di sotto di 15 keV. La definizione di questa grandezza è la seguente:

> *l'equivalente di dose direzionale* $H'(d,\alpha)$ in un punto in un campo di radiazione è l'equivalente di dose (eq. 4.17) che sarebbe prodotto dal corrispondente campo espanso nella *sfera ICRU* alla profondità d su un raggio della sfera situato in una direzione α specificata.

Il significato di $H'(d,\alpha)$, la cui unità di misura è il "sievert" (Sv), è illustrato in figura 7.6.
Il valore raccomandato per la profondità d è d = 0,07 mm se $H'(d,\alpha)$ è riferito alla pelle e d = 3 mm se $H'(d,\alpha)$ è riferito all'occhio.
Quindi per il monitoraggio di area con radiazione debolmente penetrante, la grandezza usata è $H'(0{,}07,\alpha)$ e $H'(3,\alpha)$ a seconda dei due particolari organi cui la misura deve essere riferita.
La definizione di $H'(d,\alpha)$ deve includere la dipendenza da α poiché, con radiazione poco penetrante, la *dose efficace, E,* – di cui $H'(d,\alpha)$ deve fornire un'adeguata approssimazione – è anch'essa dipendente dall'angolo di incidenza della radiazione sul corpo umano. La radiazione di bassa energia può essere fortemente attenuata nell'attraversare il corpo umano. Quindi la dose assorbita nei punti del corpo situati nella regione opposta a quella dove la radiazione incide, può risultare sensibilmente inferiore alla dose nei punti posti nella regione frontale alla direzione di incidenza.
In base alla sua definizione, la *dose efficace E* può essere fortemente variabile in funzione dell'angolo di incidenza della radiazione sul corpo, se la radiazione è poco penetrante. A causa di questa dipendenza è

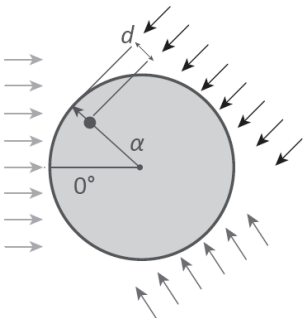


Figura 7.6 - La sfera ICRU esposta a un campo di radiazioni espanso. Il punto in cui si determina l'equivalente di dose direzionale, $H'(d, \alpha)$ si trova alla profondità d nella sfera lungo un raggio della sfera avente una specificata direzione α rispetto a una data direzione di riferimento. Il campo espanso è un campo con la stessa fluenza e la stessa distribuzione di energia e di direzione che ha il campo reale nel punto al quale $H'(d, \alpha)$ è riferito (il punto dove è posto il rivelatore con cui si effettua la misura)

necessario specificare la direzione α ogni qualvolta si indica un dato valore dell'*equivalente di dose direzionale.*
Poiché, per sua definizione, $H'(d,\alpha)$ dipende dalla direzione della radiazione incidente, gli strumenti usati per la misura di questa grandezza devono avere anch'essi una risposta il più possibile dipendente dall'orientazione nel campo di radiazione. Qualsiasi rivelatore ha d'altra parte una risposta tanto meno isotropa quanto minore è l'energia della radiazione.
Uno strumento tarato in termini di $H'(d,\alpha)$ misurerà quindi con adeguata accuratezza questa grandezza purché esso sia progettato in modo da avere, per una data energia della radiazione, una risposta anisotropa in funzione di α, in misura confrontabile con la corrispondente variazione della dose efficace E in funzione dell'angolo di incidenza della radiazione sul corpo umano.
Nelle figure 7.7 e 7.8 è mostrato l'andamento dell'*equivalente di dose direzionale* $H'(0{,}07,\alpha)$ al variare dell'angolo α tra la direzione di riferimento per la misura e la direzione di un fascio di fotoni e di elettroni, rispettivamente. La pronunciata dipendenza da α è dovuta al fatto che la radiazione, a seconda della sua direzione di incidenza, attraversa spessori di *sfera ICRU* significativamente diversi tra loro.

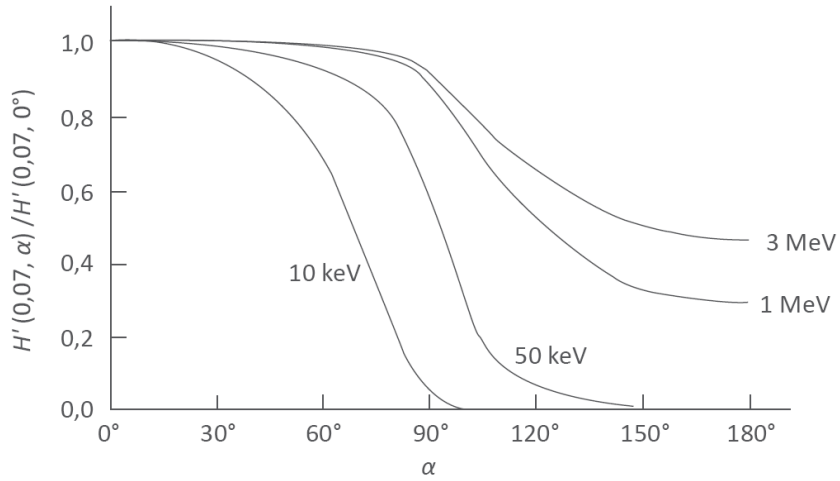


Figura 7.7 - Dipendenza del rapporto $H'(0{,}07, \alpha)/H'(0{,}07, 0°)$ dall'angolo di incidenza α (rispetto a una direzione di riferimento a 0°) di un fascio di fotoni di diversa energia sulla sfera ICRU (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

7.3.2 Le grandezze dosimetriche operative per il monitoraggio individuale. L'equivalente di dose personale

Il monitoraggio individuale in radioprotezione riguarda le misure dosimetriche eseguite in ambienti dove si trovano persone che possono essere esposte ai campi di radiazioni ionizzanti presenti in questi ambienti. Anche nel monitoraggio individuale, come in quello di area, lo scopo è di fornire i dati quantitativi di base per poter poi stimare il valore delle grandezze protezionistiche H_T o E per le persone esposte a quel campo di radiazioni.
A differenza del monitoraggio di area in cui gli strumenti di misura delle radiazioni ionizzanti sono installati in un punto dell'area di interesse e rimangono fissi in quel punto durante la misura, nel monitoraggio individuale gli strumenti di misura della radiazione sono indossati dalle singole persone e "vedono" il medesimo campo di radiazioni cui la persona è esposta nel corso dei suoi spostamenti. Gli strumenti di misura sono collocati in un punto di interesse sul corpo di ciascuna delle persone presenti nell'area con radiazioni. I valori delle grandezze dosimetriche così misurati sono direttamente correlati alle esposizioni che le persone hanno effettivamente subito e non (come avviene per il monitoraggio di area) a quelle che avrebbero potuto o potrebbero subire.
La grandezza dosimetrica usata per il monitoraggio individuale, l'*equivalente di dose personale*, ha caratteristiche diverse da quelle

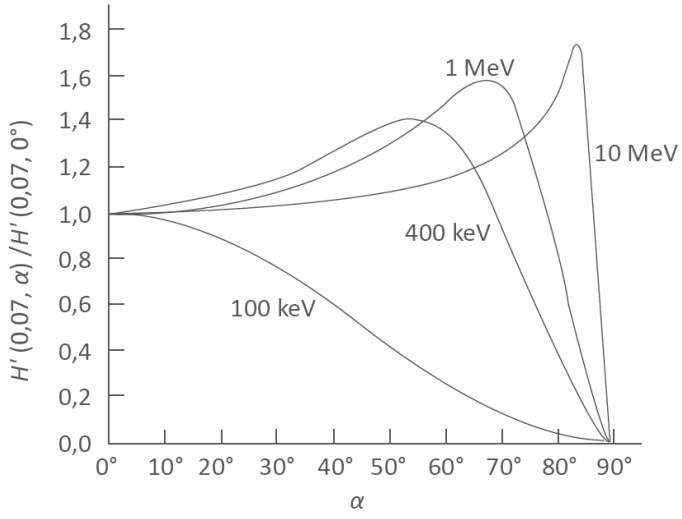


Figura 7.8 - Dipendenza del rapporto $H'(0{,}07, \alpha)/H'(0{,}07, 0°)$ dall'angolo di incidenza α (rispetto a una direzione di riferimento a 0°) di un fascio di elettroni di diversa energia sulla sfera ICRU (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

riguardanti le grandezze per il monitoraggio di area, pur condividendo con esse lo scopo finale di permettere una valutazione realistica di H_T o di E per una persona esposta a un campo di radiazioni ionizzanti.
La definizione di questa grandezza è la seguente:

> *l'equivalente di dose personale,* $H_p(d)$, è l'equivalente di dose (eq. 4.17) in tessuto molle in un punto alla profondità d al di sotto di un punto specificato sulla superficie del corpo umano.

Il tessuto molle è il tessuto muscolare umano (distinto quindi dal tessuto osseo) le cui caratteristiche di assorbimento e diffusione della radiazione sono approssimate dal materiale tessuto-equivalente (cfr. § 7.3.1). La grandezza $H_p(d)$, la cui unità di misura è il "sievert" (Sv), è utilizzata sia per il monitoraggio della radiazione fortemente penetrante che di quella debolmente penetrante, ponendo rispettivamente d = 10 mm o d = 0,07 mm. A queste due diverse profondità si ha una stima delle due grandezze maggiormente significative nella radioprotezione individuale: la *dose efficace*, E, e la *dose equivalente* alla pelle, H_T, rispettivamente per radiazione fortemente penetrante e debolmente penetrante. È importante tener presente che, a differenza che nella definizione di $H^*(10)$ e di $H'(d,\alpha)$, le grandezze $H_p(10)$ e $H_p(0{,}07)$ sono definite non in relazione a un mezzo di riferimento, quale il fantoccio ICRU, ma alla specifica persona che si trova nel campo di radiazione reale. Poiché le proprietà di attenuazione e assorbimento della radiazione variano da persona a persona, allo stesso modo varia l'equivalente di dose personale.
Dalla definizione di $H_p(d)$ è evidente come questa grandezza dipenda

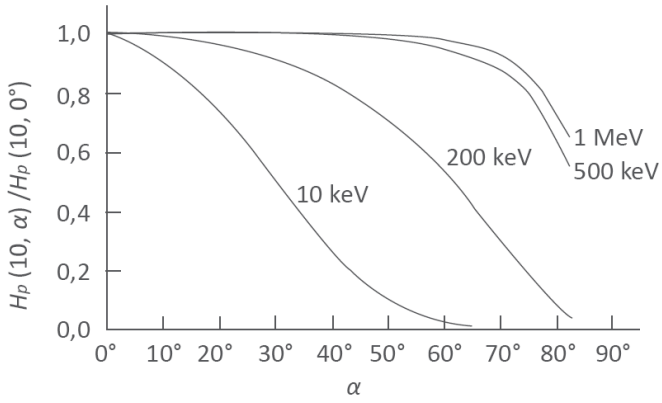


Figura 7.9 - Dipendenza del rapporto $H_p(10, \alpha)/H_p(10, 0°)$ dalla direzione di incidenza α di fotoni monoenergetici su un fantoccio di tessuto molle di dimensioni (mm) 300 × 300 × 150. Il rapporto $H_p(10, \alpha)/H_p(10, 0°)$ in funzione di α è riportato per diverse energie dei fotoni incidenti (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

fortemente dall'orientazione dell'individuo nel campo di radiazione, dall'assorbimento e dalla diffusione (e dalla retrodiffusione) della radiazione, nel punto di interesse, da parte del corpo umano. In relazione a ciò l'equivalente di dose personale $H_p(d)$ è una grandezza per diversi aspetti simile all'equivalente di dose direzionale $H'(0{,}07,\alpha$. A riguardo è utile osservare nelle figure 7.9, 7.10 e 7.11 la dipendenza angolare di $H_p(10)$ e $H_p(0{,}07)$ per fotoni e neutroni, al variare dell'angolo α tra l'orientazione della persona (rispetto alla posizione del rivelatore da essa indossato) e la direzione della radiazione.
Ai fini del calcolo dei valori di $H_p(d)$ (come quelli relativi alle curve riportate in figg. 7.9, 7.10 e 7.11)) si utilizzano particolari fantocci antropomorfi (di materiale tessuto equivalente) descrittivi delle parti del corpo di interesse. Ad esempio il tronco umano, per la determinazione di $H_p(10)$, è adeguatamente simulato mediante un parallelepipedo di dimensioni: 300 mm × 300 mm × 150 mm; mentre un cilindro di diametro 19 mm e lunghezza 300 mm può simulare le dita ai fini della determinazione di $H_p(0{,}07)$.
La misura della grandezza $H_p(d)$ si effettua invece sempre sul corpo di una persona reale, mediante un rivelatore collocato in un punto sulla superficie del corpo umano e ricoperto con materiale *tessuto equivalente* di spessore tale da simulare la profondità d di interesse.

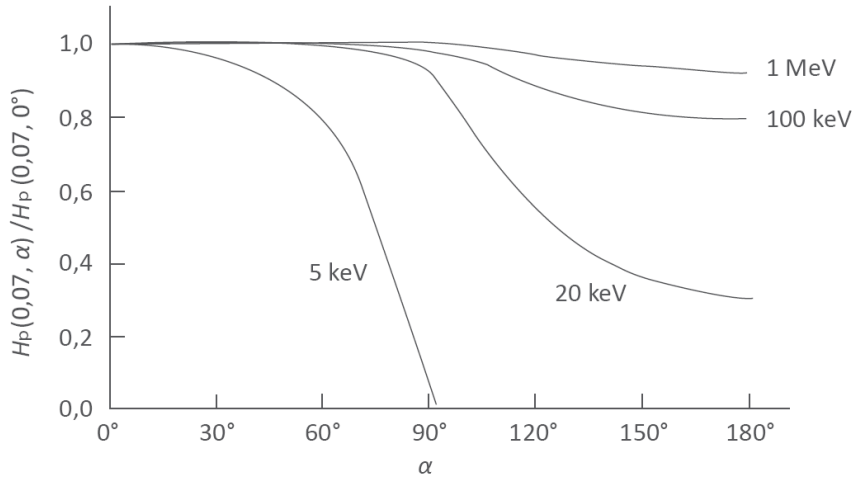


Figura 7.10 - Dipendenza del rapporto $H_p(0{,}07, \alpha)/H_p(0{,}07, 0°)$ dalla direzione di incidenza α di fotoni monoenergetici su un fantoccio cilindrico di tessuto molle di diametro 19 mm e altezza 300 mm. Il rapporto $H_p(0{,}07, \alpha)/H_p(0{,}07, 0°)$ in funzione di α è riportato per diverse energie dei fotoni incidenti (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

7.3.3 Modalità di taratura degli strumenti di misura delle grandezze dosimetriche operative

Nella pratica radioprotezionistica la misura di una qualsiasi grandezza dosimetrica si riduce sempre alla misura di un segnale (di carica, di luce ecc.) specifico del tipo di rivelatore (a gas, a stato solido o chimico) del complesso si misura impiegato. È il tipo di taratura che si effettua sul complesso di misura, che consente di tradurre il valore del segnale misurato in un'informazione sul valore della grandezza che si intende misurare.

La taratura di uno strumento rispetto a una data grandezza presuppone che di quella grandezza sia definita una opportuna unità di misura e che di quest'ultima esista un campione primario (cfr. cap. 6). Per le grandezze dosimetriche operative non esistono campioni primari che forniscano direttamente il valore di $H^*(10)$, di $H'(d,\alpha)$ e di $H_p(d)$. Di queste grandezze possono essere però realizzati campioni di riferimento indiretti basati sui campioni di kerma, K, o di dose assorbita, D, o di fluenza, Φ, per il tipo di radiazione di interesse. Una volta noti, per un dato campo di radiazione, il valore di K, o di D, o di Φ in un dato punto, è poi possibile calcolare il coefficiente di conversione, h, che permette di ottenere ciascuna delle grandezze $H^*(10)$, $H'(d,\alpha)$ e $H_p(d)$ a partire dai valori di K o di D, o di Φ.

Se ad esempio si conosce in un punto in aria libera il valore del kerma in aria K_a dovuto a uno specificato campo di radiazione gamma, quel medesimo campo produrrà un equivalente di dose ambientale dato da:

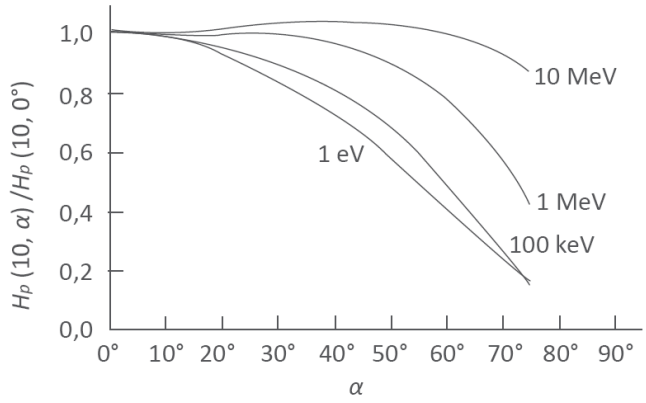


Figura 7.11 - Dipendenza del rapporto $H_p(10, \alpha)/H_p(10, 0°)$ dalla direzione di incidenza α di neutroni monoenergetici su un fantoccio di tessuto molle di dimensioni 300 mm × 300 mm × 150 mm. Il rapporto $H_p(10, \alpha)/H_p(10, 0°)$ in funzione di α è riportato per diverse energie dei neutroni incidenti (curve ottenute con dati da ICRU 1998)

$$H^*(10) = h(H^*, K_a) K_a \tag{7.3}$$

dove $h(H^*,K_a)$ è il coefficiente di conversione che permette di ottenere $H^*(10)$ in funzione di K_a. In tal caso, se si vuole tarare uno strumento in termini di $H^*(10)$ si irraggia quello strumento posto in aria libera in un punto in cui un campo di radiazione gamma di riferimento produce un valore noto di kerma in aria, K_a. Il valore di K_a è ottenuto preventivamente da una misura mediante un campione di kerma in aria. Lo strumento uniformemente irraggiato in aria libera nel campo noto di radiazione fornisce un segnale M mediante il quale si può determinare un coefficiente di taratura (cfr. § 6.2) dato in questo caso da:

$$N_H = H^*(10)/M = h(H^*, K_a) K_a / M \tag{7.4}$$

Con analogo procedimento si possono determinare i coefficienti di taratura rispetto alle altre grandezze dosimetriche operative. Infatti, per i diversi tipi di radiazione e alle diverse energie, sono noti i coefficienti di conversione $h(H^*,G)$, $h(H',G)$, e $h(H_p,G)$, che permettono di ottenere ciascuna grandezza operativa in funzione della grandezza dosimetrica di base, G, con cui si caratterizza il campo di radiazione considerato. Per un campo di fotoni, la grandezza G in funzione della quale si esprime h è tipicamente il kerma in aria, K_a. Per i neutroni, h è invece determinato in funzione della fluenza Φ, mentre per gli elettroni h è tipicamente espresso in funzione della dose assorbita, D, in un mezzo tessuto equivalente. I coefficienti di conversione h sono determinati come il rapporto:

$$h = H/G \tag{7.5}$$

dove H denota una specifica grandezza dosimetrica operativa e G la grandezza dosimetrica di base in funzione di cui si intende esprimere h.
I coefficienti di conversione h raccomandati sono quelli riportati nelle apposite pubblicazioni dell'ICRU e dell'ICRP (cfr. ICRU 1998 e ICRP 2010). Essi sono determinati a partire dalla conoscenza del campo di radiazione (tipo di particelle, energia, fluenza ecc.) in un punto, generalmente in aria. Si calcola quindi il valore di G (cioè di K o di Φ o di D) che quel campo determina in quel punto in base alle correlazioni che è possibile stabilire fra queste grandezze (cfr § 5.3). Si calcolano poi i corrispondenti valori di $H^*(10)$, $H'(d,\Phi)$ e $H_p(d)$ essendo dalla (4.17):

$$H^*(10) = D^*(10) Q \tag{7.6}$$

$$H'(d,\alpha) = D'(d,\alpha) Q \tag{7.7}$$

$$H_p(d) = D_p(d) Q \tag{7.8}$$

dove Q è il fattore di qualità relativo alla radiazione considerata e $D^*(10)$, $D'(d,\alpha)$ e $H_p(d)$ sono le dosi assorbite calcolate nelle condizioni precisate nelle definizioni di $H^*(10)$, $H'(d,\alpha)$ e $H_p(d)$, rispettivamente. I coefficienti h sono calcolati mediante metodi Monte Carlo.
A titolo di esempio sono riportati nella tabella 7.1 alcuni valori dei coefficienti $h^*(E) = H^*(10)/K_a$ per fotoni, per la conversione da kerma in aria, K_a, in equivalente di dose ambientale, $H^*(10)$, e nella tabella 7.2

Tabella 7.1 - Coefficienti di conversione $h^*(E) = H^*(10)/K_a$ per la taratura di dosimetri in termini di $H^*(10)$, alle diverse energie di un fascio di fotoni di cui è noto il valore del kerma in aria nel punto di taratura (dati da ICRU 1998)

Energia dei fotoni (keV)	$h^*(E) = H^*(10)/K_a$ (Sv Gy^{-1})
10	0,01
20	0,60
30	1,10
40	1,47
50	1,67
60	1,74
80	1,72
100	1,65
150	1,49
200	1,40
300	1,31
400	1,26
500	1,23
600	1,21
800	1,19
1000	1,17
1500	1,15
2000	1,14
3000	1,13
4000	1,12
5000	1,11

alcuni valori dei coefficienti, $h^*(E) = H^*(10)/\Phi$ per neutroni, per la conversione da fluenza, Φ, in equivalente di dose ambientale. La taratura degli strumenti di misura delle grandezze $H^*(10)$ e $H'(d,\alpha)$ si esegue in aria libera utilizzando un fascio di radiazione unidirezionale e uniforme (in termini di fluenza e distribuzione di energia) su almeno tutta la sezione del rivelatore da tarare. Nel caso di tarature in termini di $H'(d,\alpha)$ l'angolo α viene fatto variare ruotando lo strumento rispetto al fascio fisso unidirezionale.
Gli strumenti di misura della grandezza $H_p(d)$, in base alla definizione di $H_p(d)$, non sono invece tarati in aria libera. Ovviamente non è possibile tarare questi strumenti di misura (i dosimetri personali) direttamente sul corpo umano. Si ricorre perciò all'uso di fantocci antropomorfi o di fantocci con dimensioni e forme tali da simulare le proprietà di diffusione e assorbimento della radiazione da parte di diverse parti del corpo umano (tronco, estremità ecc.) cui $H_p(d)$ è specificatamente riferito. In fase di taratura, un dosimetro personale deve essere esposto al campo di radiazione di riferimento dopo essere stato collocato sul fantoccio che simula la regione del corpo umano di interesse. Alcuni esempi di questi fantocci sono mostrati in figura 7.12. Fissate le

Tabella 7.2 - Coefficienti di conversione $h^*(E) = H^*(10)/\Phi$ per la taratura di dosimetri in termini di $H^*(10)$, alle diverse energie di un fascio di neutroni di cui è noto il valore della fluenza Φ in aria nel punto di taratura (dati da ICRU 1998)

Energia dei neutroni (MeV)	$h^*(E) = H^*(10)/\Phi$ (pSv cm^2)
$1x10^{-8}$	9,00
$2,5x10^{-8}$	10,6
$1x10^{-7}$	12,9
$1x10^{-6}$	13,3
$1x10^{-5}$	11,3
$1x10^{-4}$	9,40
$1x10^{-3}$	7,90
$1x10^{-2}$	10,5
$1x10^{-1}$	88
$1x10^{0}$	416
$1x10^{1}$	440
$5x10^{1}$	400
$1x10^{2}$	285

specifiche condizioni sperimentali di taratura, il coefficiente di taratura si determina dalla conoscenza del valore della grandezza di base, *G*, (ad es. il kerma in aria in un punto in aria in assenza del fantoccio) usata per l'irraggiamento del dosimetro, dal valore del segnale *M* fornito dal dosimetro irraggiato sul fantoccio e dal coefficiente di conversione, *h*, relativo alla condizione sperimentale considerata.

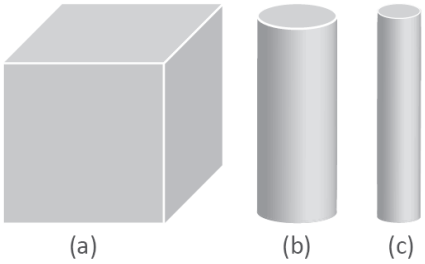


Figura 7.12 - Esempi di fantocci (a, b, c) di materiale tessuto-equivalente con forme diverse per la taratura di dosimetri in termini di Equivalente di Dose Personale $H_p(d)$. Fantocci con diverse forme (e dimensioni) sono necessari per poter riferire $H_p(d)$ a parti diverse del corpo umano quali il tronco e le estremità

Bibliografia

ICRU Report 39, *Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1985.

ICRU Report 43, *Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources – Part 2*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1988.

ICRP Publication 60, *1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, Annals of the ICRP Volume 21/1-3*, International Commission on Radiological Protection, Elsevier, 1991.

ICRU Report 47, *Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1992.

ICRU Report 57, *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection Against External Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1998.

ICRU Report 66, *Determination of Operational Dose Equivalent Quantities for Neutrons*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2001.

ICRP Publication 92, *Relative Biological Effectiveness (RBE), Quality Factor (Q), and Radiation Weighting Factor(w_R)*, International Commission on Radiological Protection, Elsevier, 2004.

ICRP Publication 103, *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*, International Commission on Radiological Protection, Elsevier, 2008.

ICRP Publication 105, *Radiological Protection in Medicine*, International Commission on Radiological Protection, Elsevier, 2008.

ICRP Publication 116, *Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 2010.

ICRP Publication 119, *Compendium of Dose Coefficients based on ICRP Publication 60*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 2012.

Capitolo 8

STRUMENTI DI MISURA PER LA DOSIMETRIA IN RADIOPROTEZIONE

8.1 Introduzione

Le misure delle radiazioni ionizzanti per scopi radioprotezionistici si effettuano principalmente in due distinte condizioni sperimentali. La prima di esse riguarda la misura delle grandezze dosimetriche di base quali la dose assorbita, il kerma, l'esposizione, o la misura delle grandezze dosimetriche operative quali l'equivalente di dose ambientale, personale ecc. (cfr. cap. 4 e cap. 7). La seconda riguarda invece le misure di attività (o di concentrazione di attività) dei radionuclidi (cfr. cap. 9). Entrambe le tipologie di misura hanno una comune finalità: fornire i dati sperimentali necessari a determinare le grandezze radioprotezionistiche, quali la dose equivalente H_T e la dose efficace E (cfr. § 7.2), cui sono associati, secondo la normativa di radioprotezione, i valori limite per le esposizioni delle persone alle radiazioni ionizzanti. La scelta fra misure di attività e misure di grandezze dosimetriche è dettata dalle particolari condizioni di esposizione di una persona alle radiazioni. Quando la sorgente di radiazioni è esterna alla persona a essa esposta, le misure più appropriate sono quelle riguardanti le grandezze dosimetriche in quanto direttamente correlabili alle grandezze radioprotezionistiche (cfr. § 7.3). Se invece una sorgente radioattiva è stata introdotta accidentalmente o deliberatamente (come nelle applicazioni mediche) all'interno del corpo di una persona, le misure di attività sono quelle di più immediata attuazione per poter determinare le grandezze radioprotezionistiche. Le misure di attività si effettuano non solo negli organismi o in materiali biologici ma anche in materiali come l'aria, gli alimenti e qualsiasi altro mezzo in cui siano presenti radionuclidi e che possono venire in contatto o essere introdotti all'interno di un organismo vivente.

In questo capitolo saranno illustrate le caratteristiche dei sistemi di misura delle grandezze dosimetriche, mentre i mezzi di misura dell'attività dei radionuclidi sono descritti nel capitolo 9.

La misura delle grandezze dosimetriche (la dosimetria) richiede particolari strumenti di misura, i dosimetri, i quali sono costituiti da un sistema di rivelazione delle radiazioni e da un sistema di elaborazione del segnale fornito dal rivelatore.

A seconda del tipo di rivelatore utilizzato, i dosimetri si possono classificare in "attivi" e "passivi". Nei dosimetri attivi i rivelatori forniscono in tempo reale il valore della grandezza misurata, attraverso un'immediata elaborazione del segnale da essi prodotto durante la loro

esposizione alle radiazioni. I dosimetri attivi sono quindi costituiti da un complesso di misura che include sia il rivelatore sia il sistema elettronico di misura a esso solidalmente collegato. I rivelatori a gas, a scintillazione e a semiconduttore sono i tipici rivelatori utilizzati in questa categoria di dosimetri che sono di norma di tipo portatile o trasportabile. Nei dosimetri passivi i rivelatori non sono invece stabilmente collegati al loro sistema di misura. Un dosimetro passivo è in genere costituito da due parti distinte: a) una parte mobile, costituita da un rivelatore che non necessita di alcuna alimentazione elettrica e che può essere facilmente collocato ed esposto al campo di radiazioni in posizioni e ambienti diversi a seconda delle esigenze di misura, b) una parte fissa operante stabilmente in laboratorio e costituita da un sistema di misura in grado di "leggere" il segnale fornito da un dato tipo di rivelatori allorché questi, al termine della loro esposizione alle radiazioni, sono portati in laboratorio e collegati al sistema di misura. La "lettura" dei dosimetri passivi avviene quindi in una fase successiva alla loro esposizione alle radiazioni. I rivelatori a termoluminescenza, a fotoluminescenza e quelli a film fotografico, unitamente ai rivelatori a tracce e quelli a bolle sono i più utilizzati rivelatori nei dosimetri di tipo passivo.

I dosimetri di tipo passivo sono preferenzialmente usati, rispetto a quelli di tipo attivo, nelle situazioni in cui interessa conoscere i valori dosimetrici integrati su un lungo periodo di tempo, dell'ordine delle settimane o dei mesi. Se invece lo scopo delle misure è di disporre dei dati dosimetrici in tempo reale (come ad esempio i valori di rateo di equivalente di dose) o integrati per brevi periodi di tempo (dell'ordine dei minuti o delle ore), i dosimetri di tipo attivo sono gli strumenti di elezione.

Quando una radiazione ionizzante interagisce con un rivelatore, la ionizzazione in esso prodotta genera un segnale la cui entità dipende dalla fluenza, dal tipo e dall'energia della radiazione. A seconda del tipo di rivelatore, il segnale da esso fornito può essere un segnale di carica, di luce, di calore ecc. Le caratteristiche del sistema di misura associato al rivelatore sono perciò diverse in relazione alla natura del segnale fornito dal rivelatore. L'ampia varietà delle radiazioni ambientali (fotoni, elettroni, neutroni, particelle alfa ecc.) rende necessario il ricorso a tipi di dosimetri diversi a seconda delle caratteristiche della radiazione che si è interessati a misurare.

Tutti i sistemi di misura correntemente utilizzati per la dosimetria in radioprotezione devono essere opportunamente tarati (cfr. cap. 6) affinché il valore del segnale, M, da essi prodotto possa direttamente fornire il corrispondente valore della grandezza, G, di interesse.

8.2 Caratteristiche dei dosimetri per il monitoraggio di area e individuale

Nel monitoraggio di area e in quello individuale (cfr. § 7.3.2 e § 7.3.3), la scelta del dosimetro più appropriato è legata alle caratteristiche che esso deve possedere per effettuare la misura desiderata. La differenza più immediatamente evidente fra un dosimetro per il monitoraggio di area e un dosimetro per il monitoraggio individuale riguarda il peso e le dimensioni. Un dosimetro individuale deve essere il più possibile piccolo e leggero poiché esso deve essere indossato e portato da una persona durante la propria attività lavorativa. Questa restrizione di peso e dimensioni non è invece necessaria per i dosimetri di area i quali devono poter essere o soltanto trasportabili occasionalmente da un luogo all'altro o installati in posizione fissa in aree con presenza di radiazioni ionizzanti. La diversità di peso e dimensioni delle due classi di dosimetri influenzano la scelta delle loro componenti le quali devono comunque avere delle caratteristiche comuni al di là delle loro differenze costruttive e dimensionali. Queste caratteristiche comuni dipendono essenzialmente dalle proprietà del rivelatore associato al dosimetro e tali proprietà sono principalmente:

- la linearità,
- l'efficienza di rivelazione e la sensibilità,
- la risposta in energia,
- la risposta angolare,
- la risposta a radiazioni di diverso tipo,
- la ripetibilità e la riproducibilità.

Prima di descrivere, nei paragrafi successivi, le principali tipologie di rivelatori per la dosimetria in radioprotezione, saranno illustrati il significato e l'importanza di queste proprietà per i rivelatori utilizzati per il monitoraggio di area e il monitoraggio individuale.

La linearità

Il segnale M (espresso in termini di carica, o di corrente o di numero di impulsi ecc.) fornito da un rivelatore – di volume e materiale specificati – è una funzione della energia, E_d, che la radiazione deposita nel rivelatore. L'energia E_d dipende a sua volta dalla fluenza di particelle, Φ, incidente sul rivelatore e dall'energia E_p di ciascuna particella. Il valore di ogni grandezza dosimetrica, G, per la cui misura il rivelatore è tarato e impiegato, dipende da E_p e da Φ. Quindi per una data grandezza G da misurare e per un fissato valore dell'energia della radiazione, il segnale M dipende dal valore di $G(\Phi)$. La linearità della risposta di un rivelatore è una proprietà che è misurata dall'andamento della funzione $M(G)$ allorché della radiazione incidente varia solo la fluenza Φ mentre le altre

sue caratteristiche quali l'energia, la direzione ecc., rimangono costanti. Un rivelatore è lineare se l'andamento di $M(G)$ entro un dato intervallo di valori di $G(\Phi)$ si può assumere come rettilineo. Per molti rivelatori la funzione $M(G)$ è lineare entro un ampio intervallo di valori di $G(\Phi)$. Per diversi altri tipi di rivelatore il segnale M può invece non essere lineare, se non per limitati intervalli di valori di $G(\Phi)$, e comunque la funzione $M[G(\Phi)]$ può assumere andamenti variabili lungo tutto l'intervallo considerato dei valori di $G(\Phi)$. Nel caratterizzare un rivelatore rispetto alle sue proprietà di linearità deve essere sempre specificato l'intervallo di valori di $G(\Phi)$ entro cui questa proprietà è soddisfatta. Come mostrato negli esempi in figura 8.1, la funzione $M(G)$ può essere "sopralineare" o "sottolineare" se essa, dopo un iniziale tratto con andamento lineare ha una derivata, rispettivamente, crescente o decrescente al variare di G. La funzione $M(G)$ può essere però caratterizzata in alcuni rivelatori da un andamento variabile in modo non costante come illustrato dalla curva 4 di figura 8.1.
La linearità della risposta è una caratteristica molto importante in un rivelatore usato per la dosimetria. La linearità di un dosimetro è infatti la condizione perché la sua taratura eseguita con una data fluenza di particelle possa essere valida per qualsiasi altro valore di fluenza che si intende misurare in condizioni diverse da quelle di taratura.

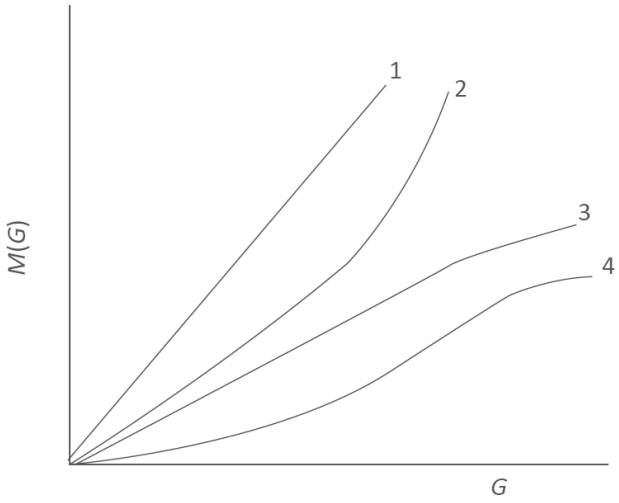


Figura 8.1 - Esempi di dipendenza della lettura $M(G)$, per quattro diversi tipi di rivelatore, in funzione di una data grandezza di misura G dipendente dalla fluenza Φ delle particelle incidenti sul rivelatore. Le curve 1, 2 e 3 corrispondono a una risposta lineare, sopralineare e sottolineare, rispettivamente. La curva 4 descrive una risposta che presenta, nell'intervallo dei valori di $G(\Phi)$ considerato, un andamento variabile con tendenza alla saturazione

Se un dosimetro non è lineare è necessario conoscere la forma della funzione $M(G)$ in modo da apportare le dovute correzioni (rispetto alle condizioni di taratura) a ciascun valore di M letto sul dosimetro.

L'efficienza di rivelazione e la sensibilità

L'efficienza di un rivelatore è definita come il rapporto fra il numero di particelle da esso rivelate e il numero di particelle su di esso incidenti. Una proprietà correlata all'efficienza è la sensibilità di un rivelatore. La sensibilità è definita in relazione alla specifica grandezza che s'intende misurare con il dosimetro considerato. Se il dosimetro è tarato in termini di una grandezza dosimetrica G e fornisce un segnale M (di carica, o di corrente o qualsiasi altra unità riportata sulla scala di lettura) la sensibilità di misura della grandezza G è data dal rapporto fra il valore di M e quello della grandezza G che lo ha prodotto. Ad esempio, la sensibilità di un dosimetro che è tarato in termini di equivalente di dose, H, e fornisce un segnale di carica, q, sarà espressa dal rapporto q/H (C Sv^{-1}) e sarà tanto più grande quanto più elevata sarà la carica prodotta a parità di equivalente di dose della radiazione incidente. L'efficienza e la sensibilità di un rivelatore dipendono dal suo volume, dal suo stato fisico (densità, composizione chimica ecc.) nonché dal tipo e dall'energia della radiazione. I dosimetri usati in radioprotezione devono essere caratterizzati in generale da efficienza e sensibilità non troppo basse poiché di norma essi devono effettuare misure in campi di radiazione poco intensi.

La risposta in energia

Un dosimetro posto in un campo di radiazione in un punto dove le particelle hanno una fluenza di Φ e un'energia E, fornisce un segnale M che - a parità di fluenza - varia, in misura più o meno rilevante (a seconda del dosimetro), in funzione di E.
Se si vuole correlare il segnale misurato M (carica, numero di impulsi, ecc.) al valore che ha, in quel campo di radiazione e nello stesso punto di misura, una grandezza dosimetrica G (come il kerma, la dose assorbita, l'equivalente di dose ambientale ecc.), è necessario tener conto del fatto che anche la grandezza G varia, a parità di valori di Φ, in funzione di E.
Come sarà illustrato più oltre, gli andamenti, in funzione di E, della grandezza $G(E)$ e del segnale $M(E)$ sono generalmente fra loro diversi. Questa diversità deve essere tenuta ben presente in dosimetria e a tal fine è importante conoscere la risposta in energia, $R_{E,G}$, del dosimetro in relazione alla misura della grandezza G. La risposta in energia, $R_{E,G}$, di un dosimetro indica l'entità di questa diversità in funzione dell'energia della radiazione, essendo definita dal rapporto:

$$R_{E,G} = \frac{M(E)}{G(E)} \tag{8.1}$$

Le grandezze dosimetriche $G(E)$ hanno una dipendenza da E il cui andamento è variabile a seconda della grandezza. La (8.1) indica quindi che, nello specificare la risposta in energia di un dosimetro, è sempre necessario precisare a quale grandezza $G(E)$ la $R_{E,G}$ è riferita.
La $R_{E,G}$ si determina in fase di taratura del dosimetro essendo $R_{E,G}$ per sua definizione uguale all'inverso del coefficiente di taratura del dosimetro (eq. 6.2). Quindi:

$$R_{E,G} = \left[N_G(E)\right]^{-1} \tag{8.2}$$

La conoscenza di $R_{E,G}$ è un requisito che caratterizza le proprietà di qualsiasi dosimetro. Conoscere l'andamento di $R_{E,G}$ in funzione di E è particolarmente importante nella dosimetria in radioprotezione. Infatti nelle misure dei campi di radiazione ambientale lo spettro di energia della radiazione è noto generalmente solo in modo approssimativo. Se la risposta $R_{E,G}$ del dosimetro utilizzato ha una trascurabile variazione rispetto a E, la misura di $G(E)$ in un campo di radiazione con energia variabile potrà essere sufficientemente accurata. Se al contrario la risposta $R_{E,G}$ ha una pronunciata dipendenza da E, la misura di $G(E)$ avrà un'incertezza tanto maggiore quanto più elevata è la dipendenza di $R_{E,G}$ da E.
In un dosimetro ideale la variazione del segnale $M(E)$ con l'energia della radiazione, dovrebbe essere uguale a quella della grandezza dosimetrica considerata $G(E)$. In tal modo la risposta $R_{E,G}$ risulterebbe indipendente dall'energia. Un'elevata dipendenza di $R_{E,G}$ da E in un dosimetro usato per la dosimetria ambientale, può costituire la principale fonte di incertezza nella misura di $G(E)$. Tale circostanza si può verificare soprattutto per i dosimetri usati nel monitoraggio della radiazione gamma e dei neutroni ambientali. La conoscenza di $R_{E,G}$ per i dosimetri destinati a questo uso è perciò molto importante per poter valutare l'affidabilità delle misure. Per un dato tipo di radiazione, la risposta $R_{E,G}$ dipende essenzialmente dalle caratteristiche del rivelatore (tipo di materiale, numero atomico, densità ecc.). In base a queste caratteristiche si può valutare preventivamente quanto sia più o meno pronunciata, fra questi rivelatori, la dipendenza della loro risposta dall'energia per un dato tipo di radiazione.
Si consideri ad esempio un dosimetro per radiazione gamma. Quando il dosimetro è esposto alla radiazione, il segnale $M(E)$ da esso fornito è proporzionale all'energia depositata dalla radiazione nella massa del rivelatore. Quindi $M(E)$ è proporzionale alla dose assorbita nel

rivelatore, D_{riv}. Il valore di D_{riv} dipende in particolare (cfr. cap. 4 e cap. 5) dalla fluenza di energia, $\Psi(E)$, delle particelle incidenti nel punto dove è posto il rivelatore e dal coefficiente di assorbimento di energia massico, $(\mu_{en}/\rho)_{riv}$, del materiale di cui è costituito il rivelatore (cfr. eq. 5.9a e 5.9b). Pertanto, trascurando in prima approssimazione le condizioni che rendono rigorosamente valide le (5.9a) e (5.9b) si può assumere ragionevolmente che:

$$M(E) = f(D_{riv}) \propto \Psi(E) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{riv} \tag{8.3}$$

D'altra parte anche la grandezza dosimetrica, $G(E)$, che s'intende misurare con il dosimetro in esame può essere espressa in funzione di grandezze analoghe a quelle presenti nella (8.3). Ciascuna di queste grandezze si può pertanto a sua volta esprimere in funzione della dose assorbita, D_{rif}, dovuta alla radiazione che ha interagito con una data massa del materiale di riferimento (*rif*) rispetto al quale la $G(E)$ è definita. Le grandezze dosimetriche di maggiore interesse pratico hanno come mezzo di riferimento un materiale tessuto equivalente (*TE*), ma le grandezze dosimetriche di base, come la dose assorbita e il kerma, possono essere riferite a mezzi diversi da quelli *TE* e, per l'esposizione *X*, il mezzo di riferimento è sempre l'aria. In definitiva, sulla base di considerazioni analoghe a quelle fatte per ricavare la (8.3), anche per la $G(E)$ si può scrivere:

$$G(E) = f(D_{rif}) \propto \Psi(E) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{rif} \tag{8.4}$$

Dalla (8.3) e dalla (8.4), la risposta $R_{E,G}$ del rivelatore (cfr. eq. 8.1) risulta proporzionale al rapporto dei coefficienti di assorbimento di energia massici dei materiali del rivelatore (*riv*) e del mezzo di riferimento (*rif*), essendo:

$$R_{E,G} = \frac{M(E)}{G(E)} \propto \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{riv}}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{rif}} \tag{8.5}$$

I coefficienti di assorbimento di energia massici, μ_{en}/ρ, dipendono dai coefficienti τ/ρ, σ_C/ρ e κ/ρ (cfr. eq. 3.19) che a loro volta dipendono dalle corrispondenti sezioni d'urto di interazione dei fotoni con i due materiali considerati. Il valore di ciascuna delle grandezze τ/ρ, σ_C/ρ e κ/ρ in funzione dell'energia dei fotoni dipende dal numero atomico Z del mezzo. La dipendenza da Z è particolarmente pronunciata nella regione delle energie dei fotoni inferiori a 300 keV, poiché alle basse energie

prevale l'interazione di tipo fotoelettrico e il corrispondente coefficiente τ/ρ dipende da Z^3 (cfr. eq. 3.37). Se, nella 8.5, il numero atomico del rivelatore e quello del materiale cui è riferita la grandezza $G(E)$ considerata sono fra loro diversi, la risposta $R_{E,G}$ risulterà dunque tanto più fortemente variabile con l'energia quanto maggiormente diversi sono i numeri atomici del materiale del rivelatore e di quello relativo alla grandezza $G(E)$.
Per minimizzare la variazione di $R_{E,G}$ con l'energia dei fotoni o rendere $R_{E,G}$ indipendente da E (come è sempre auspicabile), la scelta del materiale del rivelatore del dosimetro dovrebbe essere orientata su un materiale con uno Z molto vicino a quello di riferimento della $G(E)$ considerata. Se ad esempio la $G(E)$ è una grandezza dosimetrica operativa lo Z del rivelatore dovrebbe essere molto prossimo a quello di un materiale tessuto equivalente. Se invece la $G(E)$ è l'esposizione o il kerma in aria, lo Z ideale del rivelatore dovrebbe essere molto prossimo a quello dell'aria. Nella figura 8.2 è mostrato l'andamento della $R_{E,G}$ di tre tipi diversi di rivelatori per fotoni aventi, rispettivamente, uno Z molto più grande, di poco superiore e inferiore rispetto a quello del mezzo di riferimento della $G(E)$. Fra i tre casi considerati il meno sfavorevole è quello riferito alla curva (b). Nella dosimetria della radiazione gamma ambientale, caratterizzata da uno spettro di energia, Φ_E, solitamente crescente al decrescere dell'energia, il numero atomico del rivelatore ha un'influenza notevole sull'incertezza della misura.

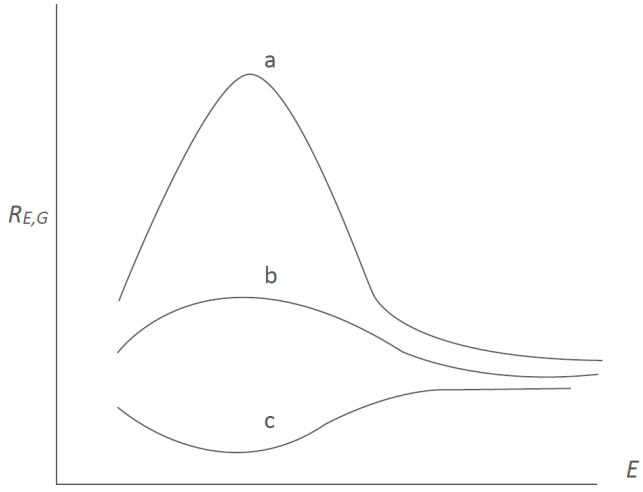


Figura 8.2 - Variazione della risposta $R_{E,G}$ in funzione dell'energia dei fotoni incidenti per un rivelatore il cui numero atomico Z è: (a) molto maggiore, (b) di poco superiore e (c) minore di quello del materiale cui è riferita la grandezza dosimetrica $G(E)$

Un rivelatore ad alto Z, con una risposta come quella della curva (a) in figura 8.2, darebbe infatti luogo a incertezze di misura della stessa entità della variazione percentuale della $R_G(E)$ nell'intervallo di energia di interesse.
Rivelatori come i contatori Geiger o le pellicole fotografiche, i quali sono caratterizzati da un numero atomico più elevato di quello del materiale di riferimento (tessuto equivalente) delle grandezze dosimetriche operative, hanno risposte $R_{E,G}$ che possono variare con E fino a oltre il 300%. Errori dello stesso ordine di grandezza possono essere quindi fatti se con tali rivelatori si misura una grandezza dosimetrica in campi di radiazione gamma con uno spettro di energia compreso fra qualche decina e qualche centinaio di keV. Quando l'uso di rivelatori ad alto Z come quelli citati è indispensabile in quanto essi presentano una elevata efficienza e sensibilità di rivelazione, è necessario in tal caso modificarne la risposta in energia. Ciò può essere fatto disponendo i rivelatori entro opportuni involucri metallici che agiscono da filtro della radiazione di più bassa energia incidente sul rivelatore. Il rivelatore dotato di un tale filtro minimizza la variazione di $R_{E,G}$ alle basse energie (o la rende nulla) semplicemente perché il filtro impedisce che il rivelatore "veda" la radiazione di più bassa energia per la quale esso avrebbe una $R_{E,G}$ molto pronunciata. Un confronto qualitativo fra la $R_{E,G}$ di un rivelatore con e senza filtro è mostrato nell'esempio in figura 8.3.
È importante non trascurare la circostanza che l'appiattimento della curva di risposta $R_{E,G}$ del rivelatore "filtrato" – curva (a) – si può ottenere solo a scapito della sensibilità del rivelatore alla radiazione gamma di più

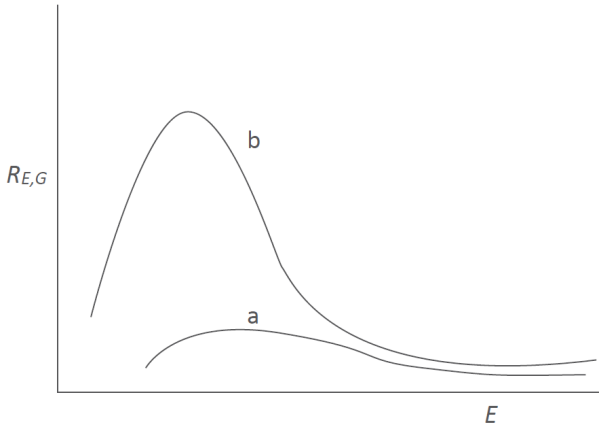


Figura 8.3 - Variazione della risposta $R_{E,G}$ in funzione dell'energia, E, dei fotoni per un medesimo rivelatore dotato (a) e non dotato (b) di filtro di appiattimento della risposta

bassa energia. I filtri, attenuando quella componente di radiazione che produce una sovrarisposta, riescono infatti a rendere più piatta la curva di risposta $R_{E,G}$ in un limitato intervallo di energie, solo assorbendo completamente parte della radiazione di più bassa energia. Quanto maggiore è l'effetto di sovrarisposta che si vuole compensare in un rivelatore "filtrato", tanto maggiore è la soglia di energia sotto cui il rivelatore non "vedrà" la radiazione incidente. Ogni sistema di filtrazione deve perciò essere progettato specificando qual è il valore dell'energia di "taglio" che esso impone per il rivelatore.
Considerazioni analoghe a quelle fin qui fatte per un rivelatore di radiazione gamma valgono per i rivelatori per neutroni la cui $R_{E,G}$ può essere molto variabile entro dati intervalli di energia. Per i rivelatori di neutroni i materiali dei filtri sono diversi da quelli (tipicamente metallici) usati per i rivelatori di radiazione x e gamma. Per i rivelatori di particelle cariche il problema della risposta in energia è meno rilevante che nel caso della radiazione indirettamente ionizzante. Nella misura delle particelle cariche di una data energia è invece essenziale assicurarsi che l'involucro entro cui è disposto il rivelatore abbia uno spessore sufficientemente sottile da poter essere attraversato dalle particelle cariche di quella energia, in modo che queste possano essere intercettate dal rivelatore.

La risposta angolare

I rivelatori dei dosimetri sono disposti all'interno di involucri protettivi e montati su supporti che in generale producono un'attenuazione differenziata della radiazione incidente sul rivelatore da direzioni diverse. La tipica configurazione di un dosimetro con il suo rivelatore è quella mostrata in figura 8.4 dove si può notare come la radiazione incidente sulla regione frontale del dosimetro attraversi un minore spessore di materiale e quindi sia meno attenuata di quella proveniente, con la medesima energia, da altre direzioni e in particolare da quella posteriore. Anche l'involucro entro cui è contenuto il rivelatore ha un ruolo in questo effetto poiché, pur avendo esso uno spessore costante, la radiazione attraversa spessori di involucro crescenti quando la sua direzione di incidenza si allontana da quella normale alle facce del rivelatore. La struttura meccanica del complesso dosimetro-rivelatore varia di norma fra i diversi tipi di dosimetri e quindi l'attenuazione della radiazione incidente sul rivelatore da direzioni diverse è variabile da dosimetro a dosimetro.
In generale il segnale che un dosimetro produce quando è esposto a radiazioni identiche (tipo, fluenza, energia ecc.) tranne che per l'angolo di incidenza sul rivelatore, varia con l'angolo di incidenza della radiazione. Questa circostanza fa sì che, a parità di fluenza di energia cui un dosimetro è esposto, il risultato della misura da esso fornito sia diverso a seconda

di come il dosimetro è orientato rispetto al campo di radiazione.
Per quantificare l'entità di questo effetto si specifica per ciascun tipo di dosimetro, per un dato tipo di radiazione di energia E_0, una sua particolare proprietà: la risposta direzionale o angolare, $R_{\Omega,E}$, definita come

$$R_{\Omega,E} = \frac{M(E_0,\Omega)}{M(E_0,0°)} \tag{8.6}$$

dove: $M(E_0,\Omega)$ è il valore del segnale prodotto dal rivelatore (carica, corrente, numero di impulsi ecc.) quando questo è esposto a un fascio unidirezionale di radiazione incidente su di esso con una fissata energia

Figura 8.4 - Schema elementare di un dosimetro in cui sono evidenziati il rivelatore interno al suo involucro e il suo supporto. Entrambe queste parti del dosimetro possono attenuare, a seconda del loro spessore, più o meno sensibilmente la radiazione in funzione della sua direzione di incidenza. Nello schema in figura sono evidenziate due situazioni opposte: la radiazione proveniente dalla parte posteriore (P) del dosimetro deve attraversare il supporto prima di essere intercettata dal rivelatore. Tale radiazione giunge perciò sul rivelatore attenuata rispetto alla radiazione incidente frontalmente (A)

E_0 e con angolo di incidenza Ω variabile rispetto a una direzione di riferimento Ω_0, $M(E_0, 0°)$ è il valore del segnale prodotto dal rivelatore (carica, corrente, numero di impulsi ecc.) quando esso è esposto a un fascio unidirezionale di radiazione con la medesima energia E ma incidente sul rivelatore lungo la direzione di riferimento Ω_0 ($\Omega_0 = 0°$). Consegue dalla sua definizione che la risposta angolare di un dosimetro è tanto più variabile quanto più il supporto del rivelatore e l'eventuale involucro in cui esso è disposto sono massicci e asimmetrici. Inoltre per uno stesso dosimetro la risposta angolare è tanto più variabile rispetto a Ω quanto minore è l'energia della radiazione incidente. In figura 8.5 è mostrato il tipico andamento di $R_{\Omega,E}$ per un dosimetro il cui rivelatore è circondato da materiale con spessore molto più elevato nella sua regione posteriore rispetto a quello della regione frontale su cui incide la radiazione. La $R_{\Omega,E}$ di un dosimetro per radioprotezione deve essere sempre ben conosciuta quando si misurano campi di radiazione caratterizzati da diverse direzioni di incidenza e soprattutto quando la radiazione considerata è di bassa energia.

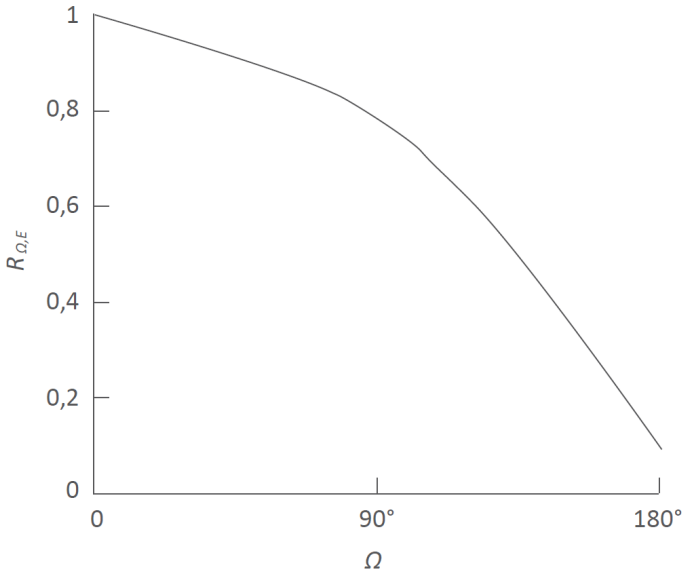


Figura 8.5 - Variazione della risposta angolare $R_{\Omega,E}$ di un dosimetro, per una data energia E, in funzione della direzione di incidenza della radiazione sul suo rivelatore. La risposta è normalizzata a quella corrispondente all'incidenza frontale (0°). Nell'esempio mostrato la $R_{\Omega,E}$ si riferisce a un dosimetro il cui rivelatore è montato su un supporto di spessore tale da attenuare sensibilmente la radiazione. La $R_{\Omega,E}$ si dimezza per un angolo di incidenza di 135° ed è minima, a causa dell'attenuazione da parte del supporto del rivelatore, quando la radiazione proviene dalla parte posteriore (180°) del dosimetro

La conoscenza di $R_{\Omega,E}$ consente di stimare la distribuzione angolare di un campo di radiazione ambientale, effettuando misure diverse in ognuna delle quali il dosimetro viene ruotato in modo che il suo rivelatore intercetti la radiazione dalle diverse direzioni di incidenza. Il non tener conto della risposta angolare di un dosimetro può essere fonte di notevole errore soprattutto nella dosimetria di campi di radiazione con distribuzione angolare non uniforme. La $R_{\Omega,E}$ si determina in fase di taratura del dosimetro. Nel certificato di taratura sono specificati sia i diversi angoli sia l'energia (o le energie) della radiazione per i quali la risposta angolare $R_{\Omega,E}$ è stata determinata.
In base a quanto descritto riguardo alla misura delle grandezze dosimetriche operative (cfr. § 7.3), i monitori di area devono avere una risposta angolare $R_{\Omega,E}$ diversa da quella dei monitori individuali.

La risposta a radiazioni di diverso tipo

Tipi diversi di radiazioni ionizzanti sono di solito simultaneamente presenti nell'ambiente e nei luoghi di lavoro. Le sorgenti di neutroni sono quasi sempre anche sorgenti di radiazione gamma, le sorgenti naturali di radiazione gamma emettono quasi sempre anche radiazione beta, così come le sorgenti di radiazione alfa possono emettere anche radiazione beta e gamma. Nella determinazione delle grandezze dosimetriche operative (cfr. cap. 7) è importante conoscere il tipo di radiazione rivelata dal dosimetro. Le diverse radiazioni possono avere infatti una diversa efficacia biologica, quindi un diverso valore del fattore di qualità Q, e in definitiva un diverso rilievo dal punto di vista radioprotezionistico per le persone ad esse esposte. Sapere quali e quanti tipi di radiazione sono presenti nel campo di radiazione in cui si effettua la misura è quindi necessario affinché si possa utilizzare il coefficiente di taratura appropriato per il dosimetro impiegato. Un dosimetro ideale dovrebbe essere in grado di valutare distintamente i contributi al segnale dovuti ai diversi tipi di radiazione o, in alternativa, essere sensibile solo al tipo di radiazione che si intende misurare. In tal modo la dosimetria in campi misti di radiazione potrebbe essere accuratamente eseguita mediante un solo dosimetro con capacità di discriminazione delle diverse componenti di radiazione, oppure utilizzando dosimetri diversi ciascuno sensibile a un solo tipo di radiazione. In realtà dosimetri con queste caratteristiche di selettività non esistono. Esistono invece rivelatori dotati di una sensibilità prevalente per un dato tipo di radiazione rispetto ad altri. Rivelatori con capacità, sia pur non totale, di discriminazione dei diversi tipi di radiazione, sono nelle situazioni pratiche più frequenti adeguati per la dosimetria in campi misti. Tale capacità è misurata dalla risposta, $R_{mix}(r,r_0)$, che il rivelatore considerato ha per una data radiazione (r) rispetto a una radiazione di riferimento

(r_0). La risposta $R_{mix}(r,r_0)$ è definita dal rapporto

$$R_{mix}(r,r_0)=\frac{M(G_r)}{M(G_{r_0})} \tag{8.7}$$

dove $M(G_r)$ e $M(G_{r_0})$ sono i valori del segnale fornito dal rivelatore quando è esposto, rispettivamente, a due radiazioni diverse cui corrisponde lo stesso valore di dose assorbita in un medesimo punto e mezzo di riferimento. La radiazione denotata dall'indice "r" è quella per la quale si vuole determinare la risposta, mentre l'indice "r_0" indica la radiazione di riferimento per la quale il rivelatore ha la maggiore sensibilità e per la quale è abitualmente usato.
Nella dosimetria in campi di radiazione misti è importante conoscere la capacità di discriminazione del rivelatore associato al dosimetro utilizzato, per evitare errori di misura che possono essere anche considerevoli. La risposta $R_{mix}(r,r_0)$, si determina in fase di taratura del dosimetro per ciascun tipo di radiazione di interesse diversa da quella di riferimento, specificando entrambi i tipi nel simbolo. Ad esempio il simbolo $R_{mix}(n_{th},\gamma_{\text{Co-60}})$, denota la risposta del rivelatore ai neutroni termici rispetto alla radiazione gamma del ^{60}Co.

La ripetibilità e la riproducibilità

La ripetibilità dei risultati delle misure eseguite con un dosimetro è un indice della stabilità del sistema di misura. La ripetibilità è valutabile mediante qualsiasi indicatore (come ad esempio lo scarto tipo) che descriva la dispersione dei risultati sperimentali ottenuti mediante misure ripetute da parte di una stessa persona nelle medesime condizioni sperimentali. Il concetto di "ripetibilità" differisce da quello di "riproducibilità". La riproducibilità descrive, analogamente alla ripetibilità, la dispersione dei risultati sperimentali ma questi risultati riguardano misure che, pur svolte in simili condizioni sperimentali, sono eseguite da persone diverse. Ai fini della caratterizzazione delle proprietà di un sistema dosimetrico interessa preferibilmente conoscere la ripetibilità. Infatti nel concetto di riproducibilità possono intervenire fattori dipendenti non solo dal dosimetro ma anche da chi esegue la misura. Nel dichiarare la ripetibilità delle misure effettuate con un dato dosimetro è necessario specificare il periodo di tempo rispetto al quale la ripetibilità è riferita. Per poter valutare il grado di stabilità di un dosimetro è sufficiente specificare la ripetibilità riferita a: 1) una singola serie di misure (ripetibilità di breve termine), 2) diverse serie di misure ripetute in tempi diversi nell'arco di qualche settimana (ripetibilità di medio termine) e di alcuni mesi (ripetibilità di lungo termine). Minori sono le differenze fra i tre livelli di ripetibilità, maggiore è la qualità

strumentale del sistema dosimetrico. Nella dosimetria in radioprotezione la ripetibilità relativa allo strumento di misura non rappresenta di norma la componente più rilevante rispetto alle numerose altre fonti di incertezza sia di tipo A che di tipo B (cfr. App. A). In particolare nella dosimetria del fondo di radiazione ambientale possono esservi fonti di incertezza molto più elevate rispetto alla ripetibilità del sistema di misura. Tuttavia è sempre opportuno specificare la ripetibilità relativa a ciascun tipo di sistema dosimetrico poiché ciò indica la qualità dell'apparato di misura. Nei sistemi dosimetrici più frequentemente utilizzati in radioprotezione, la ripetibilità può variare da oltre il 10% (dosimetri passivi con rivelatori a pellicola fotografica) a circa lo 0,1% (dosimetri attivi con camere a ionizzazione).

8.3 I principali rivelatori utilizzati nei dosimetri per radioprotezione

I dosimetri impiegati in radioprotezione (sia per il monitoraggio di area che per il monitoraggio individuale) utilizzano un'ampia tipologia di rivelatori a seconda delle misure per le quali essi sono previsti. In relazione al tipo di radiazioni da rivelare, si possono distinguere tre categorie principali di dosimetri:

a) dosimetri per misure di radiazione *x* e gamma con energia compresa fra una decina di keV e alcune decine di MeV;
b) dosimetri per misure di radiazione beta con energia fino ad alcuni MeV);
c) dosimetri per misure di neutroni, classificabili ulteriormente in dosimetri per neutroni termici e per neutroni veloci con energie da 0,025 eV fino a qualche decina di MeV.

La misura di radiazioni di diverso tipo può richiedere dosimetri con diversi tipi di rivelatore. Dosimetri diversi, come i dosimetri di area e quelli individuali, possono essere realizzati anche con rivelatori del medesimo tipo ma con diverse dimensioni, sensibilità, forma ecc.

I rivelatori di più comune impiego per la dosimetria in radioprotezione sono i:

- rivelatori a gas,
- rivelatori a scintillazione,
- rivelatori a termoluminescenza,
- rivelatori a emulsioni fotografiche,
- rivelatori a tracce,
- rivelatori a bolle,
- rivelatori a semiconduttore,
- rivelatori a fotoluminescenza.

Di questi rivelatori sono descritti nel seguito solo le caratteristiche essenziali e gli aspetti di stretta attinenza al loro impiego dosimetrico rinviando, per i dettagli sulle proprietà fisiche e sulle modalità di elaborazione del loro segnale, agli specifici testi sui rivelatori indicati nella bibliografia del capitolo. I rivelatori a semiconduttore sono solo sommariamente descritti in questo capitolo in relazione al loro limitato impiego per scopi strettamente dosimetrici. L'impiego di elezione dei rivelatori a semiconduttore in radioprotezione riguarda le misure di radioattività. I semiconduttori usati a questo scopo saranno descritti nel capitolo sulle misure di attività dei radionuclidi (cfr. cap. 9).

8.3.1 Rivelatori a gas

I rivelatori a gas sono fra i più antichi rivelatori utilizzati per la misura delle radiazioni ionizzanti e sono tuttora largamente utilizzati in dosimetria. Nella sua configurazione di base un rivelatore a gas è costituito da un contenitore riempito con un gas e al cui interno sono disposti due elettrodi (catodo e anodo) fra i quali è applicata una differenza di potenziale (cfr. figura 8.6). Nel volume del rivelatore compreso fra i due elettrodi (il volume attivo del rivelatore) agisce il campo elettrico dovuto alla differenza di potenziale esistente fra catodo e anodo. La radiazione che interagisce con il rivelatore ionizza il gas da cui il rivelatore è costituito con la conseguente formazione di ioni positivi ed elettroni. Le cariche positive e negative così prodotte si muovono nel gas, sotto l'azione del campo elettrico, in direzioni opposte per essere infine raccolte rispettivamente sul catodo e sull'anodo. Un opportuno circuito elettronico elabora il segnale di carica fornito dal rivelatore e fornisce un segnale proporzionale alla ionizzazione e quindi al numero delle particelle ionizzanti che l'hanno prodotta. Se le particelle cedono un'energia E all'interno del volume attivo, il numero di coppie elettrone-ione formate è pari a E/W, dove W è l'energia media necessaria per formare, nel gas considerato, una coppia di ioni (cfr. § 3.3.5). Il segnale, costituito da una corrente o da un numero di impulsi di tensione a seconda del circuito di misura associato al rivelatore, dipende quindi da E/W e può dipendere più o meno sensibilmente, a seconda del tipo di rivelatore, anche dall'intensità del campo elettrico nel rivelatore. L'ampiezza del segnale in un rivelatore a gas in funzione della differenza di potenziale fra i suoi elettrodi varia come mostrato nella figura 8.7 dove è riportata la curva caratteristica di un rivelatore a gas. In questa curva si distinguono i tre principali regimi operativi del rivelatore al variare dell'intensità del campo elettrico applicato: il regime di camera a ionizzazione, il regime di contatore proporzionale e il regime di contatore Geiger-Müller.
Nella parte iniziale del regime di "camera a ionizzazione", cioè per valori

molto bassi del campo elettrico, solo una parte delle cariche prodotte per ionizzazione viene raccolta agli elettrodi, poiché prevalgono i processi di ricombinazione tra cariche di segno opposto. Al crescere del campo elettrico la migrazione delle cariche verso i rispettivi elettrodi tende a prevalere sulla ricombinazione con un sensibile aumento della carica raccolta. Al crescere ulteriore del campo elettrico la carica raccolta aumenta leggermente in modo asintotico verso un valore di saturazione. Nel tratto finale del regime di camera a ionizzazione in cui i fenomeni di ricombinazione si possano ritenere trascurabili, la carica prodotta nel rivelatore è pressoché uguale a quella generata nel processo di ionizzazione. Questa carica è proporzionale all'energia depositata dalla radiazione nel rivelatore ed è poco dipendente dal valore del potenziale ad esso applicato.
Con l'aumentare del campo elettrico inizia il regime cosiddetto di "contatore proporzionale" in cui gli ioni acquistano, durante la loro migrazione, energia sufficiente a ionizzare ulteriormente il gas. Si innesca così un processo di moltiplicazione in cascata, in cui la quantità di

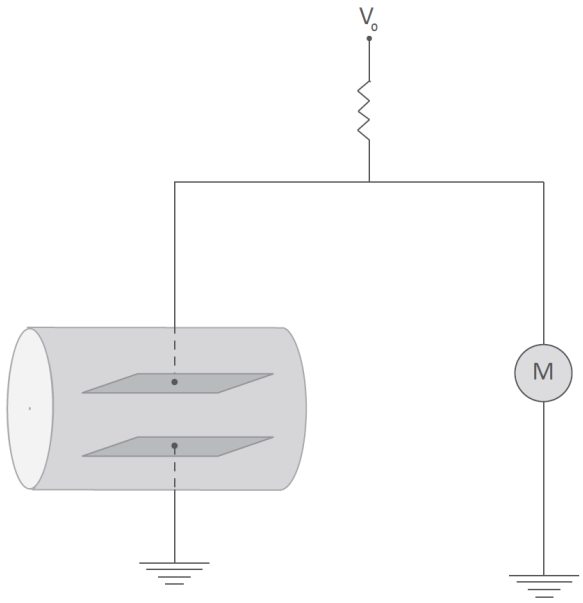


Figura 8.6 - Schema di base di un rivelatore a gas. La forma del contenitore entro cui è contenuto il gas è generica. Anche gli elettrodi fra cui è applicata una differenza di potenziale V_0, possono avere, a seconda del tipo di rivelatore, configurazioni diverse. Il circuito di misura, M, schematizzato in figura come circuito di misura di un segnale di corrente, può essere realizzato anche in modo da misurare il numero di impulsi di tensione

carica raccolta sugli elettrodi aumenta esponenzialmente con la tensione applicata. Come nel regime di "camera a ionizzazione", l'ampiezza del segnale prodotto dal rivelatore è sempre proporzionale all'energia depositata nel gas dalla radiazione ionizzante. Nel regime "proporzionale", a differenza di quello di "camera a ionizzazione", l'ampiezza del segnale prodotto dal rivelatore varia però con il potenziale applicato. Nel regime "proporzionale" si ha infatti una moltiplicazione della carica iniziale prodotta dalla ionizzazione, al crescere della tensione applicata, *V*. Il fattore di moltiplicazione è molto elevato e può raggiungere, all'aumentare di *V*, valori fino a 10^6. Alla regione di proporzionalità segue, all'aumentare di *V*, una regione cosiddetta di "proporzionalità limitata". In questa regione di funzionamento la proporzionalità tende infatti a venir sempre meno poiché il processo di moltiplicazione della carica è talmente ampio

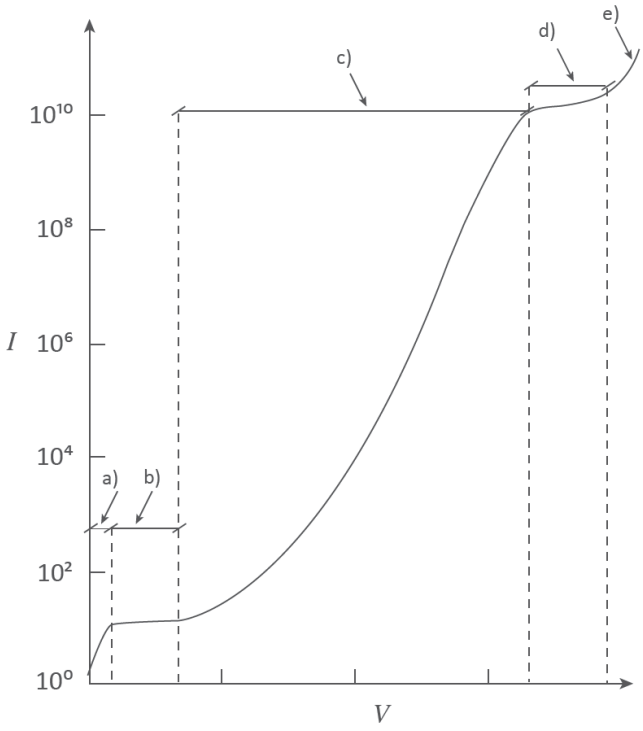


Figura 8.7 - Andamento della curva caratteristica tensione-corrente (*V-I*) di un rivelatore a gas. Le regioni di ricombinazione (a) e di (quasi) saturazione (b) corrispondono al regime operativo di "camera a ionizzazione". Le regioni di proporzionalità (c) e di scarica (e), separate dalla regione intermedia (d), corrispondono rispettivamente ai regimi operativi di "contatore proporzionale" e di "contatore Geiger-Müller". Per semplicità non è evidenziata nel grafico la cosiddetta regione di proporzionalità limitata compresa fra la regione di proporzionalità e quella di scarica

da dar luogo alla formazione di carica spaziale e quindi a una distorsione del campo elettrico all'interno del rivelatore.
Aumentando ulteriormente l'intensità del campo elettrico inizia il regime cosiddetto di "contatore Geiger-Müller". In questa regione di funzionamento del rivelatore i fenomeni di ionizzazione sono caratterizzati da effetti non lineari causati da processi di ionizzazione a valanga che, a partire dal punto in cui ha luogo la ionizzazione iniziale, si diffondono all'interno del rivelatore. Questi molteplici processi a valanga sono innescati dai fotoni ultravioletti di diseccitazione di alcuni tipi di molecole contenute nel gas. Questi fotoni *UV* nell'attraversare il gas, producono ionizzazioni in diversi punti all'interno del rivelatore, dando luogo a un fenomeno di scarica lungo tutto il suo volume. A seguito di questi effetti la proporzionalità del segnale all'energia depositata nel gas dalla radiazione ionizzante scompare gradualmente. Il passaggio di ogni particella provoca infatti la cosiddetta "scarica Geiger" che satura il segnale. Nella regione di scarica l'ampiezza del segnale è perciò praticamente costante e quindi indipendente dalla quantità di ioni iniziali direttamente prodotti dalla particella incidente sul rivelatore.
I rivelatori a gas che operano in ciascuno dei tre regimi descritti sono rispettivamente le camere a ionizzazione, i contatori proporzionali e i contatori Geiger-Müller. A seconda delle esigenze di misura, ciascuno di questi rivelatori ha delle specificità che ne rendono preferenziale l'impiego in condizioni diverse nella dosimetria in radioprotezione. In pratica nessun rivelatore è costruito per operare in tutti i tre regimi operativi. Il funzionamento ottimale del rivelatore esige infatti, per ciascun regime operativo, l'impiego non solo di gas specifici ma anche di specifiche forme e dimensioni del rivelatore. Nel seguito sono descritte le caratteristiche principali dei tre tipi di rivelatore a gas e le loro applicazioni più usuali nella dosimetria in radioprotezione.

Le camere a ionizzazione

Le camere a ionizzazione impiegate per la dosimetria in radioprotezione sono costituite da rivelatori il cui volume è variabile da qualche decina di centimetri cubi fino ad alcuni decimetri cubi. La necessità di volumi relativamente grandi rispetto ad altri tipi di rivelatori deriva dall'esigenza di avere una sensibilità adeguata anche per le misure di campi di radiazione di bassa intensità, quali quelli derivanti dal fondo ambientale, con cui si ha tipicamente a che fare nell'ambito della radioprotezione. Le camere a ionizzazione hanno infatti una sensibilità intrinseca che è molto bassa rispetto ai rivelatori costituiti da materiali solidi di pari volume, poiché i coefficienti di interazione dei gas (cfr. cap. 3) sono, a parità delle altre condizioni, di circa tre ordini di grandezza

inferiori a quelli dei solidi. Le non piccole dimensioni che in genere caratterizzano i dosimetri per radioprotezione basati su camere a ionizzazione possono limitare la loro maneggevolezza. Questa limitazione è però bilanciata dal vantaggio di avere un rivelatore il cui segnale è molto stabile in quanto poco influenzato dalle variazioni del potenziale di polarizzazione. Ciò risulta evidente dall'analisi della curva in figura 8.7 in corrispondenza del regime operativo di "camera a ionizzazione" nella regione di quasi saturazione dove di norma operano questi rivelatori. Questa circostanza rende possibile l'uso di generatori di tensione (pile o alimentatori) anche non eccessivamente stabili e quindi meno sofisticati e poco costosi. Le camere a ionizzazione per la dosimetria in radioprotezione sono costruite con forme e dimensioni diverse. Due dei più frequenti schemi costruttivi sono mostrati in figura 8.8 e riguardano camere a ionizzazione a geometria sferica e camere con elettrodi piani e paralleli. La misura del segnale prodotto da questo tipo di dosimetri è nella prevalenza dei casi eseguita mediante un circuito integratore di corrente il cui schema di principio è mostrato in figura 8.9. Il circuito integra la corrente I generata dalla camera a ionizzazione e la corrispondente carica q accumulata nel condensatore C_q in un dato intervallo di tempo compreso fra t_1 e t_2 è data da:

$$q = \int_{t_1}^{t_2} I dt \tag{8.8}$$

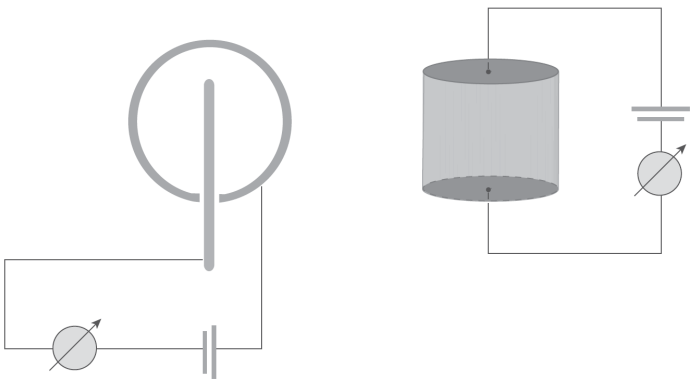


Figura 8.8 - Schemi di camere a ionizzazione con forme diverse. Nelle camere a geometria sferica l'elettrodo collettore (un conduttore a forma di barretta cilindrica o filiforme) è situato in posizione centrale entro il volume delimitato dall'elettrodo di forma sferica cui è applicata la tensione di polarizzazione. Nelle camere a elettrodi piani e paralleli il volume sensibile è delimitato dai due elettrodi costituiti da conduttori con superficie piana

Nel circuito schematizzato in figura 8.9 la corrente I genera una tensione d'ingresso V_i e una tensione di uscita V_u. Se il guadagno A dell'amplificatore è molto elevato – con il rapporto $A/(1+A)$ prossimo a 1 – se la resistenza intrinseca, R_i, del condensatore C_q è molto elevata e se la capacità di ingresso C_i del circuito (comprensiva delle capacità parassite) è trascurabile rispetto alla capacità posta in controreazione, C_q, si può assumere valida la relazione:

$$q \approx C_q \cdot V_u \tag{8.9}$$

In queste ipotesi il segnale di uscita V_u del circuito è proporzionale a q, e quindi alla fluenza di energia della radiazione incidente sulla camera a ionizzazione. Nei circuiti come quelli di figura 8.9 sono utilizzati amplificatori operazionali con guadagno molto elevato (tipicamente non inferiore a 10^4) e si ha anche di norma $C_q >> C_i$. La durata della misura è fissata dal tempo di apertura, t_a, dell'interruttore S che può essere sia azionato manualmente sia programmato per aperture e chiusure cicliche. In alternativa alla misura di carica, ottenuta tramite la (8.9), il circuito può eseguire una misura di corrente, se ad esso sono associate ulteriori componenti circuitali (ad es. un resistore in controreazione anziché un condensatore) in grado di fornire il rapporto $I = q/t_a$.

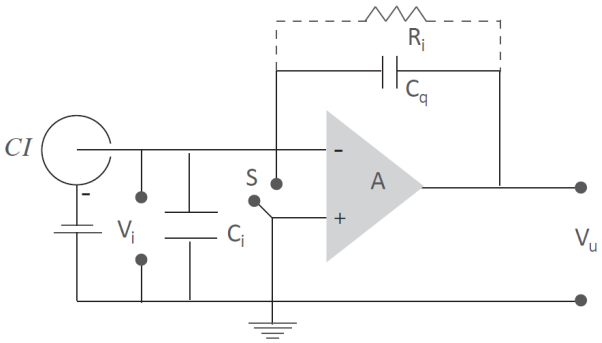


Figura 8.9 - Schema di base di un integratore di corrente associato a un rivelatore che, nel caso considerato, è una camera a ionizzazione (CI). Quando l'interruttore S è chiuso la carica q generata nella camera a ionizzazione (CI) dà luogo a una corrente I e quindi a una tensione V_i e V_u, all'ingresso e all'uscita dell'amplificatore, rispettivamente. Se il guadagno A dell'amplificatore è molto elevato si può assumere che il segnale di uscita V_u sia direttamente proporzionale a q e quindi alla fluenza di energia della radiazione incidente su CI. Se il condensatore in controreazione C_q è sostituito da un resistore, R_i, il segnale di uscita V_u è proporzionale alla corrente anziché alla carica

Gli integratori di corrente utilizzati nei dosimetri per radioprotezione sono di norma forniti di una batteria di condensatori di capacità C_q variabile. Ciascun condensatore viene automaticamente inserito quando si preseleziona il valore massimo di carica che di volta in volta si deve misurare.
Le correnti I dovute alla carica generata da camere a ionizzazione esposte a radiazione ambientale sono in genere molto basse. Nei campi di radiazione meno intensi e per camere di volume non molto elevato queste correnti possono essere particolarmente piccole, anche dell'ordine di 10^{-14} A. Per queste misure può essere critico il rumore di fondo del sistema rivelatore-circuito di misura.
Come molti altri rivelatori, la camera a ionizzazione può essere utilizzata anche in modalità per misure di impulsi. In questa modalità, a differenza di quanto avviene in un circuito integratore di corrente, ogni singola interazione della radiazione incidente sul rivelatore dà luogo a un impulso la cui ampiezza è proporzionale all'energia della particella che ha generato l'evento. In figura 8.10 è mostrato il circuito equivalente del primo stadio di elaborazione del segnale di una camera a ionizzazione che opera in regime impulsivo. A questo primo stadio sono poi connessi i circuiti (non mostrati in figura) dedicati al conteggio degli impulsi ed eventualmente alla misura della loro ampiezza. Il segnale del rivelatore è misurato dalle variazioni di differenza di potenziale, V_R, ai capi della resistenza R. In assenza di cariche di ionizzazione all'interno della camera, ai capi della resistenza R, si misura la tensione di polarizzazione V_0. Quando una particella carica passa attraverso la camera, le coppie di ioni che si formano si spostano sotto l'influenza del campo elettrico verso gli elettrodi della camera, riducendo la tensione rispetto al valore iniziale V_0.

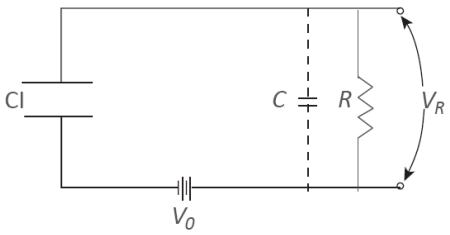


Figura 8.10 - Circuito equivalente per la rivelazione dei singoli impulsi di tensione dovuti alla carica prodotta in una camera a ionizzazione (CI) a seguito di ciascuna interazione della radiazione incidente sul rivelatore. La forma e la durata degli impulsi dipendono dal tempo di raccolta delle cariche e dalla costante *RC* del circuito, mentre la loro ampiezza dipende dalla quantità di carica prodotta a seguito di ciascuna interazione e quindi dall'energia della particella che ha interagito. Non sono mostrati nello schema i moduli elettronici necessari all'amplificazione e al conteggio degli impulsi

Il segnale del rivelatore è costituito dalla differenza di potenziale ai capi della resistenza R e cresce in funzione della carica raccolta agli elettrodi della camera. L'ampiezza di questo impulso di tensione si riporta quindi a zero con un tempo determinato dalla costante di tempo RC del circuito. Se la costante RC è sufficientemente grande rispetto al tempo di raccolta delle cariche, si ha un impulso la cui ampiezza è proporzionale alla quantità di carica prodotta all'interno della camera. Tipici tempi di raccolta degli elettroni sono dell'ordine dei microsecondi, mentre per gli ioni sia positivi che negativi, essi sono dell'ordine dei millisecondi.
Come sarà illustrato più avanti, i portatori di carica nelle camere a ionizzazione di uso più frequente (il cui gas è l'aria) sono essenzialmente ioni, anziché ioni ed elettroni. Per avere quindi un segnale che rappresenti tutta la carica prodotta, la costante di tempo del circuito deve essere dell'ordine di qualche millisecondo. Questa circostanza costituisce una limitazione nell'impiego delle camere operanti in regime impulsivo poiché in queste condizioni la camera a ionizzazione può essere usata solo con bassi ratei di fluenza. In compenso questa modalità di misura permette di fare della spettrometria, cioè di determinare anche l'energia delle particelle incidenti. Tale possibilità si ha tuttavia solo se la radiazione incidente perde tutta la sua energia nel rivelatore. Le misure spettrometriche con camere a ionizzazione a impulsi sono perciò possibili con particelle alfa e comunque con radiazioni di energia sufficientemente bassa da essere completamente arrestate nel volume di gas del rivelatore. Va comunque tenuto presente che per le misure spettrometriche con rivelatori a gas altri tipi di rivelatori, come i contatori proporzionali (vedi oltre), sono di norma preferibili.
A parità di fluenza di energia della radiazione incidente il segnale fornito da una camera a ionizzazione dipende dal gas e dal materiale delle pareti del rivelatore. L'ampiezza del segnale dipende dal numero (e dall'energia) delle particelle cariche che ionizzano il gas del rivelatore. Quando la radiazione è costituita da fotoni, l'ampiezza del segnale cresce all'aumentare del numero atomico, Z, del gas e delle pareti. In camere a ionizzazione di volume non molto grande il valore dello Z del materiale delle pareti del rivelatore può avere un ruolo prevalente rispetto a quello del gas. Poiché il materiale delle pareti è un solido, il numero di interazioni con cui i fotoni producono gli elettroni che successivamente ionizzano il gas, può essere maggiore nelle pareti che nel gas del rivelatore. La dipendenza della risposta, $R_{E,G}$ (cfr. eq. 8.5), di una camera a ionizzazione dall'energia dei fotoni può essere perciò sensibilmente modificata a seconda del materiale usato come parete della camera. Se la grandezza dosimetrica G è riferita a un materiale tessuto equivalente (cfr. cap. 7), sarà quindi necessario utilizzare per le pareti della camera

(e anche per il gas) un materiale con uno Z possibilmente non molto dissimile da quello del tessuto, affinché si possa avere una trascurabile dipendenza di $R_{E,G}$ dall'energia dei fotoni.
Nelle camere a ionizzazione il regime di completa saturazione nella raccolta della carica (cfr. fig. 8.7) in pratica non è mai raggiunto. L'incompleta raccolta delle cariche si riscontra prevalentemente nelle camere a ionizzazione, rispetto ad altri tipi di rivelatori, poiché il gas prevalentemente usato nelle camere a ionizzazione è l'aria. La presenza nell'aria di un gas elettronegativo come l'ossigeno fa sì che gran parte degli elettroni liberati dalle ionizzazioni si "attacchino" (ancor prima di raggiungere l'anodo) alle molecole di ossigeno formando così ioni negativi. Questi ultimi hanno, non appena formati, un'elevata probabilità di interagire con gli ioni positivi originariamente prodotti dalla ionizzazione. Ioni di segno opposto possono perciò neutralizzarsi (ricombinazione ionica) causando una riduzione del segnale.
Il fenomeno della ricombinazione ionica nelle camere a ionizzazione con aria è sempre presente anche per tensioni di polarizzazione relativamente alte. Come sarà descritto più in dettaglio nel capitolo 15, l'entità della ricombinazione dipende dalle caratteristiche del campo di radiazione oltreché da quelle della camera. Tuttavia per i campi di radiazione cui si è più usualmente interessati in radioprotezione, in particolare nella dosimetria della radioattività ambientale, la correzione per l'effetto della ricombinazione ionica si può ritenere generalmente trascurabile.
Gli effetti di ricombinazione della carica sono praticamente sempre trascurabili se il gas di riempimento delle camere a ionizzazione è costituito da gas nobili e in generale da gas non elettronegativi. Non sempre l'uso di questi gas è tuttavia possibile poiché la scelta del gas influenza, in relazione al suo numero atomico Z, la risposta del rivelatore sia rispetto al tipo che all'energia della radiazione che s'intende misurare. D'altra parte l'uso dell'aria come gas di riempimento rende la costruzione e l'impiego di una camera a ionizzazione molto più semplice ed economico rispetto all'uso di qualsiasi altro gas.
Le camere a ionizzazione possono essere di tipo sigillato o non sigillato a seconda che il volume che contiene il gas di riempimento sia o meno a tenuta. Le camere di tipo non sigillato sono costruttivamente più semplici e il gas (di norma l'aria) è sempre in equilibrio con l'aria dell'ambiente esterno. Questa circostanza rende d'altra parte il segnale della camera dipendente, a parità di tutte le altre condizioni, dalla temperatura e dalla pressione atmosferica. La massa d'aria (interna al rivelatore) in equilibrio con l'aria esterna varia infatti in funzione della temperatura e della pressione atmosferica. Questa dipendenza richiede una correzione del segnale che può variare da qualche percento a

qualche frazione di percento. Tale correzione deve quindi essere sempre determinata ogni qualvolta si richieda un'incertezza sulla misura non superiore a qualche percento. Per il calcolo di questa correzione si rinvia al capitolo 15 con specifico riferimento alla dosimetria in radioterapia con camere a ionizzazione. Le camere a ionizzazione possono rivelare qualsiasi tipo di radiazione ma con una sensibilità molto variabile in funzione del gas e del materiale delle pareti utilizzate. Le camere a ionizzazione ad aria, che per la loro semplicità costruttiva costituiscono la componente maggioritaria di questi rivelatori, sono usate prevalentemente per la dosimetria di radiazione *x* e gamma. L'efficienza delle camere a ionizzazione ad aria alla radiazione gamma è piuttosto modesta, ma questa limitazione è compensata dal fatto che la gran parte dei dosimetri con camere a ionizzazione ha una dipendenza poco pronunciata dall'energia dei fotoni per tutte le grandezze dosimetriche *G* di maggiore interesse.

I contatori proporzionali

I contatori proporzionali su cui sono basati diversi tipi di dosimetri per radioprotezione sono rivelatori con volume generalmente più piccolo di quello tipico delle camere a ionizzazione. Infatti la moltiplicazione della carica tipica di questo tipo di rivelatori fa sì che, a parità di altre condizioni (campo di radiazione, volume e materiali del rivelatore ecc.), essi abbiano una sensibilità molto maggiore di quella delle camere a ionizzazione. Questa maggiore sensibilità può variare di un fattore da 10^3 a 10^6, a seconda del fattore di moltiplicazione del contatore considerato. La configurazione di base di un contatore proporzionale è mostrata in figura 8.11. Lo schema generale è quello tipico di un rivelatore a gas dove però, a differenza della camera a ionizzazione, è molto importante che l'elettrodo centrale sia costituito da un filamento molto sottile. Questo è un requisito costruttivo del contatore proporzionale, poiché grazie a questa configurazione è possibile raggiungere campi elettrici elevati in prossimità dell'anodo anche con modeste differenze di potenziale fra catodo (l'involucro metallico esterno) e anodo (l'elettrodo centrale). Se la forma del contatore è cilindrica, come nello schema mostrato in figura 8.11, il campo elettrico $E(r)$ diminuisce fortemente all'aumentare della distanza, *r*, dall'elettrodo centrale (sull'asse del rivelatore) essendo:

$$E(r) = \frac{V}{r \ln(b/a)} \tag{8.10}$$

dove *V* è la differenza di potenziale tra gli elettrodi, *a* è il raggio del filamento (l'elettrodo centrale) e *b* è il raggio interno dell'involucro

cilindrico (l'elettrodo esterno). Il rapporto a/b nei contatori proporzionali è di norma inferiore a 10^{-3}. In prossimità dell'elettrodo centrale, lungo tutta la sua estensione, si hanno i valori più elevati dell'intensità del campo elettrico. Il valore massimo del campo elettrico si ha sulla superficie dell'anodo dove, a parità delle altre condizioni, il campo è tanto maggiore quanto minore è il raggio dell'anodo. Si ha infatti dalla (8.10):

$$E(a) = \frac{V}{a \ln(b/a)} \tag{8.11}$$

Solo nella regione del contatore vicinissima all'elettrodo centrale, il campo elettrico è sufficientemente intenso (almeno 10^6 $\mathrm{V\,m^{-1}}$) da permettere la raccolta delle cariche prodotte dalle ionizzazioni e da innescare il processo della loro moltiplicazione. Il volume, intorno all'anodo, entro cui avviene il processo di moltiplicazione e di raccolta della carica è piccolissimo rispetto al volume totale del contatore, essendo il rapporto fra questi due volumi dell'ordine di 10^{-5}. Da ciò consegue che i segnali prodotti da un contatore proporzionale sono quelli dovuti ai soli eventi originati nelle immediate vicinanze del filamento centrale. Se tale circostanza non fosse verificata, l'ampiezza di ciascun impulso fornito dal contatore dipenderebbe anche dal punto, interno al rivelatore, dove ha avuto luogo l'evento iniziale di ionizzazione da cui l'impulso deriva.
Grazie alla loro elevata sensibilità i contatori proporzionali, anche se di volume relativamente piccolo, sono utilizzabili per la dosimetria in campi di radiazione poco intensi come quelli che più frequentemente si riscontrano nelle misure ambientali. Per misure di radiazioni *x* e gamma la sensibilità dei contatori proporzionali è resa ulteriormente elevata (rispetto alle camere a ionizzazione) dall'elevato numero atomico, *Z*, dei materiali di cui sono costituiti sia il gas che le pareti di gran parte di questi rivelatori.
I gas usati nei contatori proporzionali devono essere tali da dar luogo a un elevato fattore di amplificazione e minimizzare il fenomeno della ricombinazione ionica. Questa necessità esclude l'uso di gas come l'aria (che contiene ossigeno) e comporta l'impiego di gas non elettronegativi come i gas nobili e fra essi, prevalentemente, quelli con più alto numero atomico. Un gas tipicamente utilizzato nei contatori proporzionali è l'argon, di norma miscelato con metano (10%) per impedire la formazione di scariche.
I contatori proporzionali consentono non solo misure di fluenza di radiazioni ma anche misure spettrometriche, cioè di distribuzione dell'energia della radiazione incidente. Le misure spettrometriche con i contatori proporzionali sono rese possibili dal fatto che essi possono agevolmente operare in regime impulsivo. A differenza di quanto accade

in una camera a ionizzazione in cui un evento di ionizzazione dovuto a una particella produce un impulso di carica di piccola ampiezza, l'impulso prodotto da un contatore proporzionale a seguito dell'interazione di una particella con caratteristiche simili è sempre molto più ampio grazie al suo elevato fattore di moltiplicazione. Pertanto, mentre alle camere a ionizzazione sono associati prevalentemente circuiti che ne misurano la corrente (o la carica prodotta entro un dato intervallo di tempo) ai contatori proporzionali sono invece di norma associati circuiti di tipo impulsivo. La spettrometria è basata sul conteggio e sull'analisi degli impulsi prodotti dal contatore, in quanto l'energia delle particelle del campo di radiazione è proporzionale all'ampiezza degli impulsi che esse generano nel contatore, mentre la loro fluenza è correlata al numero degli impulsi misurati.
Il circuito di misura generalmente associato a un contatore proporzionale ha uno schema di base come quello mostrato in figura 8.12. Il segnale generato dal rivelatore è inviato a un preamplificatore il cui ruolo è anzitutto quello di adattatore di impedenza. Il preamplificatore (con una bassa impedenza di uscita) consente di ottimizzare l'accoppiamento elettrico fra il rivelatore e l'amplificatore (con una elevata impedenza di ingresso) evitando che il debole segnale fornito dal rivelatore sia eccessivamente attenuato allo stadio di ingresso dell'amplificatore. Il preamplificatore effettua al contempo una iniziale amplificazione del segnale del rivelatore prima che esso pervenga all'amplificatore per la sua

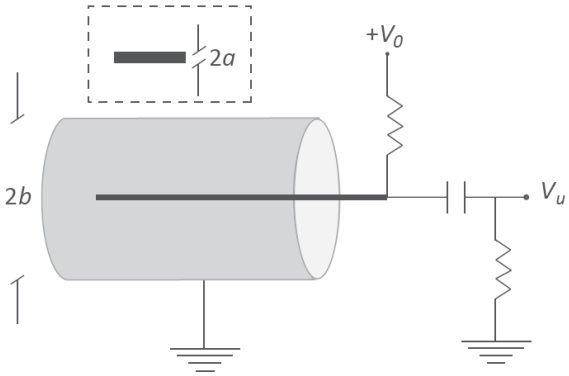


Figura 8.11 - Schema di un contatore proporzionale costituito da un involucro metallico (catodo) al cui interno si trova il gas di riempimento (tipicamente una miscela di argon-metano) e l'anodo di raccolta delle cariche. Fra catodo e anodo esiste un campo elettrico non uniforme generato dalla differenza di potenziale V_0. L'anodo del contatore è un sottile filamento metallico tale che il campo elettrico nelle sue immediate vicinanze è sufficientemente elevato da innescare il processo di moltiplicazione delle cariche prodotte dalla ionizzazione. Lo spessore, $2a$, dell'anodo (v. riquadro) è molto più piccolo del diametro, $2b$, del catodo cilindrico

amplificazione definitiva. Ciascun impulso in uscita dall'amplificatore ha un'ampiezza proporzionale all'energia della particella che lo ha generato. Se s'intende fare una spettrometria del campo di radiazione incidente sul rivelatore, la distribuzione delle ampiezze di questi impulsi può essere determinata mediante un analizzatore di ampiezza che usualmente è costituito da un computer dotato di un convertitore analogico digitale. Se invece lo scopo della misura è di determinare solo il numero di particelle incidenti, l'analizzatore multicanale può essere sostituito da un più semplice contatore di impulsi. La misura dell'energia è subordinata alla possibilità che le particelle che interagiscono con il gas del rivelatore perdano al suo interno tutta la loro energia. Nel caso della radiazione x o gamma con energie non superiori a qualche decina di keV l'impiego tipico di gas ad alto Z, la cui sezione d'urto è per questa radiazione particolarmente elevata (cfr. cap. 3), permette di fare sia misure spettrometriche che misure di fluenza. Al crescere dell'energia dei fotoni, la bassa densità tipica dei gas non consente, anche per valori alti dello Z del gas, di far arrestare all'interno del rivelatore le particelle. Per fotoni con energia al di sopra dei 50-60 keV i contatori proporzionali non sono quindi adatti per misure spettrometriche. Per misure di fluenza di radiazione gamma (e di tutte le grandezze correlabili mediante taratura alla fluenza) i contatori proporzionali sono invece praticamente sempre utilizzabili. È necessario però tener conto del fatto che la risposta in energia, $R_{E,G}$, dei contatori proporzionali è in genere piuttosto pronunciata per la misura

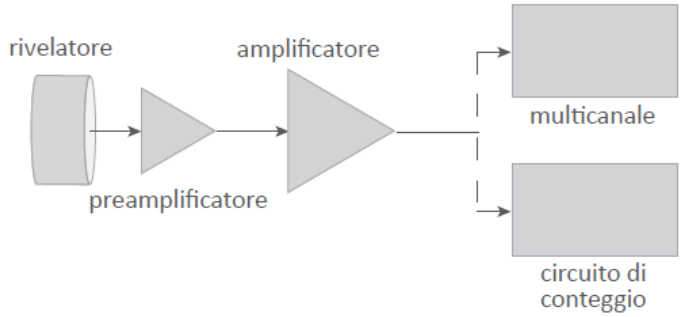


Figura 8.12 - Schema delle componenti principali di un circuito di misura associato a un contatore proporzionale. Il segnale di tensione prodotto dal rivelatore, dopo un primo stadio di amplificazione da parte del preamplificatore, è ulteriormente amplificato dall'amplificatore allo scopo di: a) poter essere inviato a un circuito di conteggio degli impulsi se l'obiettivo della misura è determinare soltanto la fluenza di particelle, oppure, b) poter essere elaborato da un analizzatore di ampiezze (multicanale) se s'intende determinare sia il numero delle particelle che hanno interagito con il contatore sia la loro distribuzione di energia

delle grandezze dosimetriche, G, in campi di fotoni con energia inferiore a qualche centinaio di keV. Questa circostanza, dovuta ai materiali ad alto Z di cui sono di norma fatti i contatori proporzionali, rende l'uso di questi rivelatori più critico rispetto alle camere a ionizzazione.
I contatori proporzionali sono invece quasi sempre utilizzabili per la spettrometria di particelle cariche come la radiazione beta e la radiazione alfa in quanto le radiazioni alfa e beta emesse dalla gran parte dei radionuclidi sono completamente assorbite nel gas anche dopo averne attraversato piccoli spessori (non oltre qualche centimetro) tipici delle dimensioni dei più comuni contatori proporzionali.
Nelle misure della radiazione alfa e beta mediante contatori proporzionali è molto importante tener conto degli effetti di assorbimento della radiazione da parte delle pareti del contatore. Per tener conto di questi effetti i contatori per radiazione alfa e beta devono essere dotati di "finestre" molto sottili tali da rendere trascurabile l'energia persa dalla radiazione nel loro attraversamento. La finestra di un contatore viene realizzata praticando sulla parete del contatore un'apertura che viene sigillata mediante una lamina (di materiale plastico, di mica o di berillio ecc.) molto più sottile delle pareti del contatore. La misura delle particelle alfa è particolarmente critica in quanto possono essere necessarie a tale scopo finestre con spessori dell'ordine di 1 mg cm^{-2}. Se l'energia della radiazione è molto bassa e/o lo spessore della finestra del contatore non è sufficientemente sottile, è necessario disporre di particolari contatori proporzionali che consentano di introdurre (e poi estrarre) la sorgente al loro interno. Con questo tipo di contatori l'efficienza di rivelazione per radiazione alfa e beta può raggiungere valori compresi fra circa il 50% e il 100%.
I contatori proporzionali possono essere usati anche per misure di neutroni se si usano gas caratterizzati da una elevata sezione d'urto di interazione con i neutroni. Idonei gas di riempimento a tale scopo sono il trifluoruro di boro (BF_3) e l'elio-3 (^{3}He). I neutroni interagendo con i nuclei di ^{10}B o di ^{3}He danno luogo a reazioni nucleari con produzione di particelle alfa e protoni, rispettivamente. Nei contatori con BF_3 la reazione è del tipo $^{10}B(n,\alpha)^7Li$, mentre nei contatori con ^{3}He ha luogo la reazione $^3He(n,p)^3H$. Sia le particelle alfa che i protoni prodotti in queste reazioni sono poi rivelati dal contatore con altissima efficienza. Le reazioni neutroniche con il ^{10}B e l'^{3}He hanno una sezione d'urto che è molto elevata per i neutroni termici e che decresce rapidamente al crescere dell'energia dei neutroni. Cionondimeno i contatori a BF_3 e a ^{3}He possono sono usati anche per la misura di neutroni veloci. A tal fine si dispone intorno al contatore uno strato di materiale idrogenoso (cfr. § 3.4) che, termalizzando i neutroni veloci incidenti sul rivelatore, ne rende possibile la rivelazione con una elevata efficienza. Su questo

metodo è basato il cosiddetto "remcounter", un tipo di dosimetro per il monitoraggio ambientale dei neutroni sia termici che veloci. I "remcounter", realizzati specificamente per misurare l'equivalente di dose (cfr. cap. 4), hanno come rivelatore un contatore proporzionale (cilindrico o sferico) il cui gas di riempimento è di norma BF_3 o ^3He. Il rivelatore di un remcounter è circondato da strati di materiali diversi (tipicamente polietilene come moderatore e cadmio e piombo come attenuatori) ciascuno con opportuno spessore. Lo scopo di questi materiali è di far sì che il contatore abbia una risposta in termini di equivalente di dose, $R_{E,H}$, ragionevolmente costante nell'intervallo di energia fra 0,025 eV e 10 MeV circa.

I contatori Geiger-Müller

I contatori Geiger-Müller (G-M) usati per la dosimetria in radioprotezione sono fra i rivelatori a gas quelli utilizzabili anche in dimensioni molto piccole, dell'ordine di qualche centimetro cubo o di volume ancora inferiore. La sensibilità dei contatori G-M è infatti, fra i contatori a gas, la più elevata in quanto i fattori di amplificazione tipici di questi contatori possono raggiungere valori fino a 10^{10}. Lo schema costruttivo di un contatore G-M è sostanzialmente analogo a quello del contatore proporzionale (cfr. figura 8.11). Essenziale per il suo funzionamento è lo spessore molto sottile (tipicamente 0,1 mm) dell'elettrodo centrale a filo in modo da consentire, anche con differenze di potenziale non molto elevate, di realizzare nelle immediate vicinanze dell'elettrodo campi elettrici sufficienti (cfr. eq. 8.10 e 8.11) ad attivare il processo di moltiplicazione a valanga della carica. Un contatore G-M è strutturalmente simile a un contatore proporzionale differendo da questo soprattutto per il tipo di gas impiegato. Il regime di scarica caratteristico del contatore G-M rende necessari degli accorgimenti nella composizione del gas per evitare che un singolo evento di ionizzazione inneschi una serie successiva di scariche. Tale circostanza avrebbe, fra le varie conseguenze, anche quella di rendere il contatore inattivo per un tempo eccessivamente prolungato rispetto ad altri eventi di ionizzazione successivi al precedente. L'efficienza del contatore nel rivelare le particelle su di esso incidenti verrebbe in tal modo sensibilmente ridotta. La riduzione della successione di scariche è usualmente ottenuta miscelando al gas del rivelatore (come ad es. l'argon) una piccola quantità di gas cosiddetti di "spegnimento". Questi gas sono costituiti tipicamente da molecole organiche (come ad es. etanolo o butano) o da alogeni (come ad es. cloro o bromo). I gas di spegnimento agiscono attraverso diversi meccanismi fra cui, principalmente, quello di assorbire i fotoni *UV* che nel contatore G-M fanno propagare la scarica e quello di cedere elettroni che neutralizzano parte degli ioni positivi.

Il segnale di un contatore G-M ha, a differenza di quelli prodotti dagli altri rivelatori a gas, un'ampiezza sufficiente da non richiedere un circuito di amplificazione. Gli impulsi di un contatore G-M, la cui ampiezza può essere anche di qualche volt, sono di norma inviati direttamente a un'unità di conteggio e il circuito di misura risulta quindi essere molto meno elaborato dei circuiti associati ad altri tipi di rivelatori a gas. Ciò rende i dosimetri basati su rivelatori G-M strumenti molto semplici, miniaturizzabili e di costo contenuto.
La semplicità dei dosimetri G-M, unitamente al fatto di poter essere realizzati anche in piccole dimensioni, è alla base della loro utilizzazione sia nel monitoraggio di area sia in quello individuale. A questi vantaggi pratici fa però riscontro una minore versatilità di impiego di questo tipo di rivelatori. Ogni scarica in un contatore G-M genera mediamente la stessa carica totale, indipendentemente dalla quantità di ioni primari prodotti. L'informazione sullo spettro di energia della radiazione incidente viene quindi completamente persa. Inoltre, l'uso dei contatori G-M non è indicato per misure di campi di radiazione molto intensi. La scarica che ha luogo nel contatore ha una durata variabile fra qualche decina e qualche centinaio di microsecondi, durante i quali il rivelatore non risponde al passaggio di ulteriori particelle. Nelle misure di elevati ratei di fluenza il rivelatore può quindi paralizzarsi impedendo la rivelazione di parte della radiazione incidente. Quando il rateo di conteggio raggiunge il migliaio di conteggi al secondo il tempo di paralisi del contatore (il cosiddetto tempo morto del contatore) può diventare abbastanza elevato da pregiudicare la linearità di risposta del sistema di misura. Il contatore G-M presenta d'altra parte il vantaggio di poter essere impiegato in presenza di campi di radiazione caratterizzati da ratei di fluenza molto bassi per i quali altri tipi di rivelatore a gas non hanno sufficiente sensibilità.
I contatori G-M sono usati prevalentemente per misure di radiazione gamma e radiazione beta e a tal riguardo valgono per i contatori G-M considerazioni analoghe a quelle già evidenziate per i contatori proporzionali. È importante, nelle misure di radiazioni beta e di fotoni di bassa energia, verificare l'esistenza e l'adeguatezza della "finestra" del contatore. Finestre di mica con spessore di circa 0,01 mm, o di altro materiale con spessore di 1-2 $\mathrm{mg\,cm^{-2}}$, sono usate per poter rivelare particelle alfa e beta o radiazione gamma di bassa energia dell'ordine di una decina di keV. Ugualmente importante è tener conto, nelle misure di radiazione x e gamma, della risposta in funzione dell'energia, $R_{E,G}$, che per i contatori G-M può essere ancor più pronunciata (a causa dei materiali costruttivi tipicamente ad alto Z) di quella dei contatori proporzionali.
I dosimetri basati sui rivelatori G-M, pur limitati a tipologie di misure

più semplici rispetto alle camere a ionizzazione e ai contatori proporzionali, sono tuttavia utilmente impiegati per svariate esigenze di monitoraggio ambientale e individuale.

8.3.2 I rivelatori a scintillazione

Diversi tipi di dosimetri per misure ambientali sono basati sui rivelatori a scintillazione. I rivelatori a scintillazione sfruttano la proprietà di alcuni materiali (materiali scintillanti), solidi o liquidi, di emettere luce quando sono attraversati da radiazione ionizzante. La quantità di luce emessa è proporzionale alla fluenza di energia della radiazione incidente sul rivelatore. Tale luce viene poi convertita in un segnale elettrico tramite fotomoltiplicatori o fotodiodi. Affinché un materiale scintillante possa essere utilizzato come rivelatore, è necessario che esso sia trasparente alla luce emessa. La lunghezza d'onda di questa luce deve inoltre essere compatibile con la risposta spettrale del fototubo utilizzato.
L'evoluzione temporale dell'emissione luminosa di uno scintillatore è descritta dalla relazione:

$$N(t) = Ae^{\frac{-t}{\tau_f}} + Be^{\frac{-t}{\tau_s}} \qquad (8.12)$$

Dove $N(t)$ è il numero di fotoni visibili emessi, A e B sono coefficienti dipendenti dalla composizione del materiale scintillante e dalla natura ed energia della radiazione incidente, mentre τ_f e τ_s sono tempi caratteristici dipendenti dalla composizione dello scintillatore. In questo modello il tempo di salita del segnale è trascurato, in quanto nella maggior parte dei casi esso è molto inferiore ai tempi caratteristici τ_f e τ_s. Nella (8.12), la componente di $N(t)$ con tempo di decadimento τ_f è la componente veloce (o di fluorescenza), mentre quella con tempo di decadimento $\tau_s > \tau_f$ è la componente lenta (o di fosforescenza). Per avere segnali di più breve durata è quindi conveniente considerare solo quegli scintillatori in cui la componente di fosforescenza sia trascurabile rispetto a quella di fluorescenza ovvero avere $B << A$. In alcune situazioni sperimentali, la dipendenza dei coefficienti A e B dal tipo di radiazione incidente (in particolare, dal LET) viene sfruttata per poter discriminare le varie particelle in base alla forma dell'impulso luminoso.
Gli scintillatori possono essere realizzati con materiali sia allo stato solido che liquido e hanno il vantaggio di poter essere costruiti con forme diverse e in un ampio intervallo di dimensioni: da pochi millimetri cubi ad alcuni decimetri cubi. Questa circostanza li rende utilizzabili per misure in campi di radiazione più o meno intensi dove possono essere richieste efficienze di rivelazione fra loro molto diverse.
I rivelatori a scintillazione hanno una più o meno pronunciata dipendenza

della loro risposta, $R_{E,G}$, dall'energia dei fotoni a seconda del loro numero atomico medio e del materiale entro cui possono essere sigillati. La loro variabile configurazione fisica, unitamente al fatto che i loro involucri protettivi possono avere uno spessore non costante, può rendere consistente anche la variabilità della loro risposta angolare.
La quantità di luce emessa in uno scintillatore e quindi l'ampiezza di ciascun segnale fornito dal rivelatore a seguito di un singolo evento di ionizzazione di una particella è proporzionale all'energia che la particella ha perso nel rivelatore in quell'evento. I rivelatori a scintillazione consentono perciò di effettuare anche misure spettrometriche della radiazione su di essi incidente. A tal riguardo gli scintillatori non hanno le limitazioni tipiche dei rivelatori a gas come le camere a ionizzazione o i contatori proporzionali. Con i rivelatori a gas infatti, la spettrometria è possibile solo con quella radiazione che può essere totalmente assorbita nel volume del gas del contatore, come ad esempio la radiazione x e gamma di bassissima energia. La densità molto più elevata degli scintillatori, rispetto a quella dei contatori a gas, rende invece possibile con gli scintillatori misure spettrometriche anche per fotoni con energia di alcuni MeV.
Il segnale di luce fornito da uno scintillatore può essere convertito in un segnale e quindi in un impulso di tensione mediante un fotomoltiplicatore. Lo schema tipico di un fotomoltiplicatore è raffigurato in figura 8.13. Il fotocatodo assorbe i fotoni di scintillazione su di esso incidenti ed emette, per effetto fotoelettrico, gli elettroni che vengono successivamente accelerati da un campo elettrico. Il rapporto tra numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo e i fotoni incidenti rappresenta l'efficienza quantica del fotocatodo:

$$\eta(\lambda) = \frac{numero\ di\ fotoelettroni\ emessi}{numero\ di\ fotoni\ incidenti\ con\ lunghezza\ d'onda\ \lambda} \qquad (8.13)$$

L'efficienza quantica è fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda della luce emessa dallo scintillatore e anche dal materiale utilizzato come fotocatodo. Per questo motivo, è sempre necessario valutare con attenzione, per ciascun tipo di scintillatore (caratterizzato da una data lunghezza d'onda della luce da esso emessa) l'accoppiamento scintillatore-fotocatodo. Tipici valori di η sono dell'ordine del 20-30%. Gli elettroni con energia sufficiente a fuoriuscire dal fotocatodo vengono accelerati da un campo elettrico e focalizzati verso una serie di dinodi, i quali danno luogo a un processo di moltiplicazione del numero degli elettroni su di essi incidenti. Un partitore di tensione permette di avere una differenza di potenziale (d.d.p.) costante tra le coppie di dinodi consecutivi. Questa d.d.p. fornisce agli elettroni energia sufficiente a

innescare un processo di emissione di elettroni secondari a seguito della loro interazione con la superficie dei dinodi. La d.d.p. tra un dinodo e il successivo è dell'ordine delle centinaia di volt.
Il tipico valore del fattore di moltiplicazione interdinodo è intorno a 5. Il guadagno complessivo di un fotomoltiplicatore dipende dal numero dei dinodi e dalla tensione applicata, raggiungendo valori compresi fra 10^6 e 10^9. Il segnale dell'ultimo dinodo, ovvero dell'anodo, viene infine inviato ai successivi stadi di amplificazione ed elaborazione.
I circuiti di misura associati ai rivelatori a scintillazione sono analoghi a quelli usati per tutti gli altri tipi di rivelatori in cui gli eventi di ionizzazione delle singole particelle possono essere trasformati in impulsi di tensione di cui si misura il numero e l'ampiezza. Lo schema a blocchi di un tipico circuito di misura per spettrometria è mostrato in figura 8.14. I rivelatori a scintillazione sono utilizzati prevalentemente nelle misure in cui è necessario conoscere non solo il numero degli eventi (misure di fluenza di particelle) ma anche la distribuzione della loro energia (spettrometria). Se le misure riguardano la radiazione *x* e gamma, questi rivelatori sono infatti molto più idonei dei rivelatori a gas grazie al loro più elevato coefficiente di attenuazione (cfr. § 3.2) e al conseguente più intenso segnale prodotto dalla radiazione in uno scintillatore. L'impiego più tipico dei rivelatori a scintillazione non riguarda tuttavia le misure di grandezze dosimetriche ma le misure di attività dei radionuclidi, di cui si tratterà successivamente (cfr. cap. 9).
Gli scintillatori possono essere realizzati con materiali di tipo sia inorganico che organico.

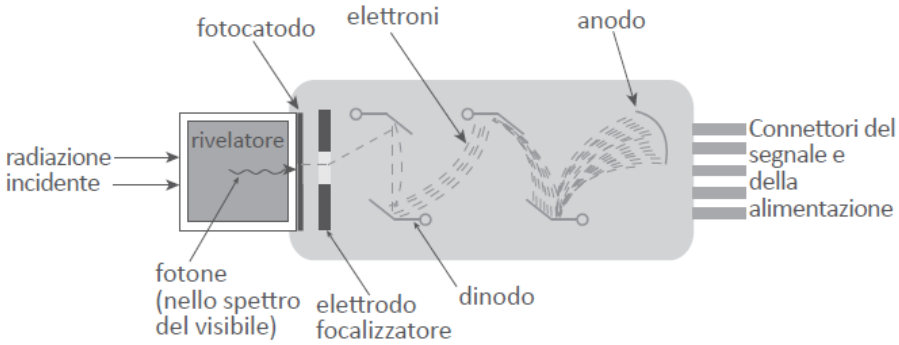


Figura 8.13 - Schema di un fotomoltiplicatore associato a un rivelatore a scintillazione. La luce emessa dallo scintillatore incide sul fotocatodo del fotomoltiplicatore provocando l'emissione di elettroni. La quantità di elettroni emessi dal fotocatodo aumenta nel passaggio degli elettroni fra dinodi successivi. L'ampiezza del segnale di tensione raccolto sull'anodo del fotomoltiplicatore dipende dal numero di dinodi e dalla d.d.p. fra essi applicata

Scintillatori inorganici

Il meccanismo di scintillazione nei materiali inorganici dipende dagli stati energetici tipici del reticolo cristallino del materiale considerato. Nei materiali isolanti e nei semiconduttori, gli stati di energia degli elettroni sono normalmente confinati nella banda di valenza, potendo raggiungere i livelli della banda di conduzione solo se gli elettroni vengono eccitati cedendo ad essi sufficiente energia. Tra la banda di valenza e quella di conduzione vi è una banda di energia – la banda proibita – i cui livelli energetici non possono essere mai occupati dagli elettroni se il cristallo è puro.
A seguito delle interazioni della radiazione ionizzante, l'assorbimento di energia da parte di un elettrone del materiale dello scintillatore fa sì che esso passi dalla banda di valenza alla banda di conduzione lasciando una lacuna nella banda di valenza. Il ritorno dell'elettrone alla banda di valenza è seguito dall'emissione di un fotone ma, in un cristallo puro, questo non è un processo utile per la rivelazione in quanto l'ampiezza della banda proibita negli isolanti e nei semiconduttori è tale per cui il fotone emesso ha un'energia relativamente alta, molto al di sopra dello spettro del visibile. Per avere emissione di un fotone nel visibile durante il processo di diseccitazione, si introducono negli scintillatori inorganici elementi in piccole quantità che costituiscono, per il materiale, delle impurezze. Tali impurezze, denotate anche come "attivatori" modificano l'originaria struttura a bande del cristallo creando stati energetici permessi all'interno della banda proibita. Una particella carica che attraversa uno scintillatore forma coppie elettrone-lacuna a seguito della transizione dello stato di un elettrone dalla banda di valenza a quella di

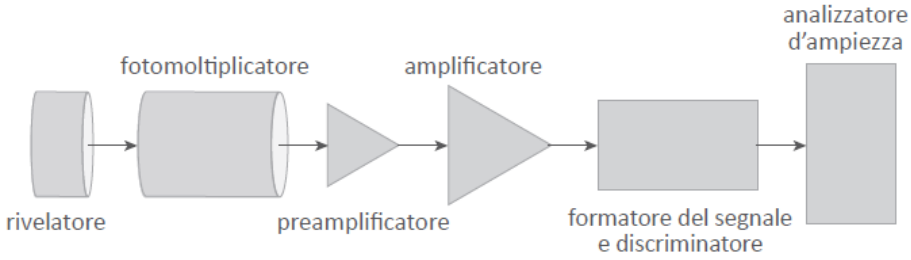


Figura 8.14 - Schema a blocchi di un rivelatore a scintillazione collegato al suo circuito di misura di cui sono mostrati gli elementi essenziali. Per misure spettrometriche gli impulsi di tensione del rivelatore, una volta amplificati e formati sono analizzati in ampiezza dall'analizzatore multicanale. La funzione dei moduli elettronici è analoga a quella dei rispettivi moduli mostrati in figura 8.12

conduzione. La lacuna può migrare verso uno dei siti dell'attivatore ionizzando quest'ultimo, in quanto l'impurezza è tale per cui la sua energia di ionizzazione è minore di quella di un tipico sito del reticolo. L'elettrone della coppia originaria migra attraverso il cristallo finché non incontra un sito dell'attivatore ionizzato con il quale si ricombina. Per gli attivatori tipici degli scintillatori inorganici, lo stato dell'attivatore che si forma è in una configurazione eccitata con una transizione permessa allo stato fondamentale, come mostrato schematicamente in figura 8.15. La conseguente diseccitazione dell'attivatore dà luogo all'emissione di un fotone. Se si sceglie l'attivatore in maniera opportuna, tale fotone sarà emesso nello spettro del visibile con un tempo di decadimento variabile fra circa 50 ns e 500 ns. Gli elementi più utilizzati come attivatori sono il Tallio, l'Argento, l'Europio e il Sodio che, introdotti come "impurezze", rispettivamente, nei cristalli di NaI, ZnS, LiI e CsI, danno luogo alla formazione degli scintillatori inorganici: NaI(Tl), ZnS(Ag), LiI(Eu) e CsI(Na). Questi rivelatori differiscono principalmente per il diverso valore del loro numero atomico medio e ciò va tenuto presente se, nelle misure con radiazione *x* e gamma, l'energia della radiazione è particolarmente bassa da rendere molto pronunciata la dipendenza della risposta del rivelatore, $R_{E,G}$, dall'energia. I cristalli di NaI(Tl), gli scintillatori più largamente usati, sono caratterizzati da una elevata resa luminosa, ma la loro elevata igroscopicità rende necessario incapsularli in involucri metallici sigillati. Tali involucri comportano lo svantaggio di non rendere possibile l'uso dei rivelatori NaI(Tl) per misure di radiazione che sia molto attenuata anche

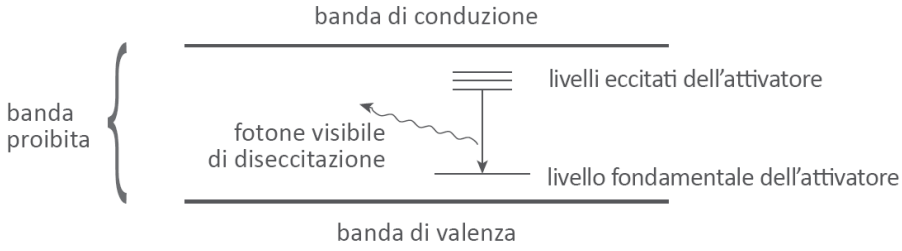


Figura 8.15 - Schema dei livelli energetici di un cristallo scintillatore inorganico. La produzione di segnali di luce, quando una radiazione ionizzante attraversa lo scintillatore, è resa possibile dall'introduzione di specifici attivatori nel cristallo. La funzione degli attivatori è quella di creare livelli energetici permessi anche nella banda proibita. La transizione tra i livelli eccitati dell'attivatore e il suo livello fondamentale dà luogo a un fotone di diseccitazione nello spettro del visibile

da modesti spessori di materiale. Se si vuole minimizzare questa limitazione l'involucro metallico degli scintillatori NaI(Tl) deve essere dotato sottili "finestre" (tipicamente di berillio) con spessori dell'ordine di pochi mg cm^{-2}. I cristalli di CsI(Na) hanno proprietà simili a quelle del NaI(Tl), ma sono meno utilizzati a causa del loro maggiore tempo di decadimento. Lo scintillatore ZnS(Ag) è un rivelatore in polvere che, in quanto tale, ha il vantaggio di poter essere direttamente spalmato in strati molto sottili sulla superficie del rivelatore di luce (il fotocatodo del fotomoltiplicatore). Esso può in tal modo rivelare direttamente particelle facilmente attenuabili, come le particelle alfa, non avendo necessità di strati protettivi esterni. Lo scintillatore LiI(Eu) viene utilizzato prevalentemente per misure di neutroni dopo essere stato arricchito con ^{6}Li, interagendo con il quale i neutroni producono particelle alfa che danno luogo a un'elevata densità di ionizzazione e quindi a un ampio segnale. L'elevata sezione d'urto della reazione $^{6}\mathrm{Li}\,(n,\alpha)\,^{3}\mathrm{H}$ rende questo scintillatore particolarmente indicato per la rivelazione di neutroni di bassa energia o anche di neutroni veloci opportunamente moderati con le modalità già citate per i contatori proporzionali.
I cristalli inorganici sono gli scintillatori maggiormente utilizzati per la rivelazione di radiazione *x* e gamma sia per l'elevato numero atomico dei suoi costituenti che per l'elevata resa luminosa.

Scintillatori organici

L'emissione di luce negli scintillatori organici deriva dai fenomeni di fluorescenza che hanno luogo nel materiale dello scintillatore quando esso è attraversato da radiazioni ionizzanti. Gli scintillatori organici sono costituiti da materiali composti tipicamente da idrocarbonati aromatici. Gli atomi del materiale, eccitati durante il passaggio delle particelle cariche, si diseccitano con varie modalità e, in particolare, mediante processi di fluorescenza che danno luogo a emissione di luce in tempi dell'ordine di alcuni nanosecondi. Negli scintillatori organici, le transizioni responsabili dell'emissione dei fotoni visibili interessano i livelli atomici delle singole molecole del materiale rivelatore. Il processo di scintillazione, quindi, è indipendente dallo stato di aggregazione del materiale, sia esso solido, liquido o gassoso. Ad esempio il processo di fluorescenza indotto dalle ionizzazioni si ha nell'antracene sia come solido, sia come vapore, che come componente di una soluzione. Ciò differenzia notevolmente gli scintillatori organici da quelli inorganici, i quali basano le loro proprietà di scintillatore sulla struttura a bande del solido cristallino e sull'esistenza di centri attivatori della luminescenza. In figura 8.16 sono schematizzati alcuni dei possibili livelli energetici di una molecola di uno scintillatore organico. La differenza di energia fra

questi livelli energetici è generalmente di pochi elettronvolt. I livelli energetici della molecola indicati in figura 8.16 riguardano per semplicità solo quelli relativi allo stato fondamentale di singoletto S_0 e ai corrispondenti stati eccitati S_1 e S_2. Il passaggio di una particella di sufficiente energia eccita gli elettroni a livelli energetici superiori, dai quali decadono rapidamente verso il primo livello eccitato S_1 mediante un processo di diseccitazione non radiativa. Si ha così un rapido aumento della popolazione del livello S_1. Il successivo decadimento verso lo stato fondamentale S_0, con tempi caratteristici di pochi nanosecondi, dà luogo all'emissione di luce visibile.
Esistono vari tipi di scintillatori organici, realizzabili in forma di cristalli, di liquidi e di plastiche. Tra gli scintillatori solidi i più comuni sono quelli plastici e i cristalli organici quali lo stilbene, l'antracene, il naftalene. Gli scintillatori liquidi sono realizzati mediante soluzioni in cui vengono disciolte opportune quantità di soluti organici scintillanti. La densità degli scintillatori organici è di poco superiore a 1 $g\,cm^{-3}$, per gli scintillatori liquidi, raggiungendo valori tipicamente di non oltre 1,2 $g\,cm^{-3}$ nei materiali solidi. La loro minore densità rispetto agli scintillatori inorganici fa sì che, rispetto a questi ultimi, gli scintillatori organici abbiano una minore efficienza di rivelazione per radiazione *x* e gamma. In uno scintillatore organico il rendimento della produzione di fotoni è di circa 1 fotone per 100 eV di energia depositata. Essi sono perciò meno idonei degli scintillatori inorganici per misure in campi di radiazione poco intensi. D'altra parte gli scintillatori organici sono di gran lunga più adatti, rispetto a quelli inorganici, per misure in campi di

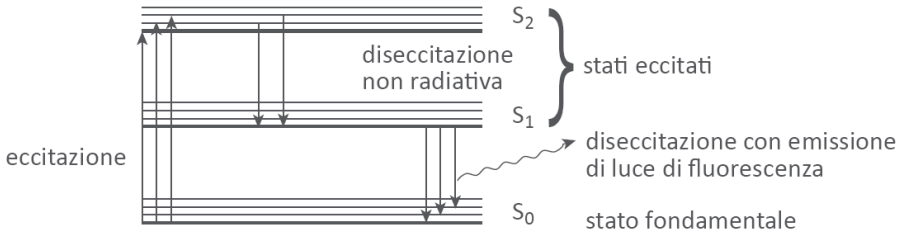


Figura 8.16 - L'emissione di luce di fluorescenza in uno scintillatore organico nel quale il passaggio di radiazione ionizzante eccita gli elettroni atomici dallo stato fondamentale di singoletto S_0 agli stati eccitati S_1 e S_2. Il processo di diseccitazione mostrato nell'esempio avviene sia mediante fenomeni di degradazione interna senza emissione di fotoni (transizione da S_1 a S_2) sia mediante emissione di luce di fluorescenza (transizione da S_1 e S_0)

radiazione molto intensi. Infatti i tempi di salita dei loro segnali sono di almeno due ordini di grandezza inferiori a quelli degli scintillatori inorganici e ciò consente di avere minori tempi morti quando la frequenza degli impulsi è molto elevata.
Gli scintillatori liquidi sono i rivelatori di elezione per misure di radiazione di bassa energia emessa da radionuclidi (come gli emettitori di radiazione beta) che possono essere immessi in soluzione all'interno del liquido scintillante(cfr. § 9.4.4.b). In tal modo il rivelatore è privo degli effetti di assorbimento che sono invece sempre presenti in tutti gli altri tipi di rivelatori anche se dotati di finestre sottili. Gli scintillatori liquidi hanno d'altra parte la limitazione di poter essere usati solo per misure in laboratorio poiché l'apparato di rivelazione e di misura ad essi associato ha dimensioni tali da non poter essere trasportabile come invece lo sono la gran parte dei sistemi di misura basati su scintillatori solidi.

8.3.3 I rivelatori a termoluminescenza

I rivelatori a termoluminescenza (TLD) sono cristalli inorganici che, se riscaldati dopo essere stati esposti a radiazioni ionizzanti, emettono luce visibile in quantità proporzionale all'energia a essi ceduta dalle radiazioni. Nei cristalli termoluminescenti si trovano infatti "difetti" o "impurezze" – presenti naturalmente o introdotti artificialmente nel cristallo – il cui effetto principale è quello di creare livelli di energia permessi fra la banda di valenza e quella di conduzione.
Nei TLD questi difetti – conseguenti anche all'introduzione di attivatori nel cristallo – hanno la funzione di creare stati metastabili che, a seconda della loro tipologia, agiscono da trappole per elettroni o per lacune. Questi livelli "trappola" sono tali per cui la stabilità del sistema aumenta quando essi accettano cariche di un dato segno. Come mostrato nello schema in figura 8.17, le trappole per elettroni sono più vicine alla banda di conduzione mentre quelle per lacune generano livelli di energia permessi più prossimi alla banda di valenza. L'esposizione di un TLD a una sorgente di radiazioni ionizzanti libera elettroni e lacune che possono essere poi intrappolati, i primi nelle buche di potenziale vicine alla banda di conduzione e le seconde nelle buche di potenziale vicine alla banda di valenza (cfr. figura 8.17, 1). Se i livelli trappola per elettroni sono abbastanza distanti dalla banda di conduzione (trappole profonde) la probabilità che, a temperatura ambiente, un elettrone intrappolato possa essere eccitato termicamente e sfuggire dalla trappola, passando così nella banda di conduzione, è molto piccola. Analoga situazione ha luogo per le lacune se i loro livelli trappola sono sufficientemente distanti dalla banda di valenza. La probabilità che un elettrone intrappolato si liberi portandosi nella banda di conduzione, aumenta con la temperatura, T, del TLD secondo la funzione esponenziale:

$$p = \alpha\, e^{\frac{-E}{kT}} \tag{8.14}$$

dove p è la probabilità per unità di tempo che, alla temperatura T, un elettrone fuoriesca dalla trappola, α è un coefficiente detto fattore di frequenza, E è l'energia che indica la profondità del livello trappola rispetto alla banda di conduzione (cfr. figura 8.17) e k è la costante di Boltzmann. Analoghe considerazioni valgono per le lacune intrappolate. Le cariche prodotte dalla ionizzazione nel TLD e che sono poi intrappolate, possono quindi permanere in questo stato anche per un lungo periodo di tempo (in relazione alla profondità della trappola) se la temperatura del TLD resta approssimativamente uguale a quella alla quale è stato irraggiato. In tali condizioni il TLD conserva l'informazione sull'energia depositata dalle radiazioni nel cristallo.

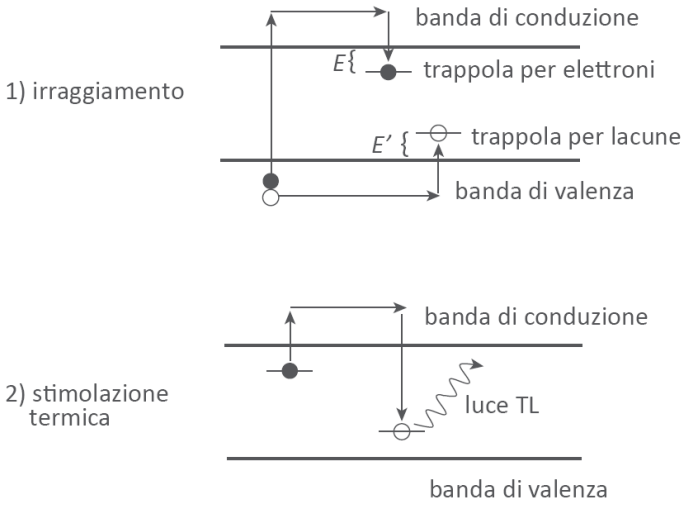


Figura 8.17 - Schema dei livelli energetici di un TLD. All'interno della banda di energia non permessa, la presenza di impurezze può dar luogo a livelli di energia permessi che agiscono da trappole per elettroni e per lacune. Questi livelli distano di un'energia E ed E' dalla banda di conduzione e di valenza, rispettivamente. Quanto maggiore è il valore di E ed E', ovvero quanto maggiore è la "profondità" delle trappole, tanto maggiore sarà la temperatura necessaria a che esse si svuotino innescando così il fenomeno della TL.
Lo schema 1 esemplifica la fase di irraggiamento del TLD in cui elettroni (•) e lacune (◦) liberati dalla radiazione diffondono inizialmente nelle rispettive bande di conduzione e di valenza per poi essere intrappolati nei rispettivi centri trappola. Lo schema 2 mostra invece la fase di riscaldamento del TLD in cui gli elettroni possono acquistare sufficiente energia per fuoriuscire dalle trappole e ricombinarsi, con l'emissione di luce, con lacune intrappolate nei rispettivi centri di luminescenza

Se dopo essere stato irraggiato il TLD viene riscaldato, gli elettroni intrappolati possono acquistare energia sufficiente da fuoriuscire dai rispettivi stati trappola e portarsi nella banda di conduzione. Le trappole per gli elettroni sono in generale meno profonde rispetto alle trappole per le lacune, per cui durante il riscaldamento gli elettroni vengono liberati con più alta probabilità. Una volta nella banda di conduzione, un elettrone può migrare verso la più vicina lacuna intrappolata – il centro di ricombinazione o di luminescenza – e ricombinarsi con essa (cfr. figura 8.17, 2) emettendo luce visibile (la termoluminescenza).
La luce emessa non è riassorbita dal cristallo, in quanto la sua energia (2-4 eV) è minore della distanza tipica fra le bande di conduzione e di valenza dei cristalli TLD. La quantità di luce emessa a seguito del riscaldamento di un TLD irraggiato è proporzionale al numero di elettroni e ioni positivi intrappolati e quindi al numero di coppie elettrone-lacuna formate a seguito dell'esposizione del TLD alla radiazione. La misura della quantità di luce di termoluminescenza è pertanto proporzionale alla fluenza di energia della radiazione incidente sul rivelatore.
Come per tutti i rivelatori passivi, la misura del segnale (la "lettura") del TLD deve essere fatta in laboratorio successivamente alla sua esposizione alle radiazioni. La lettura dei TLD richiede un sistema di misura il cui schema è mostrato in figura 8.18. Il rivelatore è posizionato su un piattello metallico la cui temperatura T può, mediante un sistema di riscaldamento programmabile, essere variata con modalità diverse (in relazione all'andamento di T in funzione del tempo) o mantenuta costante a valori predeterminati. L'innalzamento di temperatura nel TLD irraggiato, fa aumentare la probabilità di fuga degli elettroni dalle loro trappole (eq. 8.14) con conseguente emissione di luce di termoluminescenza (TL). Se la temperatura del TLD aumenta costantemente nel tempo, la quantità di luce TL aumenta anch'essa fino a raggiungere un massimo per poi decrescere ed esaurirsi man mano le trappole vanno gradualmente svuotandosi. La luce emessa dal TLD è rivelata mediante un fotomoltiplicatore. La curva di termoluminescenza (glow curve) in funzione della temperatura man mano raggiunta dal TLD ha una forma simile a quelle mostrate in figura 8.19. La curva A si riferisce a un TLD che ha trappole a un'unica profondità nella regione di energie corrispondente a temperature fra circa 50 °C e 150 °C. La curva B riguarda invece un TLD che, nella stessa regione di energia, ha trappole a diverse profondità che all'aumentare della temperatura danno luogo a diversi picchi di luce. La temperatura corrispondente al massimo dell'emissione luminosa dipende non solo dalla profondità (in termini di energia) dei livelli trappola, ma anche dalla velocità di riscaldamento: il picco di luce TL tende infatti a spostarsi verso valori

più bassi di temperatura se la variazione di temperatura durante il riscaldamento è più rapida. L'area della curva TL è una funzione lineare della dose assorbita nel materiale del TLD ed è perciò la grandezza misurata nella dosimetria a TL. Il segnale prodotto dal fotomoltiplicatore ed elaborato da un successivo circuito elettronico è un segnale di carica che varia nel tempo, come nell'esempio di figura 8.19, in modo proporzionale alla luce TL. Nella dosimetria con TLD non sono necessarie analisi spettrometriche dei segnali e quindi il fotomoltiplicatore, a differenza di quanto avviene nelle misure con gli scintillatori, è associato a un circuito di misura di corrente o tensione, anziché a un circuito che lavora in regime impulsivo per analisi di ampiezza. La curva di TL può essere alterata da diversi possibili effetti spuri fra cui principalmente quelli dovuti all'emissione di radiazione infrarossa (IR) del piattello porta campione.
A temperature molto elevate l'emissione IR può diventare predominante rispetto alla luce emessa dal TLD. Per ridurre questo effetto si evita l'uso di materiali TLD caratterizzati da trappole molto profonde che richiedono quindi elevate temperature per il loro svuotamento (eq. 8.14). Alternativamente possono essere inseriti fra il piattello del TLD e il fotomoltiplicatore filtri adatti a fermare o attenuare la radiazione IR.

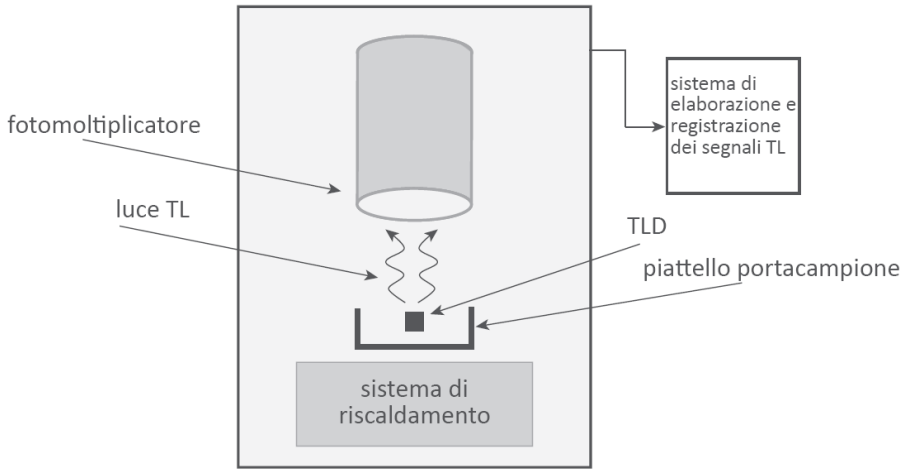


Figura 8.18 - Schema di un sistema di misura per dosimetri a termoluminescenza (TLD). Il contenitore esterno, che è a tenuta di luce, è dotato di uno sportello attraverso cui si può disporre il TLD nel portacampione. Il riscaldamento del TLD avviene a seguito del riscaldamento del piattello su cui è collocato. Il sistema di riscaldamento può far variare la temperatura del TLD con diverse modalità e gradienti di temperatura

Il tipico ciclo di lettura di un TLD comprende quattro fasi: il preriscaldamento, la lettura, lo svuotamento delle trappole residue e il raffreddamento del TLD fino alla temperatura ambiente. La fase di preriscaldamento è necessaria per svuotare le trappole superficiali e quindi instabili a temperatura ambiente, dal momento che la loro profondità può essere anche sensibilmente inferiore a 1 eV. Dopo il preriscaldamento, è possibile eseguire la lettura vera e propria, che consiste nell'acquisizione della curva di riscaldamento. Successivamente all'acquisizione, il TLD viene portato a temperatura molto alta in modo da svuotare eventuali trappole rimaste occupate da elettroni o lacune. Infine, il cristallo viene riportato a temperatura ambiente. I TLD di più frequente uso includono il LiF, il CaF_2, il $CaSO_4$, il $Li_2B_4O_7$. In questi materiali sono introdotte impurezze (come il Mg o il Mn, a seconda del TLD) che agiscono da attivatori della TL o ne incrementano la resa. Il LiF arricchito con ^{6}Li può essere anche utilizzato per la dosimetria neutronica, in quanto sfrutta la reazione $^6\mathrm{Li}(n,\alpha)^3\mathrm{H}$ che per neutroni termici è elevata. Vale a questo riguardo quanto già illustrato per la dosimetria neutronica con contatori proporzionali.

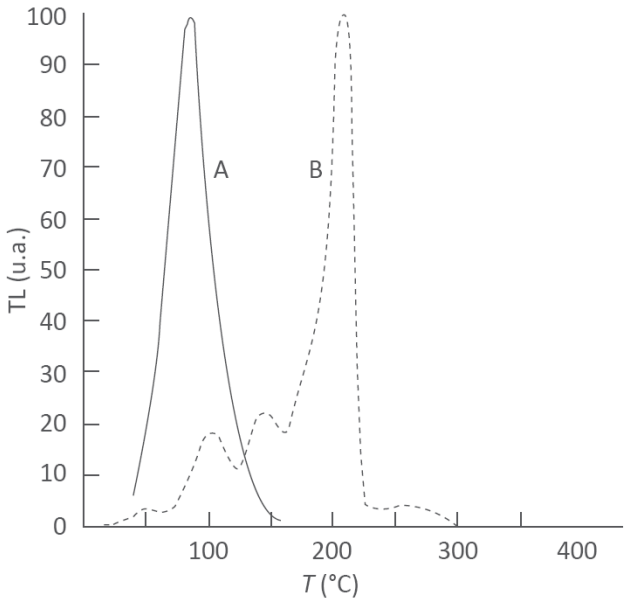


Figura 8.19 - L'emissione della luce di termoluminescenza (TL) da parte di due TLD diversi durante il loro riscaldamento. La curva A riguarda un TLD con trappole caratterizzate da un'unica profondità e tali da poter essere svuotate a temperature intorno ai 100 °C. La curva B si riferisce invece a un TLD caratterizzato da trappole con diverse profondità tali da poter essere svuotate a temperature crescenti comprese fra i 50 °C e i 300 °C

I dosimetri termoluminescenti sono utilizzati in una vasta gamma di applicazioni. Essi, pur non avendo la ripetibilità dei contatori a gas, offrono rispetto a questi il vantaggio di una sensibilità elevata unitamente alla possibilità di mantenere una risposta lineare entro un ampio intervallo di valori di dose assorbita. Le loro piccole dimensioni li rendono ideali per la dosimetria individuale. La possibilità di avere TLD con un numero atomico non molto diverso da quello del tessuto o dell'acqua permette di contenere la dipendenza della loro risposta dall'energia entro limiti non molto ampi nella dosimetria della radiazione *x* e gamma di bassa energia. Va infine ricordata la possibilità che hanno i TLD di essere utilizzati ripetutamente dopo esposizioni successive, purché essi siano sottoposti dopo ogni lettura a un trattamento che ripristini le condizioni precedenti al suo irraggiamento. Questo processo consiste nel sottoporre un rivelatore già usato a un ciclo di riscaldamento a temperature e con durate dipendenti dal tipo di TLD. Questo trattamento termico assicura lo svuotamento di tutte le trappole in modo che il rivelatore si riporti alle iniziali condizioni pre-irraggiamento.

8.3.4 I rivelatori a emulsioni fotografiche

I rivelatori a emulsioni fotografiche utilizzati in dosimetria sono simili alle pellicole fotografiche. Essi sono costituiti da una sottile emulsione, realizzata con materiale gelatinoso, contenente in sospensione grani di bromuro d'argento dal diametro di circa 1 μm. L'emulsione è depositata su uno strato di poliestere trasparente in modo da formare una pellicola di circa 20 μm di spessore. Il meccanismo di formazione dell'immagine in un'emulsione fotografica è piuttosto complesso. La radiazione incidente sull'emulsione dà luogo alla formazione di cariche che possono causare, nei grani di bromuro d'argento, la conversione di ioni Ag^+ in atomi neutri di argento. In particolare, in ogni grano, contenente un numero di ioni Ag^+ dell'ordine di 10^{10}, si forma una piccola quantità di atomi di argento neutro. Questi atomi di argento neutro costituiscono la cosiddetta immagine latente nel grano. L'immagine latente è definibile come una condizione fisica di un grano la quale rende possibile, mediante un processo chimico (lo sviluppo), la trasformazione in argento metallico degli ioni Ag^+ presenti in quel grano. La presenza di pochi atomi di argento neutro in un grano ha un effetto catalizzatore sul processo chimico al suo interno. Il processo chimico di sviluppo non ha infatti effetto sugli ioni Ag^+ presenti nei grani dove non sono presenti atomi neutri Ag, ovvero dove non c'è immagine latente. Questo effetto è assente nei grani che non hanno interagito con la radiazione e che quindi non contengono atomi di argento neutro. Alla fine del processo chimico di sviluppo l'emulsione viene fissata, con la rimozione di tutti i

grani che non si sono sviluppati, e viene infine lavata per rimuovere tutti i residui del liquido di sviluppo.
Le zone della pellicola con una maggiore densità di grani metallizzati (le zone maggiormente esposte alla radiazione) risulteranno più opache alla luce rispetto alle zone in cui essi sono stati rimossi. Il grado di opacità di una pellicola radiografica è misurato dalla "densità ottica", *OD*, una grandezza adimensionale definita come:

$$OD(x,y) = \log_{10} \frac{I_0}{I(x,y)} \tag{8.15}$$

Dove $I(x,y)$ è l'intensità luminosa trasmessa dalla pellicola in corrispondenza del punto (a rigore, dell'areola) con coordinate (x, y) e I_0 è l'intensità del fascetto di luce incidente sulla pellicola. La densità ottica, detta anche assorbanza A, si misura con lo spettrofotometro. Lo spettrofotometro è uno strumento costituito da una sorgente di luce, un cui fascio sottile viene fatto incidere sul campione da analizzare, e da un rivelatore che misura l'intensità della luce trasmessa dopo essere stata in parte (o del tutto) assorbita dal campione. In particolare, il fascetto di luce di intensità I_0 viene inviato su un'areola della pellicola irraggiata e il rivelatore misura, dalla parte opposta della pellicola, l'intensità della luce trasmessa $I(x,y)$. Se si vuole misurare la densità ottica, *OD*, lungo un'intera regione di pellicola per verificare l'eventuale non uniformità dell'abbrunimento al suo interno, la medesima operazione è ripetuta facendo scansionare la regione di interesse dal fascetto di luce oppure, in alcuni sistemi, spostando la pellicola rispetto al fascio fisso di luce.
La densità ottica *OD* è una funzione della dose assorbita nell'emulsione fotografica e pertanto il rivelatore può essere tarato e usato come dosimetro. A differenza della gran parte di sistemi dosimetrici, le emulsioni fotografiche non hanno una risposta lineare rispetto alla fluenza della radiazione incidente. L'andamento tipico di *OD* rispetto alla fluenza, Φ, della radiazione incidente, è quello della curva mostrata in figura 8.20 dove si possono identificare tre regioni di cui solo una ridotta zona intermedia ha un andamento lineare. Per valori sia molto bassi che molto alti di Φ, in relazione al tipo e alla sensibilità della pellicola, il dosimetro è fortemente non lineare oppure è scarsamente sensibile alle variazioni di Φ. In queste regioni le incertezze di misura possono essere molto elevate e comunque maggiori di quelle relative ad altri sistemi dosimetrici.
Nella dosimetria della radiazione *x* e gamma, le pellicole fotografiche presentano delle limitazioni anche a causa della pronunciata dipendenza della loro risposta, in termini di equivalente di dose H, in funzione dell'energia della radiazione.
La presenza, nell'emulsione fotografica, dell'argento – e quindi di un

elemento con un numero atomico molto più elevato di quello dell'acqua o del tessuto – rende la risposta $R_{E,H}$ del rivelatore fortemente variabile ad energie al di sotto dei 200 keV. Una tipica curva di risposta in energia di un film dosimetrico è mostrata in figura 8.21. La curva a) descrive l'andamento della risposta $R_{E,H}$ del rivelatore "nudo", privo di alcuna schermatura o di un involucro metallico. La curva a) mostra che la risposta del dosimetro per energie dei fotoni al di sotto dei 200 keV è fino a 50 volte superiore rispetto alla risposta ad energie maggiori di 200 keV, e ciò trova spiegazione in quanto già descritto in precedenza (cfr. § 8.2 ed eq. 8.5). La curva b) mostra che la dipendenza della risposta dall'energia diminuisce o diventa trascurabile se si pone sulla pellicola fotografica un opportuno filtro metallico attenuatore. Non va però trascurata la circostanza che, per ridurre la dipendenza della risposta dall'energia mediante filtri compensatori, si introduce inevitabilmente una soglia di energia sotto la quale il rivelatore diventa insensibile (cfr. § 8.2, La risposta in energia). La dosimetria con emulsioni fotografiche in campi di radiazione in cui sono presenti componenti con energie inferiori a un centinaio di keV, deve pertanto tener conto di queste limitazioni. Ulteriori aspetti critici dei dosimetri a emulsione fotografica derivano dal fatto che il dosimetro necessita per la sua lettura di un trattamento chimico (lo sviluppo). Il metodo di sviluppo delle pellicole fotografiche non ha un'elevata riproducibilità, dipendendo da molte variabili fra cui principalmente la temperatura. Ciò si riflette sul grado di abbrunimento della pellicola che, a parità di radiazione incidente, può risultare diverso

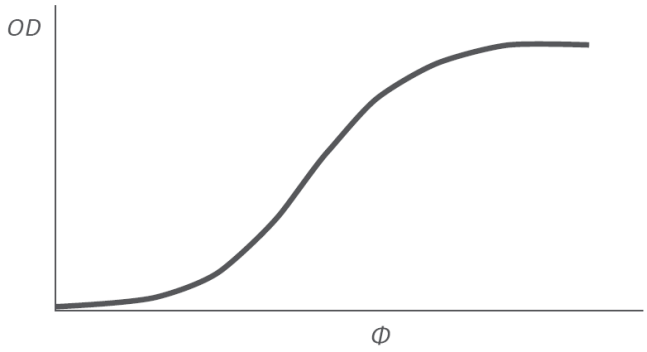


Figura 8.20 – Andamento tipico della densità ottica, *OD*, (o assorbanza, *A*) in un rivelatore a pellicola fotografica in funzione della fluenza, *Φ*, della radiazione incidente di data energia. Si può notare la mancanza di linearità di questo tipo di rivelatori, tranne che per un limitato intervallo di fluenza. L'andamento della curva può variare in funzione dell'energia della radiazione incidente e della sensibilità della pellicola

in funzione delle condizioni di sviluppo. Le condizioni sperimentali che riducono tale variabilità sono realizzabili (come ad es. i bagni di sviluppo termostatati) ma a costi non sempre contenuti. Ciononostante i dosimetri a pellicola fotografica hanno costituito negli anni passati il principale tipo di rivelatore per la dosimetria individuale. Essi presentano infatti il vantaggio di conservare l'informazione dosimetrica per un tempo molto lungo consentendo di ripetere le misure (per verifiche e controlli) anche a distanza di anni. Riguardo a questa caratteristica le pellicole fotografiche sono i migliori fra tutti i dosimetri di tipo passivo. Anche se il loro ruolo predominante nella dosimetria individuale è venuto meno nel tempo a favore dei TLD, i dosimetri a film fotografico sono comunque ancora utilizzati in questo settore.

8.3.5 I rivelatori a tracce

I rivelatori a tracce fanno parte della categoria dei rivelatori di tipo passivo e sono realizzati con sostanze plastiche (resine organiche, poliesteri, nitrato e acetato di cellulosa, policarbonati ecc.) in forma di fogli

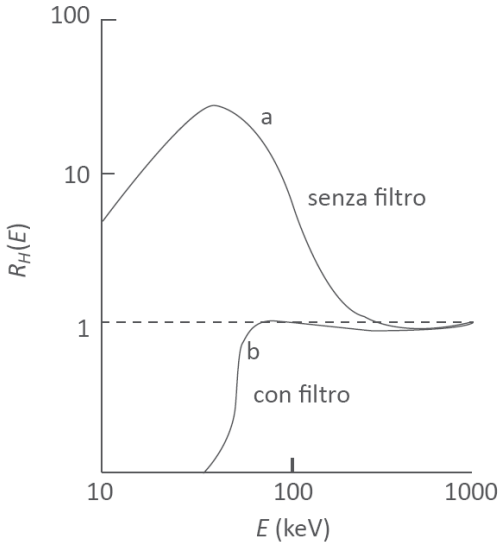


Figura 8.21 - Risposta $R_H(E)$ di un film dosimetrico per radiazione *x* e gamma, in funzione dell'energia dei fotoni incidenti. La curva a) si riferisce alla risposta di un dosimetro direttamente esposto alla radiazione senza alcun involucro esterno e senza alcuna forma di filtrazione della radiazione incidente. La curva b) descrive invece la risposta del medesimo dosimetro sul quale è stato collocato un opportuno filtro attenuatore il cui effetto è di ridurre la dipendenza di $R_H(E)$ da E ma creando al contempo una soglia di energia al di sotto della quale il dosimetro non è più sensibile

sottili di piccole dimensioni, tipicamente, di alcuni centimetri quadri. I rivelatori a tracce non sono utilizzati per misure di fotoni e di particelle cariche leggere, ma essenzialmente per rivelare particelle cariche pesanti. Infatti il metodo di rivelazione richiede che la radiazione che attraversa il rivelatore produca un'elevata densità di ionizzazione, tipica solo delle particelle pesanti, come ad esempio le particelle alfa. La densità di ionizzazione deve essere sufficientemente elevata da causare un danneggiamento del materiale plastico lungo il percorso della particella. Il danneggiamento viene poi amplificato ed evidenziato mediante un trattamento chimico o elettrochimico. In seguito a questo trattamento, le tracce delle particelle sul rivelatore risultano visibili al microscopio ottico e, in alcuni casi, a occhio nudo. I rivelatori a tracce realizzati con plastiche come il CR-39® sono fra i più diffusi. Il CR-39® è un materiale organico incolore e trasparente ottenuto mediante un processo di polimerizzazione, largamente utilizzato i vari settori industriali. Esso è prodotto sotto forma di piccole lastre con spessori dell'ordine del millimetro, ma nei rivelatori lo spessore può essere anche inferiore.

I rivelatori a tracce sono impiegati prevalentemente nella dosimetria ambientale. L'elevata efficienza di rivelazione delle particelle alfa li rende particolarmente utili nelle misure di concentrazione di radon (cfr. § 9.4.3). I rivelatori a tracce sono usati anche per la dosimetria individuale dei neutroni, soprattutto per neutroni di bassa energia. A tale scopo si depositano sui rivelatori particolari materiali contenenti elementi (quali il ^{6}Li o il ^{10}B) con alta sezione d'urto per le reazioni del tipo (n,α). Le particelle alfa prodotte in queste reazioni sono poi rivelate

Figura 8.22 - Schema esemplificativo della forma delle tracce di particelle osservate in un rivelatore a tracce dopo il suo sviluppo (di tipo chimico o elettrochimico). Nella figura la sezione delle tracce è amplificata e non è in scala con l'area del rivelatore. Il conteggio delle tracce può essere reso problematico dalla presenza di tracce con forma irregolare, come mostrato nella figura. In questi casi è necessario decidere se la traccia irregolare è prodotta da una o più particelle

con elevata efficienza dal rivelatore a traccia. Il diametro delle tracce è una funzione del LET delle particelle incidenti e, grazie a questa circostanza, è possibile effettuare con questi rivelatori anche delle misure spettroscopiche.
Come tutti i dosimetri di tipo passivo, anche i dosimetri con rivelatori a tracce non consentono di effettuare misure in tempo reale, ma richiedono misure differite in laboratorio. Le principali attrezzature necessarie per la lettura di questi dosimetri sono i sistemi di trattamento chimico o elettrochimico e i lettori ottici con i quali è possibile vedere e contare le tracce su ciascun rivelatore. Nei sistemi di trattamento elettrochimico l'effetto di amplificazione della dimensione originaria della traccia prodotto dall'attacco chimico è ulteriormente incrementato dall'uso di una scarica elettrica che causa un più marcato danneggiamento della plastica lungo il percorso della particella. Un aspetto delicato nella misura delle tracce riguarda la decisione di attribuire alle tracce di forma non regolare l'interazione di una o più particelle. Quando infatti due o più particelle interagiscono in punti molto vicini nel rivelatore, il processo di amplificazione delle tracce può fondere le tracce originarie. Il risultato di questo possibile evento è che la sezione della traccia osservata al microscopio (o anche a occhio nudo) ha una forma dissimile da quella tipica delle tracce uniche, come mostrato nell'esempio in figura 8.22. A tal riguardo sono disponibili programmi di analisi che possono essere utili nell'interpretare questi eventi con metodi di natura statistica.

8.3.6 I rivelatori a gocce surriscaldate

I rivelatori a gocce surriscaldate, noti anche come "SDD®" (superheated drop detectors) o come "BD®" (bubble detectors), si presentano come boccette cilindriche di pochi centimetri cubici di volume. Il mezzo di rivelazione contenuto nella boccetta è costituito da una matrice inerte di polimeri o di gel trasparenti in cui si trovano in sospensione gocce di liquido (come il freon) insolubile nella matrice. In un rivelatore sono presenti tipicamente alcune decine di migliaia di gocce dal diametro di circa 100 μm.
Prima di essere esposto alle radiazioni, il rivelatore deve essere "sensibilizzato". Ciò avviene di norma mediante un intervento (ad es. una breve apertura della boccetta) che causa una decompressione isotermica del liquido. A seguito di questa decompressione le gocce vengono a trovarsi in uno stato metastabile di "sovrariscaldamento", ovvero uno stato in cui le gocce permangono in una fase liquida pur essendo la loro temperatura superiore al loro punto di ebollizione. Il passaggio di una particella ionizzante in un SDD può causare sulle gocce l'innesco di una transizione dalla fase liquida metastabile a quella di

vapore, che rimane stabile se non vengono alterate ulteriormente le condizioni del sistema. In pratica, le gocce di liquido che risentono del passaggio della particella si espandono in bolle di vapore di circa un millimetro di diametro e quindi visibili anche a occhio nudo (cfr. figura 8.23). Questo effetto, pur non essendo riconducibile a un rigoroso e definitivo modello teorico, è tuttavia correlabile alla deposizione di energia da parte delle particelle cariche e al fatto che il conseguente riscaldamento locale può innescare a sua volta la formazione di microbolle che poi si espandono. Alcuni modelli teorici descrivono il fenomeno attraverso la cosiddetta "nucleazione", ovvero la formazione di nuclei della fase aeriforme come risultato di piccoli disturbi o fluttuazioni nello stato termodinamico del sistema.
Le bolle prodotte nel rivelatore possono essere contate e il loro numero correlato, tramite il coefficiente di taratura, alla fluenza delle particelle incidenti o ad altre grandezze quali l'equivalente di dose. Come i rivelatori a tracce, i rivelatori a gocce surriscaldate sono sensibili solo a particelle caratterizzate da una elevata densità di ionizzazione, come le particelle cariche pesanti.
I rivelatori a gocce surriscaldate possono essere usati come dosimetri sia di tipo attivo che passivo a seconda del sistema di conteggio delle bolle.
Nella loro configurazione attiva si utilizza un sistema di trasduttori, posti sul rivelatore, per convertire il segnale acustico prodotto dall'evento di vaporizzazione in segnale elettrico. I trasduttori sono configurati in modo tale da poter distinguere gli eventi reali da impulsi sonori casuali dovuti, ad esempio, a urti o vibrazioni.
Nella configurazione passiva, il conteggio delle bolle si effettua tramite un

Figura 8.23 - Disegno schematico di un rivelatore a bolle del tipo SDD®. Le bolle che si formano nel rivelatore per effetto dell'irraggiamento con particelle pesanti, possono essere rivelate e conteggiate durante l'irraggiamento mediante opportuni trasduttori, o contate successivamente in laboratorio con sistemi ottici

lettore ottico che scansiona manualmente o automaticamente la regione del rivelatore esposta alla radiazione. La principale applicazione di questi rivelatori è la dosimetria neutronica. I protoni secondari emessi in seguito delle reazioni di tipo (*n,p*) che i neutroni hanno in elementi del mezzo rivelatore producono energia sufficiente all'espansione delle gocce di liquido.
I rivelatori a gocce surriscaldate consentono anche una valutazione dell'energia dei neutroni. A tal fine si sfrutta la dipendenza del fenomeno di formazione delle bolle dalla temperatura del liquido e dall'energia dei neutroni. A una data temperatura, la formazione delle bolle richiede per le particelle incidenti un'energia di soglia al di sotto della quale il fenomeno non s'innesca. Questa soglia si sposta al variare della temperatura. Neutroni di una data energia possono quindi essere rivelati solo se la temperatura del rivelatore e l'energia dei neutroni sono tali da attivare il processo (a soglia) della formazione di bolle. La spettrometria neutronica è perciò resa possibile esponendo al medesimo campo di radiazione rivelatori a gocce surriscaldate mantenuti a temperature diverse, ciascuno dei quali caratterizzato quindi da una data soglia di energia per l'innesco della formazione delle bolle.
Questi rivelatori consentono di rivelare neutroni in un ampio intervallo di energie, fra circa 0,5 MeV e 14 MeV, con una non eccessiva variazione della loro risposta in energia, $R_{E,H}$, entro questo intervallo. Ulteriori proprietà dei rivelatori a gocce surriscaldate, utili soprattutto per la dosimetria neutronica, sono: a) la buona sensibilità del rivelatore con un limite di rivelazione anche inferiore a 10 μSv, b) la sostanziale isotropia della sua risposta con una trascurabile dipendenza direzionale, c) la completa insensibilità alla radiazione gamma, che è una caratteristica di particolare importanza nella dosimetria dei neutroni.

8.3.7 I rivelatori a semiconduttore

I rivelatori a semiconduttore hanno il loro impiego di elezione nelle misure di attività dei radionuclidi, mentre il loro uso in dosimetria è più limitato. Si descriveranno quindi in questo capitolo i semiconduttori nelle loro generalità, estendendone la descrizione nel seguito in relazione alle misure di radioattività e al loro largo impiego nella spettrometria gamma (cfr. cap. 9).
Nella dosimetria in radioprotezione i semiconduttori sono utilizzati essenzialmente per la dosimetria individuale e i rivelatori impiegati a tale scopo sono basati su semiconduttori al silicio. Il silicio ha, in quanto materiale semiconduttore, una conducibilità elettrica intermedia fra quella di un metallo e quella di un isolante. La tipica struttura a bande dei livelli di energia dei materiali solidi assume, in un cristallo di silicio,

una configurazione in cui la banda di valenza e quella di conduzione sono fra loro separate da una banda di energia proibita la cui ampiezza, E_g, è soltanto di 1,1 eV.
I cristalli di silicio contengono normalmente impurezze intrinseche e ciò determina una variazione della configurazione dei livelli di energia rispetto a quella del silicio puro. Le impurezze tipicamente presenti nel silicio sono costituite da atomi di elementi trivalenti che – una volta inserite nel reticolo del silicio (tetravalente) – modificano la configurazione dei legami nel cristallo con la conseguenza che uno dei legami di un atomo di silicio non è saturato. Nella struttura del cristallo si viene a creare un "difetto" di elettroni ovvero un eccesso di lacune, conferendo quindi al silicio la caratteristica di materiale di "tipo *p*".
Un cristallo di tipo *p* è dunque un materiale contenente impurezze costituite da elementi che hanno un numero di elettroni non sufficiente a saturare i legami covalenti nel cristallo. Questi elementi (accettori) tendono ad accettare elettroni dagli atomi circostanti. In un cristallo di tipo *p* la struttura a bande è leggermente modificata poiché queste impurezze creano, all'interno della banda proibita, livelli di energia permessi. Tali livelli sono poco distanti dalla banda di valenza, come è mostrato in figura 8.24 a), essendo essi dovuti alla presenza di lacune debolmente legate.
Quando un cristallo di silicio di tipo *p* è esposto a radiazione ionizzante si creano al suo interno coppie elettroni-lacune, come in qualsiasi altro materiale. Un siffatto cristallo sarebbe tuttavia un pessimo rivelatore poiché l'eccesso al suo interno di lacune (l'insieme di quelle libere e di quelle debolmente legate) aumenterebbe considerevolmente la probabilità di ricombinazione fra gli elettroni e le lacune prodotti dalla radiazione. Ciò avrebbe la conseguenza di una scarsa efficienza di rivelazione del segnale indotto dalla radiazione.
Un cristallo di silicio può d'altra parte essere realizzato anche in una configurazione di tipo *n*, se si inseriscono al suo interno opportune impurezze (elementi donatori pentavalenti). Un cristallo di tipo *n* è caratterizzato dalla presenza di impurezze costituite da elementi che hanno più elettroni di valenza di quanti ne sono richiesti per saturare i legami fra gli atomi del cristallo. Questi elementi (donatori) tendono a cedere elettroni che, essendo debolmente legati, possono passare facilmente nella banda di conduzione.
Analogamente ai materiali di tipo *p*, in un cristallo di tipo *n* la struttura a bande è leggermente modificata in quanto le impurezze creano in questo caso livelli di energia permessi, all'interno della banda proibita, poco distanti dalla banda di conduzione, come è mostrato in figura 8.24b. Gli elettroni in eccesso danno luogo all'esistenza di elettroni debolmente legati, cosi come in un cristallo di tipo *p* la presenza di elementi accettori,

che tendono ad accettare elettroni, da luogo all'esistenza di lacune debolmente legate. Le impurezze che formano un materiale di tipo *p* o di tipo *n*, possono essere naturalmente presenti nel materiale o possono essere introdotte artificialmente mediante la procedura del "drogaggio". Per poter utilizzare un cristallo di silicio come rivelatore di radiazioni ionizzanti è necessario minimizzare gli effetti dei portatori liberi – o quasi liberi – di carica, ovvero delle cariche diverse da quelle dovute alla ionizzazione. A tal fine si realizza una "giunzione" fra un semiconduttore di tipo *p* e uno di tipo *n*. Idealmente una giunzione *p*-*n* si può immaginare come la giustapposizione di un cristallo di tipo *p* in stretto contatto con uno di tipo *n* in modo da permettere fra di essi il passaggio di cariche. La realizzazione di una giunzione fra due materiali aventi, rispettivamente, elettroni e lacune quasi liberi, induce all'interno del cristallo un movimento, in direzioni opposte, di elettroni debolmente legati verso la regione *p* e di lacune debolmente legate verso la regione *n*. Questi elettroni e lacune che si avvicinano fra loro muovendosi in direzioni opposte possono ricombinarsi lasciando isolati un ugual numero di accettori e di donatori ionizzati. Il movimento in direzioni opposte degli

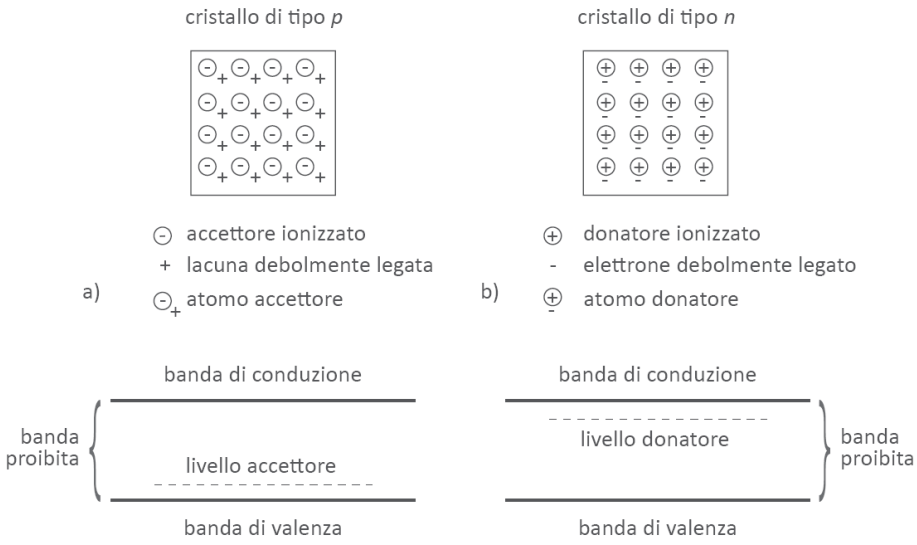


Figura 8.24 - Particolari impurezze introdotte nel cristallo di un semiconduttore creano livelli di energia permessi all'interno della banda proibita del semiconduttore. A seconda del tipo, queste impurezze possono dar luogo a: (a) un semiconduttore di tipo *p*, caratterizzato da livelli di energia permessi molto vicini alla banda di valenza (livello accettori) e quindi dalla presenza di lacune debolmente legate; (b) un semiconduttore di tipo *n*, caratterizzato da livelli di energia molto vicini alla banda di conduzione (livelli donatori) e quindi dalla presenza di elettroni debolmente legati

elettroni e delle lacune cessa quando l'accumulo di cariche di segno opposto prodottosi nelle regioni *n* e *p* del cristallo si oppone alla loro ulteriore diffusione. Questo processo genera, al centro del cristallo intorno alla superficie di contatto delle zone *n* e *p*, una regione in cui esistono cariche di segno opposto (accettori e donatori ionizzati) che si compensano. In questa regione il numero di portatori di carica liberi (o quasi liberi) è minimizzato – pur non essendo mai del tutto nullo – e perciò ad essa ci si riferisce anche come "regione di svuotamento" (delle cariche libere). La configurazione che una giunzione *p*-*n* raggiunge all'equilibrio è schematicamente mostrata in figura 8.25. Lo schema in figura evidenzia la zona centrale in cui le cariche di segno opposto si compensano.

L'effetto della compensazione sarebbe in realtà molto improbabile o del tutto assente se la giunzione fosse realizzata tramite una pura giustapposizione meccanica dei due materiali di tipo *n* e *p*, rispettivamente. In pratica una giunzione *p*-*n* per un semiconduttore al silicio si realizza facendo diffondere del litio nel silicio attraverso una delle facce esterne del cristallo verso il suo interno. Alla fine del processo un cristallo originario di silicio di tipo *p* assume una nuova configurazione che corrisponde di fatto a una giunzione *p*-*n*. La diffusione del litio – un elemento che nel silicio si comporta come donatore – da una estremità del cristallo verso il suo interno fa sì infatti che in quell'estremità del cristallo si formi una sottile regione con una concentrazione di elettroni quasi liberi (regione di tipo *n*) direttamente a contatto con la regione originaria caratterizzata da una concentrazione di lacune quasi libere (regione di tipo *p*).

In un semiconduttore al silicio avente una regione centrale "compensata" le cariche prodotte dalla radiazione hanno minori probabilità di ricombinarsi. Esse possono perciò essere raccolte sotto l'azione di un campo elettrico e quindi misurate. Una giunzione *p*-*n* costituisce quindi una condizione essenziale per un cristallo di silicio affinché esso possa essere usato come rivelatore. Questa sola condizione tuttavia non è ancora quella ottimale per l'uso del semiconduttore come rivelatore poiché le coppie lacuna-elettrone, formate dalla radiazione nella regione compensata del cristallo, hanno ancora in una tale giunzione una non trascurabile probabilità di ricombinarsi. Infatti il campo elettrico dovuto al dipolo generato dalla diffusione di elettroni e lacune attraverso la giunzione non è sufficientemente intenso da garantire una elevata efficienza di raccolta delle cariche. L'intensità del campo elettrico nella zona compensata aumenta sensibilmente applicando una "polarizzazione inversa": una differenza di potenziale fra la regione *n* e quella *p* del cristallo in cui la tensione positiva è applicata all'estremità del rivelatore corrispondente alla regione *n* e viceversa. La

polarizzazione inversa ha il duplice effetto di aumentare l'efficienza di raccolta e di estendere, fino a spessori di qualche millimetro, l'ampiezza della zona compensata. La polarizzazione inversa ha infatti l'effetto di far spostare le lacune e gli elettroni debolmente legati allontanandoli dalla zone più interne e trattenendoli nelle regioni opposte del cristallo.
In figura 8.26 è schematizzato un rivelatore a semiconduttore basato su una giunzione *p*-*n* con polarizzazione inversa. In questa configurazione la giunzione *p*-*n* si comporta come una camera a ionizzazione il cui gas di riempimento sia sostituito da un materiale solido.
La differenza rispetto a un rivelatore a gas risiede nella più elevata efficienza di rivelazione del semiconduttore. Nel silicio l'energia media per formare una coppia elettrone-lacuna è poco più di 3 eV, un ordine di grandezza inferiore all'energia di circa 34 eV, necessaria a formare una coppia di ioni in aria (cfr. §3.3.4). Il silicio ha inoltre una densità circa 1800 volte maggiore dell'aria. Pertanto in un rivelatore al silicio la quantità di carica prodotta è circa 18 000 volte superiore a quella prodotta in un uguale volume di aria esposto al medesimo campo di radiazione. Ciò consente di realizzare con i semiconduttori al silicio dosimetri con peso e dimensioni molto ridotti e, in particolare, dosimetri personali di tipo elettronico (EPD, electronic personal dosimeter) alimentati a pile, di tipo simile a quello mostrato in figura 8.27.
Il vantaggio di un rivelatore a semiconduttore come il silicio, rispetto a un rivelatore a gas, è quindi duplice. Da un lato la minore energia media per formare una coppia di ioni si traduce in una maggiore efficienza di rivelazione. Dall'altro lato, la possibilità data dal silicio in quanto semiconduttore di realizzare una giunzione *p*-*n* caratterizzata da una regione priva di portatori liberi di carica (la regione di svuotamento), consente di avere un rivelatore in cui vi è ridotta ricombinazione di cariche

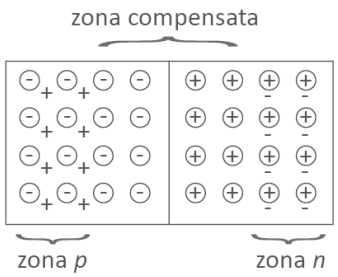


Figura 8.25 - Configurazione schematica di una giunzione *p*-*n* dove è visibile nella regione centrale la zona compensata in cui non sono presenti portatori liberi di carica. Nelle regioni estreme della giunzione sono invece presenti, rispettivamente nella zona *p* e nella zona *n*, accettori e donatori e quindi lacune ed elettroni poco legati

(come nei gas) e di avere al contempo una molto maggiore efficienza grazie alla grande differenza di densità esistente fra un rivelatore solido e uno gassoso. Queste caratteristiche positive sono condivise anche da altri materiali semiconduttori, fra cui in primo luogo il germanio. Del germanio come rivelatore di radiazioni si tratterà in particolare nel capitolo 9 in relazione al suo impiego di elezione nella spettrometria gamma per misure di attività dei radionuclidi.
I dosimetri al silicio, grazie alle loro piccole dimensioni e alla possibilità di operare come dosimetri portatili di tipo attivo, sono particolarmente vantaggiosi rispetto ai dosimetri personali di tipo passivo, come i TLD o le pellicole fotografiche, soprattutto nelle situazioni in cui sia necessario un monitoraggio dosimetrico in tempo reale.
I sistemi di misura associati ai dosimetri a semiconduttore sono sistemi di misura sensibili alla carica con funzioni simili a quelle dei circuiti descritti per le camere a ionizzazione (cfr. figura 8.9).

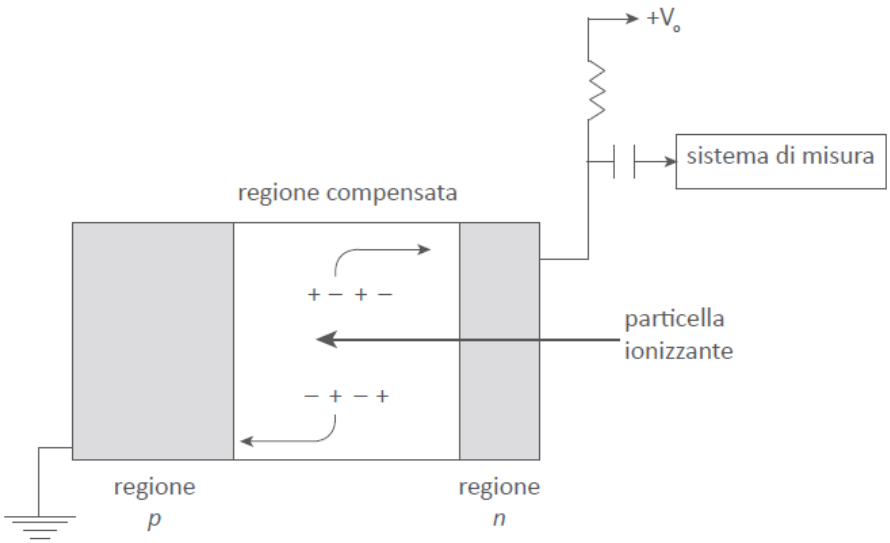


Figura 8.26 - Schema di una giunzione *p-n* con polarizzazione inversa. Lo spessore della regione *n* è molto minore (il disegno non è in scala reale) di quello della regione *p* poiché la giunzione è ottenuta facendo diffondere del litio attraverso una faccia di un semiconduttore di tipo *p*. Alla fine del processo di diffusione si crea uno sottile strato di materiale di tipo *n* all'estremità del semiconduttore ottenendo una giunzione *p-n*. La polarizzazione inversa ha l'effetto di far spostare le cariche libere verso gli estremi della giunzione e di estendere quindi lo spessore della regione compensata. In tali condizioni una giunzione *p-n* può essere utilizzata come rivelatore di radiazione ionizzante poiché le coppie lacuna-elettrone create dalle particelle incidenti nella zona compensata hanno una bassa probabilità di ricombinarsi e possono pertanto essere raccolte e misurate

Nel caso degli EPD tascabili i sistemi di elaborazione del segnale sono molto più semplificati sia per le loro dimensioni miniaturizzate sia per le loro non elevate necessità di accuratezza.
Nell'uso degli EPD al silicio per la dosimetria di radiazione *x* e gamma si deve tener conto della dipendenza della risposta del dosimetro dall'energia della radiazione. Tale dipendenza è meno pronunciata di quella di altri tipi di dosimetri personali, come i dosimetri a pellicola fotografica, ma pur sempre non trascurabile. Gli EPD devono essere dotati di filtri che riducano questa dipendenza e a tal riguardo vale quanto descritto in precedenza (cfr. § 8.2, La risposta in energia).

8.3.8 I rivelatori a fotoluminescenza (RPL e OSL)

Nella dosimetria in radioprotezione possono essere utilmente impiegati anche i dosimetri a fotoluminescenza. Essi sono basati su particolari rivelatori che emettono luce quando, dopo essere stati esposti a radiazioni ionizzanti, sono irradiati con luce UV o visibile. I dosimetri a fotoluminescenza includono essenzialmente due categorie di dosimetri: quelli basati sui rivelatori a "radiofotoluminescenza" e quelli basati sui rivelatori a "luminescenza otticamente stimolata".
La radiofotoluminescenza (RPL) è un fenomeno che ha luogo in diverse sostanze e, in particolare, in alcuni fosfati vetrosi. Quando questi materiali sono esposti a radiazioni ionizzanti, gli elettroni e le lacune che si liberano nei processi di ionizzazione possono fissarsi in centri trappola derivanti dalla presenza di difetti reticolari o di specifici attivatori introdotti nel materiale. La quantità di elettroni e di lacune intrappolati è proporzionale alla dose assorbita nel materiale. La RPL viene emessa allorché gli elettroni intrappolati, a seguito della stimolazione mediante radiazione UV raggiungono stati eccitati per poi diseccitarsi con emissione di luce. Nei materiali vetrosi più diffusamente utilizzati come dosimetri RPL, i centri di luminescenza (costituiti dai centri trappola per

Figura 8.27 - Esempio di dosimetro personale realizzato con un semiconduttore al silicio. Questa tipologia di dosimetri attivi ha dimensioni molto contenute (con una lunghezza inferiore a 10 cm) e un peso trascurabile ai fini della portabilità

elettroni) sono dovuti all'introduzione di argento come attivatore ed emettono una tipica luce color arancione. I centri di RPL sono piuttosto stabili, a differenza dei centri trappola di altri tipi di rivelatori (come i TLD). Grazie a questa caratteristica di stabilità, la stimolazione dei centri RPL con la conseguente emissione di luce non ne modifica lo stato. Infatti l'elettrone intrappolato che viene eccitato dalla radiazione UV e che poi si diseccita con emissione di luce, non viene espulso dalla trappola ma rimane legato nel centro (cfr. figura 8.28). Un rivelatore a RPL esposto a radiazioni mantiene perciò (a differenza dei TLD) l'informazione relativa all'irraggiamento per un lungo periodo di tempo

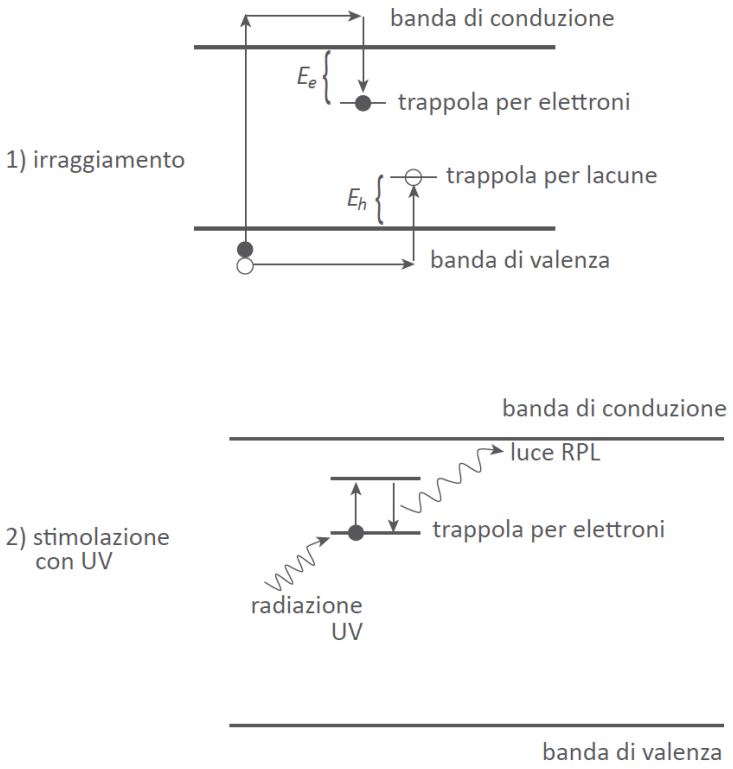


Figura 8.28 – Schema del processo di radiofotoluminescenza (RPL). Nel materiale RPL esposto a radiazioni ionizzanti parte degli elettroni (•) e delle lacune (◦) prodotti dalla ionizzazione sono intrappolati in centri trappola piuttosto profondi (E_e ed E_h, rispettivamente) e quindi relativamente stabili (fase 1). La successiva esposizione del materiale a radiazione UV eccita gli elettroni presenti nei centri trappola ma non li espelle da essi. La successiva diseccitazione di questi elettroni produce la luce RPL. L'emissione di questa luce non svuota le trappole (come nella TL). Il segnale RPL può essere quindi rilevato ripetutamente

anche dopo essere stato stimolato otticamente e quindi "letto" ripetute volte. La perdita dell'informazione può aver luogo statisticamente nel tempo in funzione del numero di letture oltre che a causa di altri possibili stimoli esterni, fra cui la temperatura. In alcuni rivelatori vetrosi l'informazione può tuttavia rimanere stabile, entro circa il 10%, anche dopo dieci anni. L'informazione può essere deliberatamente cancellata ogni qualvolta si intenda riutilizzare il dosimetro. I centri trappola possono essere svuotati degli elettroni o (a seconda del tipo di centro) delle lacune, fornendo al sistema sufficiente energia. Ciò viene fatto normalmente riscaldando il materiale e portandolo a temperature di qualche centinaio di gradi, tipicamente intorno ai 400 °C per i fosfati vetrosi.

I dosimetri a RPL utilizzano piccoli rivelatori realizzati in forma di piastrine di superficie generalmente inferiore a 1 cm^2, o in forma di cilindretti lunghi alcuni millimetri e con diametro di norma inferiore a 2 mm. Questi dosimetri sono quindi molto leggeri e hanno il loro impiego di elezione come dosimetri personali.

La luminescenza otticamente stimolata (OSL) è un fenomeno sostanzialmente simile a quello della TL. I rivelatori a OSL sono sostanze che, se stimolate otticamente dopo essere state esposte a radiazioni ionizzanti, emettono luce visibile in quantità proporzionale all'energia ad essi ceduta dalle radiazioni. La OSL differisce dalla TL essenzialmente per il fatto che essa è stimolata da luce visibile anziché da calore. Le modalità di emissione della luminescenza e i centri coinvolti in tale emissione sono invece del tutto simili nella TL e nella OSL, come mostrato in figura 8.29. Infatti, analogamente a quanto avviene nella TL, anche nella OSL gli elettroni rilasciati (dopo stimolazione ottica) da trappole di elettroni, possono ricombinarsi con lacune intrappolate – i centri di luminescenza – ed emettere luce. La stimolazione ottica può essere fatta con luce di diversa frequenza nello spettro del visibile, oppure con luce bianca, in funzione dei materiali e degli attivatori i essi presenti.

Diversi sono i materiali che, dopo esposizione a radiazioni ionizzanti, hanno la proprietà di emettere OSL in quantità proporzionale alla dose assorbita nel materiale. Essi sono principalmente l'ossido di alluminio (lo zircone) e i solfuri di elementi alcalini, nei quali sono introdotti opportuni elementi che agiscono come attivatori di centri di luminescenza. Nell'ossido di alluminio, le impurezze artificialmente introdotte per aumentare il numero di trappole (per elettroni e per lacune) e amplificare il fenomeno della OSL, sono elementi come il carbonio e il disprosio. Diversi materiali TL esibiscono anche la OSL.

I dosimetri RPL e quelli OSL sono, come i TLD, dosimetri di tipo passivo per i quali la lettura del segnale deve essere fatta in laboratorio e comunque successivamente alla loro esposizione alle radiazioni. La

luminescenza dei rivelatori RPL e OSL è rivelata mediante fotomoltiplicatori e con circuiti di misura di carica o di corrente analoghi a quelli descritti per i TLD. In figura 8.30 è riportato lo schema elementare di uno strumento di misura da laboratorio per la lettura di dosimetri a RPL e a OSL. Concettualmente lo strumento di misura non differisce per i due tipi di dosimetri ad esclusione della sorgente di stimolazione ottica che è una sorgente di radiazione UV per la RPL e una di luce visibile per la OSL.
A differenza dei dosimetri a RPL, nei dosimetri a OSL l'informazione relativa all'irraggiamento non può essere mantenuta dopo che il dosimetro è stato stimolato otticamente. Un dosimetro OSL non può perciò essere "letto" ripetute volte. La possibilità di letture ripetute non distruttive è intrinseca al fenomeno della RPL in quanto l'emissione di RPL non è legata allo svuotamento delle trappole, ma solo alla loro eccitazione. La emissione di OSL, che dipende dalla ricombinazione di

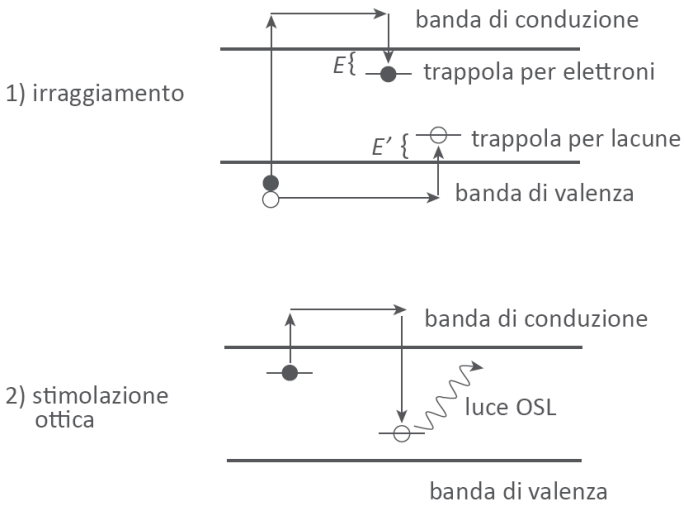


Figura 8.29 - Schema del processo di luminescenza stimolata otticamente (OSL). Il meccanismo di luminescenza è analogo a quello dei materiali termoluminescenti. All'interno della banda di energia non permessa, la presenza di impurezze può dar luogo a livelli di energia permessi che agiscono da trappole per elettroni (•) o per lacune (◦), che si liberano a seguito dell'irraggiamento del materiale (fase 1). Questi livelli distano di un'energia *E* ed *E'* dalla banda di conduzione e di valenza, rispettivamente. Il valore di *E* ed *E'*, ovvero la "profondità" delle trappole, è nei materiali OSL tale che le trappole possono essere svuotate a seguito di stimolazione con luce visibile (fase 2). Il processo di eccitazione degli elettroni, con la loro successiva ricombinazione ed emissione di luce, è del tutto simile a quello della termoluminescenza descritto in figura 8.17

elettroni e lacune, presuppone invece che gli elettroni vengano liberati dalle proprie trappole e quindi una conseguente perdita dell'informazione originaria.
Tuttavia questa perdita di informazione può essere ridotta a livelli trascurabili, sfruttando la proprietà di materiali OSL (come l'ossido di alluminio) di emettere luminescenza sufficientemente intensa anche a seguito di uno stimolo ottico molto breve. Limitando la durata dello stimolo a meno di un secondo si ha infatti sempre un sufficiente segnale a fronte di uno svuotamento di trappole, e quindi di una perdita di segnale per la lettura successiva, che è inferiore allo 0,2%. La possibilità di rilettura dei dosimetri a OSL è quindi subordinata alla possibilità di disporre di sorgenti di luce pulsata, come i laser.
I dosimetri a OSL possono, una volta irraggiati, essere riutilizzati se sottoposti a trattamenti termici analoghi a quelli dei dosimetri RPL ed effettuati a temperature sufficientemente elevate (dell'ordine delle diverse centinaia di gradi Celsius) da permettere lo svuotamento delle trappole.
Per la misura di radiazioni *x* e gamma sia i dosimetri a OSL che quelli a RPL

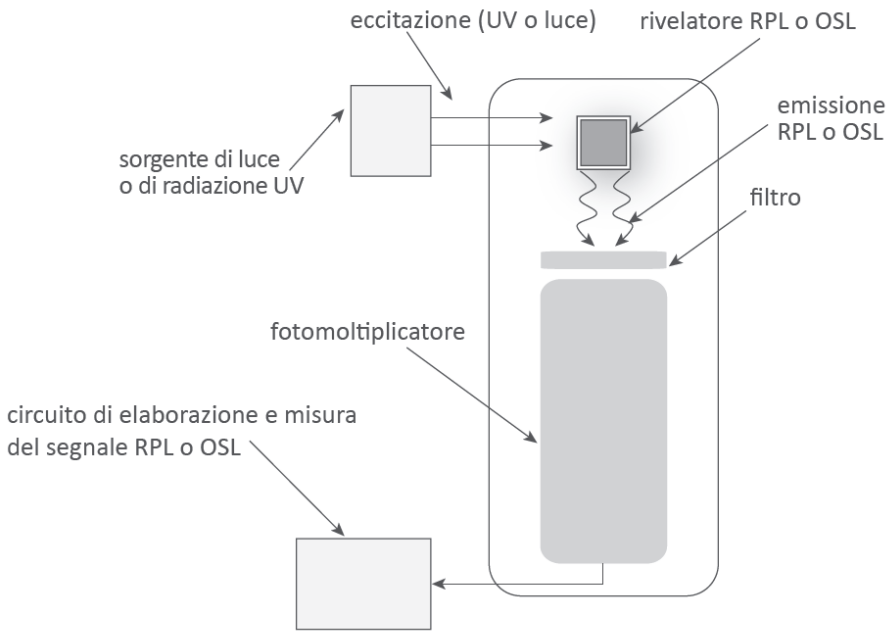


Figura 8.30 - Configurazione schematica del sistema di misura per dosimetri a RPL e a OSL. Il filtro posto all'ingresso del fotomoltiplicatore è trasparente alla luce (visibile) di RPL e OSL ma impedisce che la radiazione di eccitazione sia rivelata dal fotocatodo del fotomoltiplicatore. Un involucro a tenuta di luce isola il rivelatore e il sistema di rivelazione da fonti estranee di luce esterna

hanno, come i TLD, una risposta in funzione dell'energia piuttosto variabile in modo più o meno pronunciato a seconda del numero atomico medio del materiale. Anche per dosimetri a RPL e quelli a OSL è quindi necessario compensare la variabilità di questa risposta mediante opportuni filtri attenuatori secondo quanto già descritto in precedenza (cfr. § 8.2, La risposta in energia).

8.4 Requisiti principali dei dosimetri di area e personali

I dosimetri usati in radioprotezione hanno requisiti diversi a seconda del tipo e delle condizioni di misura per i quali sono impiegati.
Tutte le caratteristiche che un dosimetro deve avere (sensibilità, linearità, limitata variabilità della risposta in energia e in direzione ecc.) devono contribuire nel loro insieme a ridurre l'incertezza di misura delle grandezze dosimetriche operative. Tale incertezza dovrebbe essere sempre mantenuta al minimo ragionevolmente possibile e comunque al di sotto del 30% ($1\,\sigma$) nelle condizioni sperimentali meno favorevoli in cui, ad esempio, sia la distribuzione in direzione sia quella in energia del campo di radiazione siano note solo in modo approssimativo. D'altra parte quando le condizioni del campo di radiazione siano conosciute e il monitore di area sia debitamente tarato per effettuare misure in quelle condizioni (cfr. cap. 6), l'incertezza di misura può essere mantenuta anche intorno al 5%. Il limite inferiore per l'incertezza associata alle misure con un monitore di area è fissato dal valore dell'incertezza sul coefficiente di taratura dello strumento.
Nel seguito sono richiamati i più importanti requisiti sia per i dosimetri di area che per i dosimetri individuali.

Dosimetri di area

I dosimetri usati per il monitoraggio di area sono sia di tipo attivo che passivo in relazione allo scopo per cui sono impiegati (cfr. § 8.2). I principali dosimetri attivi sono basati sui seguenti tipi di rivelatori:

- camere a ionizzazione,
- contatori proporzionali,
- contatori G-M,
- scintillatori.

I dosimetri passivi usano principalmente:

- rivelatori TL,
- rivelatori a pellicola fotografica,
- rivelatori a tracce.

La scelta del rivelatore è dettata principalmente dalla sensibilità richiesta rispetto all'intensità dei campi di radiazione che si è interessati a misurare. A parità di volume del rivelatore la sensibilità del dosimetro

aumenta quando si passa, nell'elenco sopra riportato, dalla camera a ionizzazione agli scintillatori. A parità di tipo di rivelatore, la sensibilità varia in funzione del suo volume.
Mediante i dosimetri o i monitori di area si effettua di norma la misura delle grandezze dosimetriche operative quali $H^*(d)$ e $H'(d)$ (cfr. cap. 7). A tale scopo questi dosimetri devono essere debitamente tarati (cfr. cap. 6) in funzione dell'energia per il tipo di radiazione di interesse. La taratura deve coprire l'intervallo di energia del campo di radiazione oggetto delle misure. Se, come sovente accade, la distribuzione di energia del campo di radiazione è poco nota, è molto importante che la dipendenza della risposta in energia del dosimetro (cfr. eq. 8.1), in termini di $H^*(d)$ o di $H'(d)$, sia la meno pronunciata possibile. In questi casi la variabilità di $R_{E,H^*(d)}$ e di $R_{E,H'(d)}$ non dovrebbe essere superiore al 20% entro l'intervallo di energia che si ritiene più probabile per la radiazione da misurare.
Un'altra importante caratteristica da verificare per i dosimetri di area è la variabilità della loro risposta direzionale, $R_{\Omega,E}$ (cfr. eq. 8.6). Questa verifica può essere fatta in un campo di radiazione unidirezionale, ruotando il dosimetro intorno al suo asse verticale e registrando le variazioni del suo segnale. In relazione a quanto descritto nel capitolo 7, i dosimetri utilizzati per la misura di $H^*(d)$ dovrebbero avere una risposta direzionale costante. In pratica, in un campo di fotoni con energia superiore a circa 100 keV, è accettabile che la $R_{\Omega,E}$ non vari per più del 10% per rotazioni dello strumento entro ±80°.
Per il monitoraggio di area è di norma necessario disporre di dosimetri in grado di effettuare misure di ratei di equivalente di dose ambientale, $H^*(10)/t$, entro un intervallo compreso fra 1 $\mathrm{nSv\,h^{-1}}$ e 1 $\mathrm{Sv\,h^{-1}}$. Nelle situazioni più frequenti l'intervallo di misura è compreso fra 1 $\mathrm{mSv\,h^{-1}}$ e 1 $\mathrm{Sv\,h^{-1}}$. Per far fronte a queste esigenze un solo sistema dosimetrico può non essere sufficiente e quindi, se l'intervallo di misura è particolarmente ampio, può essere necessario ricorrere a un certo numero di dosimetri con diversa sensibilità. Le camere a ionizzazione (caratterizzate in generale da una minore sensibilità) sono in genere usate per misure nei campi più intensi per i quali una bassa sensibilità è comunque accettabile. I contatori G-M e gli scintillatori, entrambi affetti da problemi di saturazione nei campi più intensi, sono idonei per le misure ai valori più bassi di $H^*(10)/t$, per i quali è preferibile disporre di dosimetri con elevata sensibilità. I contatori proporzionali sono adatti nelle situazioni intermedie.

Dosimetri personali

I dosimetri di più frequente impiego per il monitoraggio individuale sono di tipo passivo ma è diffuso anche l'uso di quelli attivi. I principali

rivelatori associati ai dosimetri individuali passivi sono:

- rivelatori a TL,
- rivelatori a pellicola fotografica,
- rivelatori a tracce,
- rivelatori a OSL,
- rivelatori a RPL.

I rivelatori prevalentemente utilizzati nei dosimetri individuali di tipo attivo sono invece:

- contatori G-M,
- rivelatori al Si.

I rivelatori per dosimetri individuali sono anzitutto caratterizzati dal fatto di poter essere realizzati con dimensioni e peso molto contenuti. La scelta del rivelatore è poi dettata essenzialmente dal tipo di misura che s'intende effettuare. Per misure in tempo reale fatte con rivelatori attivi sono indifferentemente usati rivelatori a semiconduttore o contatori G-M. L'uso dei rivelatori passivi è più diffuso poiché quasi tutti questi rivelatori mantengono l'informazione anche dopo ripetute letture. La dosimetria individuale mediante TLD è largamente utilizzata anche se in questi dosimetri la lettura distrugge l'informazione. La dosimetria mediante TLD è infatti vantaggiosa in relazione ad altre caratteristiche quali la riproducibilità e l'ampio intervallo di linearità della risposta.

La grandezza dosimetrica operativa che di norma si misura con i dosimetri individuali è l'equivalente di dose personale, $H_p(d)$ (cfr. cap. 7). A tale scopo i dosimetri individuali devono essere tarati in fantoccio (come specificato in § 7.3.3) sia in funzione dell'energia che dell'angolo di incidenza della radiazione di interesse. Per ciascun valore di ciascuna grandezza di influenza (ad esempio l'energia) si ha un coefficiente di taratura. Il numero complessivo di coefficienti di taratura deve essere tale da coprire l'intervallo di variabilità di ciascuna delle grandezze di influenza del campo di radiazione oggetto delle misure.

È molto importante verificare la variabilità sia della risposta in energia (cfr. eq. 8.1) che di quella direzionale (cfr. eq. 8.6), misurata con il dosimetro individuale irraggiato in fantoccio. La variabilità di $R_{E,H_p(d)}$ in un dosimetro individuale non dovrebbe essere superiore al 20% entro gli intervalli di energia che si ritengono più probabili per la radiazione da misurare. Questa condizione è particolarmente importante se lo spettro di energia della radiazione di interesse non è accuratamente noto. Al riguardo è opportuno tener presente che la condizione di invariabilità di $R_{E,H_p(d)}$ rispetto a E, richiede che il segnale $M(E)$ del dosimetro vari allo stesso modo in cui varia $R_{E,H_p(d)}$ in funzione di E.

Riguardo alla risposta $R_{\Omega,E}$, un dosimetro individuale – posto su un fantoccio o su una persona – deve fornire un segnale M che sia variabile

in funzione di Ω, a differenza di un dosimetro di area cui invece è richiesta la proprietà di isotropia, ovvero di fornire un segnale indipendente dall'angolo di incidenza della radiazione (cfr. § 7.3).
Per il monitoraggio individuale è necessario disporre di dosimetri in grado di effettuare misure di $H_p(d)$ entro un intervallo compreso tipicamente fra 10 μSv e 1 Sv. Se un unico sistema dosimetrico non è sufficiente per l'intervallo di misura di interesse può essere necessario ricorrere a un certo numero di dosimetri con diversa sensibilità. I dosimetri attivi a semiconduttore sono generalmente quelli dotati di una maggiore sensibilità con un limite inferiore di misura intorno a 0,1 μSv, seguiti dai dosimetri a RPL e a OSL (entrambi con un limite inferiore di circa 10 μSv) e dai TLD che, come i dosimetri a pellicola fotografica, hanno un limite inferiore di misura di circa 100 μSv.

Bibliografia

Rossi B. B. and Staub H. H., *Ionization Chambers and Counters*, McGraw-Hill, New York, 1949.

Price W. J., Nuclear *Radiation Detection*, McGraw-Hill, New York, 1958.

Attix F. H., Roesch W. C (Eds), *Radiation Dosimetry*, Vol II – Instrumentation, Academic Press, 1966.

ICRU Report 20, *Radiation Protection Instrumentation and Its Application*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1971.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, New York, 1986.

ICRU Report 43, *Determination of Dose Equivalents from External Radiation Sources – Part 2*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1988.

ICRU Report 47, *Measurement of Dose Equivalents from External Photon and Electron Radiations*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1992.

Leo W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, 1994.

ICRU Report 56, *Dosimetry of External Beta Rays for Radiation Protection*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1997.

Knoll G. F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 2010.

ICRU Report 66, *Determination of Operational Dose Equivalent Quantities for Neutrons,* International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2001.

Capitolo 9

MISURA DELL'ATTIVITÀ DEI RADIONUCLIDI

9.1 Introduzione

La radioattività è un fenomeno caratteristico di quegli elementi – i radionuclidi – che emettono spontaneamente radiazioni ionizzanti. Un radionuclide è una specie atomica – caratterizzata da un numero atomico Z e da un numero di massa A – il cui nucleo è in uno stato instabile e ha perciò trasformazioni spontanee per raggiungere uno stato stabile o meno instabile.
Una sostanza radioattiva – o sorgente radioattiva – è una sostanza che contiene una quantità di atomi di uno o più tipi di radionuclidi.
I diversi tipi di radionuclidi presenti nella biosfera sono in gran parte di origine naturale, altri sono prodotti artificialmente (cfr. cap. 1).
Il campo di radiazione generato da una sorgente radioattiva può, in certe condizioni, essere caratterizzato mediante la misura di grandezze di campo o di grandezze dosimetriche (fluenza, dose assorbita ecc.). In molte situazioni tuttavia questo tipo di misure è di difficile, talvolta impossibile, attuazione. Si ricorre quindi, in questi casi, alla misura di un'altra grandezza, chiamata *attività* della sorgente radioattiva (cfr. § 9.2.1).
Le misure di attività di una sostanza radioattiva sono necessarie in tutti i casi in cui si voglia determinare il grado di contaminazione radioattiva. Si ha contaminazione radioattiva quando l'esposizione di una persona alle radiazioni ionizzanti è dovuta a sostanze radioattive presenti nel suo organismo e si ha perciò una situazione cosiddetta di irradiazione interna. La contaminazione radioattiva può interessare anche oggetti di vario genere – solidi, liquidi e gassosi – quando in essi sono presenti radionuclidi. Nei corpi solidi i radionuclidi (o le sostanze in cui essi sono contenuti) possono depositarsi sulla loro superficie (contaminazione superficiale) o anche all'interno del mezzo (contaminazione interna).
Nelle più frequenti situazioni in cui si verifica una contaminazione radioattiva, questa non è mai tanto elevata da produrre, all'esterno della persona o dell'oggetto contaminato, campi di radiazione abbastanza intensi da consentire una misura di esposizione o di dose assorbita mediante uno strumento posto all'esterno del corpo contaminato. Gli strumenti di misura comunemente utilizzati per la misura di grandezze dosimetriche non hanno infatti sufficiente sensibilità per essere utilizzabili in tali situazioni. Solo in casi particolari, misure della radiazione dovuta a contaminazione interna possono essere effettuate con il rivelatore posto in aria e a distanza dall'individuo (o dall'oggetto) contaminato, ma a condizione che si disponga di speciali rivelatori con

sensibilità molto elevata, particolarmente complessi e perciò di limitata diffusione (cfr. § 9.4.1.a, whole body counter).
In generale, le misure di attività sono l'unica alternativa normalmente praticabile ogni qualvolta si voglia determinare l'entità della radioattività presente in una sostanza o in un organismo biologico.
In un essere vivente la contaminazione radioattiva può aver luogo accidentalmente a seguito di inalazione di aria o di ingestione di commestibili, contenenti sostanze radioattive. Si può inoltre avere contaminazione a seguito dell'introduzione accidentale nell'organismo di sostanze radioattive per altre vie, come una ferita aperta, o attraverso l'assorbimento cutaneo.
Nel campo della radioprotezione, le misure di attività dei radionuclidi hanno lo scopo di determinare le grandezze – come la dose equivalente e la dose efficace (cfr. cap. 7) - con cui si quantificano i limiti di esposizione delle persone alle radiazioni ionizzanti.
Le misure di attività dei radionuclidi in campo medico hanno invece lo scopo di determinare la dose assorbita negli organi del paziente in cui le sostanze radioattive sono deliberatamente introdotte per scopi di radiodiagnostica o di radioterapia (cfr. § 13.3).
I principali metodi e sistemi di misura dell'attività saranno descritti nei paragrafi seguenti dopo aver richiamato le nozioni di base riguardanti i fenomeni radioattivi.

9.2 Generalità sul decadimento radioattivo

9.2.1 Le leggi del decadimento radioattivo e l'attività

A seguito delle trasformazioni spontanee che hanno luogo in un radionuclide, viene emessa radiazione il cui tipo, la cui energia e la cui frequenza di emissione dipendono dallo specifico radionuclide.
Queste trasformazioni sono caratterizzate da processi probabilistici in cui il nucleo di un atomo (nucleo padre) si trasforma spontaneamente nel nucleo (nucleo figlio) di un atomo diverso – cioè con numero atomico diverso ed eventualmente con diverso numero di massa – oppure si trasforma in due o più nuclei di specie atomiche diverse (come nel caso della fissione nucleare spontanea) oppure – nel caso particolare dei radionuclidi isomeri metastabili – subisce una transizione a uno stato di energia più basso dello stesso nucleo.
Se una sostanza radioattiva contiene, a un dato tempo *t,* un numero *N* di atomi di un dato radionuclide i cui nuclei si trovano in un particolare stato di energia, si definisce *attività*, *A*, di quella sostanza (o sorgente) radioattiva il rapporto:

$$A(t) = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} \tag{9.1}$$

dove dN è la variazione media del numero di quei nuclei in quello stato di energia, dovuta a trasformazioni spontanee del radionuclide nell'intervallo di tempo compreso fra t e t + dt.
L'unità di misura dell'*attività* è il becquerel (Bq): 1 Bq = 1 s^{-1}.
Le trasformazioni spontanee dei nuclei di una sorgente radioattiva, fanno diminuire costantemente nel tempo la quantità di tali nuclei. Il processo naturale che causa questa costante diminuzione è il "decadimento radioattivo", le cui modalità sono descritte nel § 9.2.2.
L'attività, $A(t)$, di una sorgente radioattiva di un dato radionuclide si riduce quindi nel tempo, e tende a zero allorché il numero complessivo delle trasformazioni nella sorgente si approssima anch'esso a zero. Se nella sostanza radioattiva è presente, a un tempo t, un numero N di nuclei (con N sufficientemente grande) di un dato radionuclide in un dato stato di energia, e se λ è la probabilità (supposta indipendente da t) che un qualsiasi nucleo instabile di quel radionuclide subisca una trasformazione spontanea nell'unità di tempo (un intervallo di tempo che sia breve rispetto a $1/\lambda$), il decadimento radioattivo ha un andamento descritto dall'equazione:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\lambda N \tag{9.2}$$

dove la costante di proporzionalità, λ, è la *costante di decadimento* di quel radionuclide. Il rapporto dN/N rappresenta la variazione media frazionaria del numero dei nuclei di quel radionuclide a seguito delle trasformazioni spontanee nell'intervallo di tempo dt. La probabilità che nella sorgente radioattiva considerata avvenga una trasformazione spontanea nell'intervallo di tempo dt è data quindi da λdt.
Integrando la (9.2) si ottiene il numero $N(t)$ dei nuclei del radionuclide considerato, che al tempo t non hanno subito trasformazioni:

$$N(t) = N_0 \, \mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{9.3}$$

dove N_0 è il numero di nuclei del radionuclide presenti nella sostanza al tempo t = 0. L'attività $A(t)$ di una sorgente radioattiva al tempo t può essere espressa, in base alla sua definizione e alla (9.2), in funzione della costante di decadimento λ mediante la relazione:

$$A(t) = \lambda N(t) \tag{9.4}$$

La (9.4) indica che il decremento medio frazionario, nell'unità tempo, del numero di nuclei instabili di un dato tipo presenti in una sorgente radioattiva, è costante ed è uguale a λ. Dalla (9.3) e dalla (9.4) si ha quindi:

$$A(t) = A_0 \, \mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{9.5}$$

dove $A_0 = \lambda N_0$ è l'attività della sorgente radioattiva al tempo di riferimento iniziale $t = 0$.
Il *tempo di dimezzamento*, $T_{1/2}$, di una sorgente radioattiva contenente un dato tipo di radionuclide è il valore atteso del tempo necessario affinché il numero N_0 dei nuclei instabili presenti nella sorgente al tempo t_0 si riduca, per effetto del decadimento radioattivo, a $N_0/2$. Si ha pertanto:

$$N(t = T_{1/2}) = \frac{1}{2} N_0 = N_0 \, \mathrm{e}^{-\lambda T_{1/2}} \tag{9.6}$$

La relazione fra tempo di dimezzamento, $T_{1/2}$, e costante di decadimento, λ, è quindi:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{9.7}$$

Dalla costante di decadimento λ di un dato radionuclide in un dato stato di energia, si ottiene la *vita media*, τ, di una sorgente di quel radionuclide. Sia infatti t il tempo di sopravvivenza di un nucleo, considerato individualmente, appartenente alla popolazione di N_0 nuclei. Il valore medio, τ dei diversi singoli tempi di sopravvivenza – variabili fra loro statisticamente – per quella popolazione di nuclei, sarà dato dalla somma dei tempi di sopravvivenza di ciascuno dei nuclei divisa per il numero complessivo di nuclei, N_0. Se N_0 è molto grande, questa somma può essere espressa mediante un integrale. Si avrà pertanto:

$$\tau = \frac{\sum_1^{N_0} t_i}{N_0} = \frac{\int t |\mathrm{d}N|}{\int |\mathrm{d}N|} = \frac{1}{N_0} \int_0^\infty t \lambda N(t) \mathrm{d}t \tag{9.8}$$

dove, $|\mathrm{d}N| = \lambda N(t)\mathrm{d}t$ è, dalla (9.3), il numero atteso di trasformazioni che avvengono all'interno della popolazione di N_0 nuclei nell'intervallo di tempo compreso fra t e $t + \mathrm{d}t$ e il prodotto $t|\mathrm{d}N|$ equivale alla somma dei tempi di sopravvivenza dei nuclei di quella popolazione che, dopo esser sopravvissuti a partire dal tempo t_0 fino al tempo t, si sono trasformati nell'intervallo di tempo fra t e $t + \mathrm{d}t$. Dalla (9.8) e dalla (9.3) si ha:

$$\tau = \lambda \int_0^\infty t \, \mathrm{e}^{-\lambda t} \mathrm{d}t = \frac{1}{\lambda} \tag{9.9}$$

da cui, in base alla (9.7), si ottiene anche la relazione fra τ e $T_{1/2}$, risultando:

$$\tau = \frac{1}{\ln 2} T_{1/2} = 1{,}443 \, T_{1/2} \tag{9.10}$$

Dalla (9.3) e dalla (9.9) si può infine esprimere il significato di τ anche

come il tempo medio necessario affinché il numero iniziale, N_0, dei nuclei instabili di un dato radionuclide si riduca, per effetto del decadimento radioattivo, al valore N_0/e.

9.2.2 I modi del decadimento radioattivo

Il decadimento radioattivo è il fenomeno attraverso cui i nuclei instabili di un radionuclide tendono spontaneamente a raggiungere uno stato di stabilità subendo trasformazioni nucleari (cfr. § 9.2.1). A seguito di queste trasformazioni sono prodotte specie atomiche stabili, o meno instabili di quelle iniziali. Le trasformazioni nucleari di un radionuclide sono processi che interessano il nucleo ma possono coinvolgere anche l'atomo del radionuclide. Queste trasformazioni possono infatti causare l'emissione o la cattura di elettroni atomici, come sarà accennato più avanti

Ciascun tipo di trasformazione nucleare in un radionuclide è caratterizzato da un processo che identifica il "modo di decadimento" di quel radionuclide.

I modi di decadimento dei radionuclidi sono denotati indicando il principale tipo di particelle emesse nella trasformazione nucleare d'interesse, o la natura del processo di trasformazione. I principali modi di decadimento sono:

- il decadimento α,
- il decadimento β^-,
- il decadimento β^+,
- la cattura elettronica,
- le transizioni isomeriche,
- la fissione nucleare spontanea,
- l'emissione di protoni,
- l'emissione ritardata di neutroni.

Di questi modi di decadimento, saranno brevemente richiamati solo quelli di maggiore interesse nelle applicazioni mediche e in radioprotezione, rinviando per i dettagli alla bibliografia e, in più generale, ai testi di base sulla radioattività e la fisica delle radiazioni ionizzanti.

Il decadimento α

Il decadimento α è un processo che interessa solo i radionuclidi con un numero di massa sufficientemente elevato. La maggior parte dei radionuclidi emettitori di particelle α sono elementi instabili più pesanti del piombo. Durante questo processo il nucleo originario X emette una particella α trasformandosi nel nucleo Y secondo lo schema:

$$^{A}_{Z}X \rightarrow ^{A-4}_{Z-2}Y + \alpha$$

L'energia totale rilasciata nel processo è ripartita, tenendo conto della conservazione della quantità di moto, fra energia cinetica (di rinculo) del nucleo Y ed energia cinetica della particella α. Quest'ultima è praticamente uguale (dell'ordine del 98%) all'energia totale. L'energia delle particelle α dipende quindi dal radionuclide ed è, tipicamente, compresa fra 4 e 5 MeV. Un esempio di decadimento α è quello del decadimento del ^{226}Ra nel ^{222}Rn.

Il decadimento β^-

Il decadimento β^- ha luogo quando, rispetto alla configurazione di maggiore stabilità, si ha un eccesso di neutroni nel nucleo. Il neutrone in eccesso si trasforma in un protone con l'emissione di un antineutrino, $\bar{\nu}_e$, e di un elettrone, β^-. Lo schema del processo di decadimento è:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + \beta^- + \bar{\nu}_e $$

Mentre nel decadimento α, che è un processo a due corpi, la particella α ha praticamente sempre la stessa energia per un dato radionuclide, nel decadimento β, che è un processo a tre corpi, la particella β ha uno spettro di energia continuo poiché l'energia cinetica complessiva è distribuita fra l'elettrone e il neutrino, oltreché con quella di rinculo del nucleo Y. L'energia massima dello spettro dipende dal radionuclide ed è, nella gran parte dei casi, al di sotto dei 2 MeV. Un esempio di decadimento β^- è dato dal decadimento del ^{60}Co nel ^{60}Ni.

Il decadimento β^+

Il decadimento β^+ è un processo che avviene quando vi è nel nucleo un eccesso di protoni. Il protone in eccesso si trasforma in un neutrone con l'emissione di un neutrino, ν_e, e di un positrone, β^+. Lo schema del processo di decadimento è dunque:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \beta^+ + \nu_e $$

Il decadimento β^+ del protone può avvenire solo nei protoni all'interno di un nucleo a spese della cui energia di legame il processo diviene energeticamente possibile. La massa del protone, più piccola di quella del neutrone, non consente infatti questo tipo di decadimento per un protone libero. Questa restrizione non vale invece per il decadimento β^- che può avvenire anche nel neutrone libero. In base a considerazioni analoghe a quelle fatte sul decadimento β^-, anche nel decadimento β^+ i positroni hanno uno spettro di energia continuo il cui massimo è specifico del radionuclide. Un esempio di decadimento β^+ è dato dal decadimento del ^{18}F nel ^{18}O.

La cattura elettronica

La cattura elettronica è un processo che, come il decadimento β^+, è caratteristico dei radionuclidi con un eccesso di protoni. In questo processo un elettrone atomico (tipicamente dell'orbita K) del radionuclide è assorbito dal nucleo causando la trasformazione di un protone in neutrone e l'emissione di un neutrino. La vacanza che si viene a trovare nell'orbita *K* del nucleo figlio è riempita con un elettrone di una delle orbite più esterne con conseguente emissione di fotoni (la radiazione caratteristica). L'energia dei fotoni caratteristici è pari alla differenza fra le energie di legame degli elettroni dell'orbita *K* e dell'orbita più esterna coinvolta. Negli elementi più leggeri l'emissione di radiazione caratteristica è in competizione con l'emissione di elettroni Auger, generalmente dell'orbita *L*. Lo schema del processo di cattura elettronica è:

$$ {}^{A}_{Z}X + e^{-}_{K} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu_e $$

A differenza dei neutrini emessi nei decadimenti β^- e β^+, i neutrini emessi nel processo di cattura elettronica sono monoenergetici, essendo quest'ultimo un processo a due corpi. La cattura elettronica è un processo che avviene in competizione nella gran parte dei radionuclidi soggetti al decadimento β^+. Il rapporto di probabilità dei due processi nel medesimo radionuclide dipende da diversi parametri fra cui la massa dell'elemento. La cattura elettronica è, in generale, più favorita negli elementi più pesanti. Un esempio in cui il processo di cattura elettronica ha una probabilità del 100% è dato dal decadimento dello ^{125}I nel ^{125}Te.

Le transizioni isomeriche

Le transizioni isomeriche sono trasformazioni che riguardano specificamente gli isomeri metastabili. Un isomero metastabile è un radionuclide che ha lo stesso numero atomico e lo stesso numero di massa del corrispondente nuclide stabile ma un diverso stato di energia, tipicamente uno stato eccitato nel quale può permanere anche per un tempo relativamente lungo. Le transizioni isomeriche verso lo stato stabile avvengono, in un isomero metastabile, mediante processi di diseccitazione nucleare con emissione di radiazione γ. Una transizione isomerica non dà luogo quindi a una diversa specie atomica ma a un diverso stato di energia dello stesso nuclide. Il tempo di dimezzamento relativo a queste transizioni può essere dell'ordine dei minuti, delle ore o dei giorni a seconda dell'isomero. Per un isomero metastabile, ${}^{A}_{Z}X^{m}$, lo schema della transizione isomerica è dunque:

$$ {}^{A}_{Z}X^{m} \rightarrow {}^{A}_{Z}X + \gamma $$

Un isomero metastabile di diffuso impiego medico è il ${}^{99}_{43}Tc^{m}$ che a

seguito di transizioni isomeriche dà luogo, con un tempo di dimezzamento di circa 6 h, al $^{99}_{43}Tc^{m}$ stabile.
Le transizioni isomeriche in un radionuclide isomero possono essere in competizione con altri processi, quali il decadimento β, a seguito dei quali il radionuclide si trasforma in una specie atomica diversa.

Processi di diseccitazione conseguenti al decadimento radioattivo

In tutti i tipi di decadimento ora descritti si ha in generale, alla fine del processo, emissione di radiazione γ. La radiazione γ, che nelle transizioni isomeriche viene emessa da parte del radionuclide isomero originario, negli altri tipi di decadimento è invece emessa, come radiazione di diseccitazione, dai nuclei figli generati dalle trasformazioni nucleari dei radionuclidi originari. I nuclei figli, che sono in genere sempre prodotti in uno stato eccitato, passano rapidamente (entro tempi dell'ordine di 10^{-15} s) allo stato stabile o a uno stato meno instabile, con emissione di radiazione γ. La radiazione γ prodotta nelle trasformazioni nucleari di un radionuclide X che non sia un isomero, non deve quindi essere attribuita a quel radionuclide ma ai nuclei eccitati, Y^*, dell'elemento Y prodotto nel processo di decadimento.
È improprio pertanto parlare di decadimento γ quando ci si riferisce alla radiazione γ di diseccitazione nucleare, non emessa da isomeri. Il processo di emissione di questa radiazione non è infatti né una transizione isomerica, né una trasformazione nucleare che dà luogo a nuclei diversi dal nucleo Y. Lo schema di emissione della radiazione γ dovuta ai processi di diseccitazione immediata, è quindi:

$$^{A}_{Z}Y^{*} \rightarrow ^{A}_{Z}Y + \gamma$$

La radiazione γ di diseccitazione è costituita da fotoni monoenergetici la cui energia è specifica del nucleo Y che si diseccita. A seconda del numero di livelli eccitati del nucleo Y prodotto, la radiazione γ di diseccitazione può essere caratterizzata da una o più energie. I fotoni di diversa energia possono essere emessi in rapida successione temporale (emissione a cascata, praticamente in coincidenza) oppure in competizione fra loro con probabilità diverse. Un tipico esempio di diseccitazione con emissione immediata di radiazione γ è dato dalla transizione del nucleo eccitato $^{60}Ni^{*}$ che, subito dopo essere stato prodotto a seguito del decadimento β^{-} del ^{60}Co, ha una transizione allo stato stabile mediante l'emissione in cascata di due raggi γ con energia di 1,17 MeV e 1,33 MeV, rispettivamente.
I nuclei figli prodotti in uno stato eccitato possono diseccitarsi, in alternativa alla modalità caratterizzata dall'emissione di radiazione γ, anche tramite un processo detto conversione interna. La conversione interna è un processo di diseccitazione in cui l'energia di eccitazione del

nucleo figlio, *Y**, è direttamente trasferita all'elettrone dell'orbita *K* di quel nucleo, senza alcun coinvolgimento di radiazione γ. In seguito a conversione interna l'elettrone è espulso dal nucleo eccitato, *Y**, con un'energia cinetica pari alla differenza tra l'energia di eccitazione del nucleo e l'energia di legame dell'elettrone. La conversione interna è un processo di diseccitazione in competizione con l'emissione di radiazione γ di diseccitazione. Rispetto a quest'ultima la conversione interna diventa meno probabile al crescere dell'energia di diseccitazione.
Il processo di conversione interna è descritto dallo schema seguente:

$$ {}^{A}_{Z}Y^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z}Y + e^{-}_{K} $$

Analogamente a quanto accade nella cattura elettronica, anche a seguito della conversione interna si può avere emissione di radiazione monocromatica caratteristica o di elettroni Auger. Entrambi i processi sono infatti seguiti da un riassestamento degli elettroni atomici del nucleo *Y*. Un esempio di conversione interna è la transizione allo stato fondamentale del nucleo eccitato del ^{125}Te*, prodotto a sua volta dal decadimento dello ^{125}I.

Attività parziale e schema di decadimento di un radionuclide

Per un radionuclide che ha diversi modi di decadimento fra loro in competizione, essendo il modo, *i*, di decadimento caratterizzato da una costante di decadimento λ_i, la costante di decadimento complessiva, λ, è data (in base alla definizione di λ) dalla somma delle λ_i parziali: $\lambda = \sum \lambda_i$.
Se una sostanza radioattiva contiene al tempo *t* un numero $N(t)$ di atomi di un radionuclide con diversi possibili modi di decadimento in competizione, l'*attività parziale*, A_i, della sostanza radioattiva corrispondente al modo di decadimento *i-esimo*, si può (in base alla definizione di *A*) esprimere come:

$$ A_i = -\frac{\mathrm{d}N_i}{\mathrm{d}t} = \lambda_i N(t) = \lambda_i N_0 \, \mathrm{e}^{-\lambda t} \qquad (9.11) $$

L'attività totale della sostanza, dovuta a tutti i possibili modi di decadimento, sarà pertanto data da:

$$ A = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\sum_i \frac{\mathrm{d}N_i}{\mathrm{d}t} = N \sum_i \lambda_i = \lambda N_0 \, \mathrm{e}^{-\lambda t} \qquad (9.12) $$

Ogni radionuclide è caratterizzato dalle proprie modalità di decadimento poiché queste dipendono dal suo numero atomico e dal suo numero di massa. A ogni radionuclide corrispondono quindi univocamente uno specifico valore della costante di decadimento λ (con i corrispondenti valori di τ e $T_{1/2}$) per ciascuna specifica trasformazione nucleare che il radionuclide può avere.

Per i radionuclidi sono noti, a seguito di determinazioni sperimentali: a) i valori di λ (quindi di τ e $T_{1/2}$), b) il tipo e l'energia della radiazione emessa c) la probabilità, I_r, che un dato tipo di radiazione, *r,* ha di essere emessa a seguito di una data trasformazione nucleare. L'insieme di queste informazioni è riportato, per ciascun radionuclide, in un diagramma detto "schema di decadimento" del radionuclide. Un esempio di schema di decadimento, in cui per brevità non è indicata l'energia della radiazione emessa, è riportato nella figura 9.1. Gli schemi di decadimento di tutti i radionuclidi conosciuti sono riportati in specifiche pubblicazioni, le più importanti delle quali sono quelle redatte o accreditate da organismi internazionali (cfr. BIPM 2004-2011).

9.2.3 Le famiglie radioattive

Il decadimento di un radionuclide può dar luogo a un nucleo stabile oppure a un ulteriore nucleo instabile il cui decadimento può a sua volta dar luogo a una analoga sequenza. Una successione di due o più radionuclidi ciascuno dei quali è generato dal decadimento del precedente, forma una famiglia radioattiva che prende il nome dall'elemento capostipite della serie. Esempi di famiglie radioattive sono riportati nel cap.1 (la famiglia dell'^{238}U, del ^{232}Th ecc.) in riferimento alla radioattività presente nella crosta terrestre.

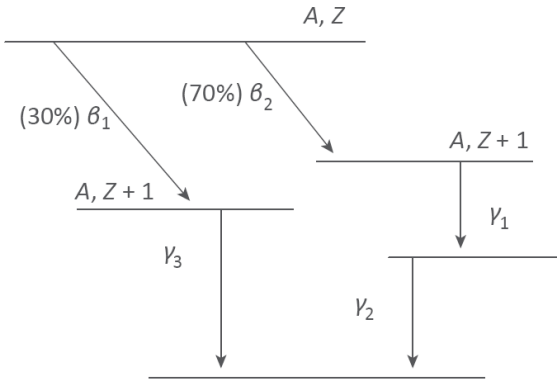


Figura 9.1 - Esempio di schema di decadimento di un radionuclide di numero di massa *A* e numero atomico *Z* che, decadendo con emissione di due particelle β^- (frecce oblique), si trasforma in un nucleo avente lo stesso numero di massa ma diverso numero atomico (*Z*+1). Il nucleo figlio, generato in uno stato eccitato, si diseccita con emissione di radiazione gamma (frecce verticali). L'attività del radionuclide è, per sua definizione, misurata dal numero di particelle β_1^- e β_2^- che, nell'esempio in figura, sono emesse in competizione fra di loro con probabilità del 30% e del 70%, rispettivamente. Lo schema esemplificato, dove non sono per brevità riportate le energie delle radiazioni emesse, indica che la probabilità di emissione dei fotoni γ_1 e γ_2 è del 70% mentre quella dei fotoni γ_3 è del 30%. Queste probabilità sono uguali, rispettivamente, alle probabilità di emissione delle particelle β_1^- e β_2^-

In una famiglia radioattiva, il radionuclide capostipite, *A*, (o nucleo padre) decade, con una costante di decadimento λ_A, in un nucleo figlio, *B*, che a sua volta decade, con una costante di decadimento λ_B, in un suo nucleo figlio, *C*, e così via fino a quando la sequenza dei decadimenti si interrompe con la formazione di un nucleo stabile che chiude la serie. Se si conosce l'attività al tempo *t* del nucleo capostipite, si può determinare l'attività di ciascuno dei nuclei figli di quella famiglia radioattiva una volta note le costanti λ di tutti i radionuclidi coinvolti nel processo di decadimento. A titolo di esempio si consideri, per brevità, il semplice caso di una famiglia radioattiva caratterizzata da due soli stadi di decadimento: $A \rightarrow B \rightarrow C$, dove *A* è il nucleo padre e *B* è il nucleo figlio anche esso instabile, il quale decade nel nucleo stabile, *C*, ultimo della serie. Le equazioni di base del decadimento sono:

$$\frac{\mathrm{d}N_A}{\mathrm{d}t} = -\lambda_A N_A \tag{9.13}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_B}{\mathrm{d}t} = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B \tag{9.14}$$

$$\frac{\mathrm{d}N_C}{\mathrm{d}t} = \lambda_B N_B \tag{9.15}$$

dove N_i è il numero di nuclei dell'elemento *i* a un dato tempo *t*.
La soluzione della (9.13) fornisce l'equazione del decadimento (9.2) per i nuclei di tipo *A*:

$$N_A(t) = N_A^0 \, \mathrm{e}^{-\lambda_A t} \tag{9.16}$$

dove N_A^0 è il numero dei nuclei di tipo *A* al tempo iniziale $t = 0$. L'equazione (9.14) si risolve sostituendo in essa l'espressione di N_A data dalla (9.16) e ottenendo:

$$\frac{\mathrm{d}N_B}{\mathrm{d}t} + \lambda_B N_B = \lambda_A N_A^0 \, \mathrm{e}^{-\lambda_A t} \tag{9.17}$$

Moltiplicando entrambi i membri della (9.17) per $e^{\lambda_B t}$ e tenendo presente che:

$$\mathrm{e}^{\lambda_B t} \frac{\mathrm{d}N_B}{\mathrm{d}t} + \lambda_B N_B \, \mathrm{e}^{\lambda_B t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(N_B \, \mathrm{e}^{\lambda_B t}\right) \tag{9.18}$$

la (9.17) si può scrivere anche come:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(N_B \, \mathrm{e}^{\lambda_B t}\right) = \lambda_A N_A^0 \, \mathrm{e}^{(\lambda_B - \lambda_A)t} \tag{9.19}$$

Integrando entrambi i membri della (9.19), si ottiene infine:

$$N_B(t) = N_B^0 \, \mathrm{e}^{-\lambda_B t} + \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A^0 \left(\mathrm{e}^{-\lambda_A t} - \mathrm{e}^{-\lambda_B t}\right) \tag{9.20}$$

dove N_B^0 è il numero dei nuclei di tipo B al tempo iniziale $t = 0$. Il valore di N_B^0 è diverso da zero o nullo a seconda che al tempo di riferimento iniziale $t = 0$ si assuma o meno una presenza iniziale di nuclei di tipo B.
Con un procedimento analogo si ricava dalla (9.15) l'espressione di $N_C(t)$, il numero di nuclei stabili di tipo C prodotti al tempo t dal decadimento di A e di B, ottenendo:

$$N_C(t) = N_C^0 + N_B^0\left(1 - \mathrm{e}^{-\lambda_B t}\right) + N_A^0\left[1 + \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}\mathrm{e}^{(\lambda_B - \lambda_A)t} - \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A}\mathrm{e}^{-\lambda_A t}\right] \quad (9.21)$$

Anche per il contributo iniziale N_C^0, nella (9.21), vale quanto specificato per il valore di N_B^0 nella (9.20).
In base alla (9.13), (9.14) e (9.15), il decadimento radioattivo di una famiglia costituita da un numero n di radionuclidi, è descritto dal sistema di equazioni:

$$\frac{\mathrm{d}N_1}{\mathrm{d}t} = -\lambda_1 N_1 \quad (9.22)$$

$$\frac{\mathrm{d}N_2}{\mathrm{d}t} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (9.23)$$

$$\frac{\mathrm{d}N_n}{\mathrm{d}t} = \lambda_{n-1} N_{n-1} - \lambda_n N_n \quad (9.24)$$

dove λ_n è uguale a zero se il nucleo n-esimo è il nucleo stabile ultimo della serie. In tal caso l'ultima equazione descrive la crescita nel tempo del numero, N_n, dei nuclei stabili prodotti dal decadimento dei radionuclidi (1,…, n–1) della serie.
L'espressione che fornisce la soluzione generale dell'equazione (9.24) può essere scritta come:

$$N_n(t) = C_1\,\mathrm{e}^{-\lambda_1 t} + C_2\,\mathrm{e}^{-\lambda_2 t} + C_3\,\mathrm{e}^{-\lambda_3 t} + \ldots\ldots\ldots\ldots C_n\,\mathrm{e}^{-\lambda_n t} \quad (9.25)$$

dove

$$C_1 = \frac{\lambda_1\lambda_2\ \ldots\ldots\ldots\lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)\ldots\ldots\ldots(\lambda_n - \lambda_1)} N_1^0 \quad (9.26)$$

$$C_2 = \frac{\lambda_1\lambda_2\ldots\ldots\ldots\lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)\ldots\ldots\ldots(\lambda_n - \lambda_2)} N_1^0 \quad (9.27)$$

……

$$C_n = \frac{\lambda_1\lambda_2\ldots\ldots\ldots\lambda_{n-1}}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n)\ldots\ldots\ldots(\lambda_{n-1} - \lambda_n)} N_1^0 \quad (9.28)$$

Le espressioni da (9.25) a (9.28) sono note come le equazioni di Bateman, che le ha per primo fornite come soluzioni del sistema di equazioni differenziali che descrivono il decadimento di una famiglia

radioattiva composta da n tipi di radionuclidi. Le condizioni iniziali adottate per ottenere queste soluzioni presuppongono che al tempo $t = 0$ vi siano solo gli N_1^0 radionuclidi del nucleo padre, capostipite della serie, e che nessuno dei nuclei della progenie sia presente. Si ha quindi $N_2^0 = N_3^0 = \cdots = N_n^0 = 0$. È possibile comunque costruire (al costo di qualche ulteriore complicazione formale) delle soluzioni anche nel caso in cui i valori di N_i^0 siano diversi da zero. Ciò si traduce in una modifica alla soluzione generale (eq. 9.25) mediante l'introduzione di termini aggiuntivi che includono i valori iniziali di N_i^0.
Mediante la (9.3) e la (9.25) possono essere calcolate le attività, $A(t)$, di ciascuno dei radionuclidi della famiglia radioattiva.

9.2.4 Stati di equilibrio in una famiglia radioattiva

Nel decadimento di una famiglia radioattiva possono verificarsi gradi diversi di equilibrio fra il numero di nuclei padre e quello dei nuclei figlio a seconda di quale di essi abbia un più lungo tempo di dimezzamento. Per esemplificare queste diverse situazioni è sufficiente considerare il semplice caso esaminato all'inizio, in cui la famiglia radioattiva è caratterizzata da due soli stadi di decadimento: $A \rightarrow B \rightarrow C$, con il nucleo C finale stabile. A seconda dei valori di $(T_{1/2})_A$ e di $(T_{1/2})_B$ possono di norma verificarsi tre casi: equilibrio secolare, equilibrio transiente, assenza di equilibrio.

Equilibrio transiente, $(T_{1/2})_A > (T_{1/2})_B$

Se il tempo di dimezzamento del nucleo padre A è più lungo di quello del nucleo figlio B, e si ha quindi $(T_{1/2})_A > (T_{1/2})_B$ oppure $\lambda_A < \lambda_B$, il rapporto tra le attività del nucleo padre e del nucleo figlio diventa costante dopo un certo tempo successivo al tempo iniziale $t = 0$. Si realizza quindi uno stato di equilibrio (equilibrio transiente) fra i decadimenti dei nuclei padre A e quelli dei nuclei figlio B. Questa condizione di equilibrio si deduce direttamente dalla (9.20) che, essendo in questa ipotesi il valore di $e^{\lambda_B t}$ trascurabile rispetto a quello di $e^{\lambda_A t}$, si semplifica, per t sufficientemente grande, nell'espressione:

$$N_B(t) = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} N_A^0 \, \mathrm{e}^{-\lambda_A t} \tag{9.29}$$

che, tenendo presente la (9.2) si può anche scrivere come:

$$\frac{N_B(t)}{N_A(t)} = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} \tag{9.30}$$

La (9.30) può essere espressa in funzione delle attività in base alla (9.2),

ottenendo quindi la relazione:

$$\frac{A_B(t)}{A_A(t)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \tag{9.31}$$

da cui si vede come, nelle condizioni di equilibrio transiente, l'attività dei nuclei figlio sia sempre maggiore di quella dei nuclei padre in una misura che dipende dai valori di λ_A e λ_B. Prima di raggiungere la condizione di equilibrio l'attività $A_B(t)$, inferiore nella fase iniziale all'attività $A_A(t)$, cresce fino a raggiungere un valore massimo al tempo $t = t_{max}$. Il valore di t_{max} si calcola sapendo che al tempo t_{max} $N_B(t)$, raggiunge il suo massimo valore e quindi t_{max} è il valore di t in corrispondenza del quale si ha $dN_B(t)/dt$. Si ottiene pertanto:

$$t_{\max} = \frac{\ln(\lambda_B / \lambda_A)}{\lambda_B - \lambda_A} \tag{9.32}$$

Al tempo t_{max} l'attività $A_B(t)$ è uguale all'attività $A_A(t)$, nell'ipotesi in cui il nucleo padre A decada esclusivamente nel nucleo figlio B. Dopo il tempo $t = t_{max}$ le attività $A_A(t)$ e $A_B(t)$ decrescono con la medesima costante di decadimento, corrispondente a quella del nucleo padre A (cfr. eq. 9.29).

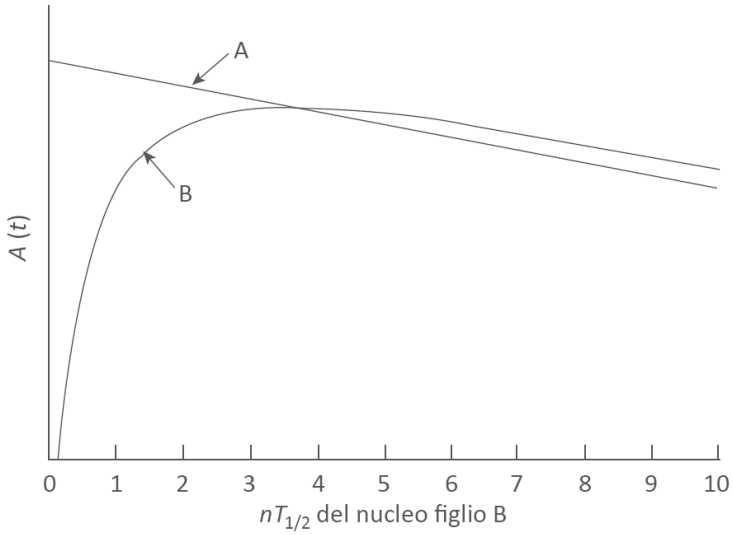


Figura 9.2 - Variazione nel tempo (espresso in multipli n di $T_{1/2}$) delle attività $A_A(t)$ e $A_B(t)$ relative, rispettivamente, al nucleo padre A e al nucleo figlio B, nel caso in cui i radionuclidi A e B siano in una condizione di equilibrio transiente ($\lambda_A < \lambda_B$). Dopo un certo tempo l'attività $A_B(t)$ raggiunge un massimo per poi assumere un valore più elevato di quello dell'attività $A_A(t)$ e successivamente decrescere con la stessa costante di decadimento del nucleo padre A

Il tipico andamento nel tempo delle attività $A_B(t)$ e $A_A(t)$ per la sorgente di un radionuclide A che decade nel radionuclide B in una condizione di equilibrio transiente, è mostrato in figura 9.2.

Equilibrio secolare, $(T_{1/2})_A >> (T_{1/2})_B$

Un caso particolare di equilibrio si ha quando il tempo di dimezzamento dei nuclei padre A è di gran lunga più grande di quello dei nuclei figlio B, e si ha quindi $(T_{1/2})_A >> (T_{1/2})_B$ oppure $\lambda_A << \lambda_B$. In pratica ciò corrisponde al caso in cui l'attività dei nuclei padre non varia apprezzabilmente in un periodo di tempo dell'ordine di alcuni tempi di dimezzamento dei nuclei figlio. La condizione $\lambda_A << \lambda_B$ consente di approssimare la (9.31) in:

$$\frac{A_B(t)}{A_A(t)} = \frac{\lambda_B}{\lambda_B - \lambda_A} \approx 1 \qquad (9.33)$$

Di fatto l'attività dei nuclei figlio approssima l'attività dei nuclei padre dopo pochi tempi di dimezzamento di B a partire dal tempo $t = 0$ in cui i nuclei B iniziano ad essere generati. Dopo l'iniziale fase di crescita dell'attività di B, le attività di A e di B rimangono approssimativamente uguali, decadendo lentamente con lo stesso tempo di dimezzamento di A, come è mostrato nell'esempio in figura 9.3. Questo particolare caso di equilibrio transiente, viene chiamato equilibrio secolare.

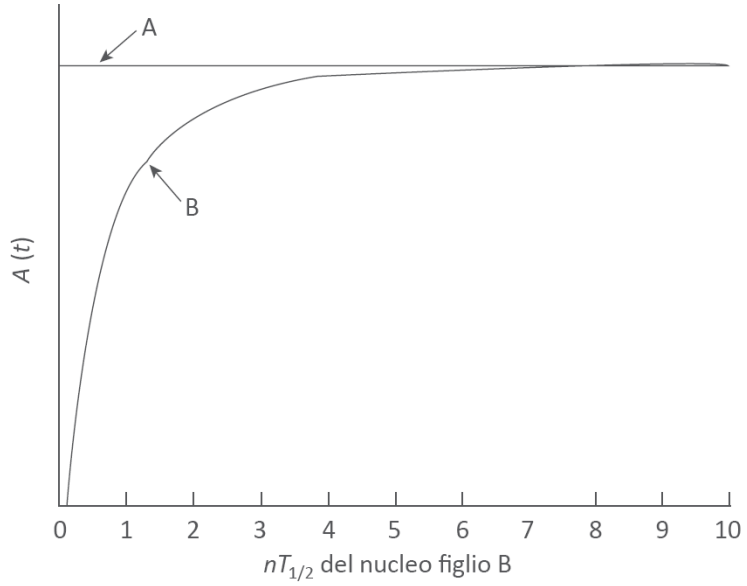


Figura 9.3 - Esempio tipico di radionuclidi A e B in equilibrio secolare ($\lambda_A << \lambda_B$). L'attività dei nuclei figlio B, dopo un certo tempo (espresso in multipli n di $T_{1/2}$) dall'inizio della loro produzione, approssima quella dei nuclei padre A e rimane a essa praticamente identica nel tempo

Un caso ben conosciuto di equilibrio secolare è quello relativo al decadimento del ^{226}Ra in ^{222}Rn da cui hanno poi origine altri decadimenti. La famiglia radioattiva nel cui ambito questo processo di decadimento avviene è quella dell'^{238}U che costituisce una delle principali fonti naturali di radioattività terrestre (cfr. cap. 1).

Assenza di equilibrio, $(T_{1/2})_A < (T_{1/2})_B$

Se il tempo di dimezzamento del nucleo padre *A* è più breve di quello del nucleo figlio *B,* e si ha quindi $(T_{1/2})_A < (T_{1/2})_B$ oppure $\lambda_A > \lambda_B$, è evidente dalla (9.20) che nessuna situazione di equilibrio potrà essere raggiunta fra l'attività dei nuclei padre e quella dei nuclei figlio. Mentre i nuclei *A* decadono, il numero dei nuclei *B* aumenta inizialmente, raggiunge quindi un valore massimo per poi decrescere con il tempo di dimezzamento tipico di *B*. Un esempio tipico di radionuclidi padre e figlio in condizioni di non-equilibrio è mostrato in figura 9.4.

9.2.5 Curve di decadimento in una sorgente con radionuclidi di diverso tipo

Quando si è in presenza di una sorgente composta da due o più radionuclidi non appartenenti alla medesima famiglia radioattiva e che

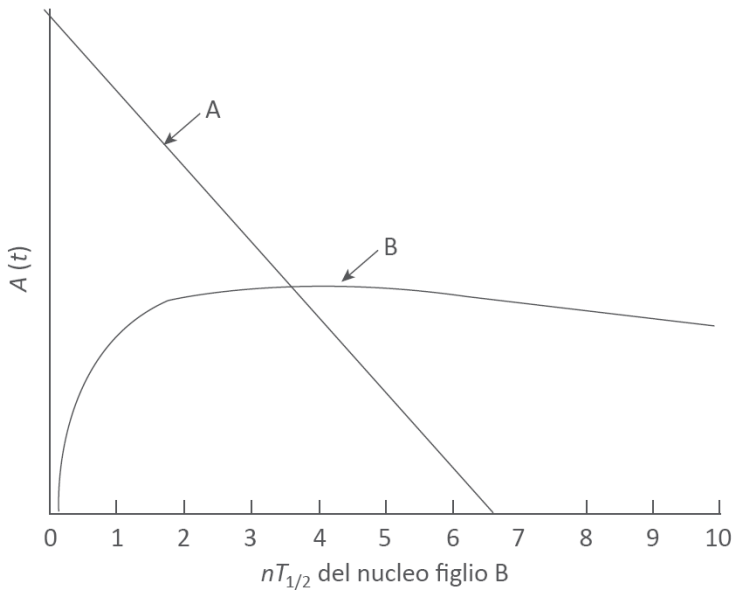


Figura 9.4 - Andamento nel tempo (espresso in multipli *n* di $T_{1/2}$) delle curve di attività dei nuclei padre A e dei nuclei figlio B, nel caso in cui $\lambda_A > \lambda_B$. In queste condizioni non vi è mai equilibrio fra le attività di A e di B

decadono quindi in modo indipendente l'uno dall'altro, se le corrispondenti attività sono A_1 .... A_n, si ottiene una curva di decadimento $A_{tot}(t) = A_1(t)+A_2(t)+.....+A_n(t) = \lambda_1 N_1(t)+ \lambda_2 N_2(t)+....+\lambda_n N_n(t)$ che descrive l'andamento dell'attività complessiva.
La più o meno pronunciata concavità della curva dipende dai tempi di dimezzamento dei diversi radionuclidi. È infatti evidente che l'andamento della regione iniziale della curva è dovuto prevalentemente ai radionuclidi di vita media più breve, mentre quelli di vita media più lunga caratterizzano la curva nella regione lontana dall'origine. È possibile ricavare le curve di decadimento di ciascuno di essi con un metodo grafico.
La parte finale della curva (che in un breve intervallo di tempo è rettilinea) si estrapola al tempo $t = 0$ e i valori relativi alla linea retta estrapolata si sottraggono a quelli della curva originaria. La curva risultante rappresenta il decadimento di tutte le componenti eccetto quella relativa al radionuclide con vita media più lunga. Un procedimento analogo può essere applicato alla curva risultante e così di seguito fino a isolare le singole curve di decadimento. Una curva tipica che descrive l'andamento di $A_{tot}(t)$, nel caso di due soli radionuclidi, è mostrata in figura 9.5 dove le componenti (tratteggiate) sono ottenute con il metodo grafico descritto. Tale metodo consente di identificare i radionuclidi della

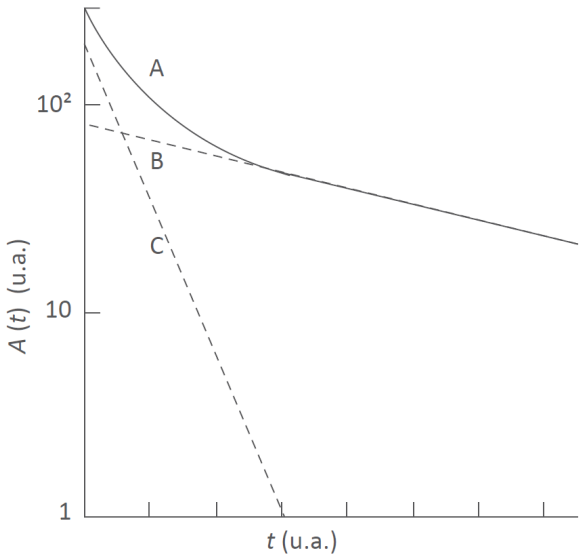


Figura 9.5 - Curve di decadimento dell'attività $A(t)$ di una miscela di due radionuclidi che decadono in modo indipendente: A) curva relativa all'insieme dei due radionuclidi, B) e C) curve relative a ciascuno dei due radionuclidi ottenute, rispettivamente, per estrapolazione e per sottrazione

miscela dai loro specifici tempi di dimezzamento che ciascuna curva permette di ricavare. Il metodo diventa tanto meno accurato e più laborioso quanto maggiore è il numero di radionuclidi presenti.

9.2.6 Il decadimento dei radionuclidi prodotti da reazioni di attivazione

Diversi tipi di radionuclidi possono essere generati artificialmente a seguito di reazioni nucleari indotte dall'irraggiamento di particelle, soprattutto neutroni, su uno svariato numero di elementi. Le reazioni nucleari che danno luogo alla formazione di nuclei instabili radioattivi sono comunemente indicate come reazioni di attivazione. L'analisi delle modalità con cui varia l'attività dei radionuclidi prodotti artificialmente richiede la conoscenza di elementi aggiuntivi a quelli già considerati per il decadimento dei radionuclidi naturali.
Sia $\mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}t = \dot{\Phi}$ il rateo di fluenza di particelle con cui s'irraggia uniformemente un materiale (bersaglio) che contenga un totale di N_t nuclei stabili di un dato elemento e sul quale le particelle inducono una reazione di attivazione che dà luogo a un rateo di produzione, $(\mathrm{d}N_r/\mathrm{d}t)_p$, di elementi radioattivi con costante di decadimento λ. Se la sezione d'urto della reazione considerata è σ, si avrà:

$$\left(\frac{\mathrm{d}N_r}{\mathrm{d}t}\right)_p = \dot{\Phi}\sigma N_t \tag{9.34}$$

Non appena i radionuclidi sono prodotti inizia il loro processo di decadimento. La variazione nel tempo del numero di radionuclidi presenti nel materiale, $(\mathrm{d}N_r/\mathrm{d}t)$, sarà perciò data dalla differenza fra il loro rateo di produzione e quello di decadimento, $(\mathrm{d}N_r/\mathrm{d}t)_d$. Si avrà dunque:

$$\frac{\mathrm{d}N_r}{\mathrm{d}t} = \left(\frac{\mathrm{d}N_r}{\mathrm{d}t}\right)_p - \left(\frac{\mathrm{d}N_r}{\mathrm{d}t}\right)_d \tag{9.35}$$

e quindi, dalle (9.2) e (9.34):

$$\frac{\mathrm{d}N_r}{\mathrm{d}t} + \lambda N_r(t) = \dot{\Phi}\sigma N_t \tag{9.36}$$

Se si assume che $\dot{\Phi}$ sia costante durante il tempo di irraggiamento, la soluzione dell'equazione differenziale (9.36) si trova con un procedimento analogo a quello descritto per l'equazione (9.14), ottenendo:

$$N_r(t) = \frac{\dot{\Phi}\sigma}{\lambda - \dot{\Phi}\sigma} N_t(t_0)\left(\mathrm{e}^{-\sigma\dot{\Phi}t} - \mathrm{e}^{-\lambda t}\right) \tag{9.37}$$

dove $N_r(t)$ è il numero di radionuclidi prodotti dalle reazioni di

attivazione e presenti al tempo t, $N_t(t_0)$ è il numero dei nuclei stabili del materiale al tempo $t_0 = 0$ in cui ha inizio l'irraggiamento. Dalla (9.37), tenendo presente la (9.4), si determina l'attività, $A(t)$, della sostanza radioattiva presente al tempo t dall'inizio dell'irraggiamento, essendo:

$$A(t) = \frac{\lambda \dot{\Phi} \sigma}{\lambda - \dot{\Phi}\sigma} N_t(t_0)\left(e^{-\sigma \dot{\Phi} t} - e^{-\lambda t}\right) \tag{9.38}$$

Se si assume ora che $\dot{\Phi}$ non sia molto elevato si può ragionevolmente ritenere che il numero di elementi, N_t, nel materiale bersaglio rimanga costante nel tempo o abbia una diminuzione trascurabile a seguito delle reazioni di attivazione. In base a questa ipotesi, equivalente ad assumere che sia $\dot{\Phi}\sigma << \lambda$, la soluzione della (9.36) si semplifica rispetto alla (9.37) ottenendo:

$$N_r(t) = \frac{1}{\lambda} \dot{\Phi} \sigma N_t \left(1 - e^{-\lambda t}\right) \tag{9.39}$$

e quindi, tenendo ancora presente la (9.3), anche la (9.38) si semplifica in:

$$A(t) = \lambda N_r(t) = \dot{\Phi} \sigma N_t \left(1 - e^{-\lambda t}\right) \tag{9.40}$$

Se la durata t dell'irraggiamento è molto più grande della vita media, τ, del radionuclide ($t >> \tau = 1/\lambda$) la (9.40) indica che l'attività tende a un valore di saturazione A_{sat} (attività a saturazione) dato da:

$$A_{sat}(t >> \tau) = \dot{\Phi} \sigma N_t \tag{9.41}$$

Dalla (9.40) si può calcolare la durata minima, t_s, dell'irraggiamento affinché l'attività del materiale radioattivo generato nei processi di attivazione raggiunga un livello prossimo a quella di saturazione, A_{sat}. In analogia a quanto descritto a proposito della (9.32) si ottiene quindi:

$$t_s = \frac{\ln(\lambda / \dot{\Phi}\sigma)}{\lambda - \dot{\Phi}\sigma} \tag{9.42}$$

Le espressioni finora esaminate si riferiscono alla condizione sperimentale di irraggiamento continuo in cui il numero di radionuclidi che man mano sono generati sono bilanciati parzialmente (o totalmente se $t >> \tau$) da quelli che decadono. Se l'irraggiamento viene interrotto al tempo T, in base alla (9.35) l'attività $A(t)$ cesserà di aumentare e inizierà, dal tempo T in poi, a decrescere con la costante di decadimento λ. L'attività presente al tempo T si ricava dalla (9.38) assegnando a t il valore T. Considerando quindi la $A(T)$ come l'attività iniziale al tempo di riferimento T, il suo decadimento successivo a T sarà dato da:

$$A(t) = A(T)\mathrm{e}^{-\lambda t} = \dot{\Phi}\sigma N_t\left(1-\mathrm{e}^{-\lambda T}\right)\mathrm{e}^{-\lambda t} \qquad (9.43)$$

Per una sorgente radioattiva prodotta mediante processi di attivazione, le equazioni (9.40) e (9.43) descrivono, rispettivamente, l'andamento della sua attività nelle due diverse condizioni sperimentali corrispondenti a: *a*) la fase dell'irraggiamento; *b*) la fase successiva alla fine dell'irraggiamento. Il valore di $A(t)$ può essere determinato da misure dirette di attività o dalla conoscenza dei parametri dell'irraggiamento, $\dot{\Phi}\sigma N_t$. Viceversa, una volta misurata l'attività e noti i valori di σ e di N_t, si può determinare la fluenza delle particelle incidenti. Quest'ultima è sovente la procedura usata per misurare la fluenza di neutroni, utilizzando materiali bersaglio per i quali siano accuratamente note la sezione d'urto di attivazione neutronica.

Le reazioni di attivazione sono molto utilizzate per la produzione di radionuclidi impiegati nei diversi settori di attività (radioprotezionistico, medico, industriale). Nella tabella 9.1 sono riportati alcuni di questi più comuni radionuclidi unitamente alle reazioni utilizzate per produrli.

9.3 Grandezze correlate all'attività di una sorgente radioattiva

La capacità di un dato radionuclide di emettere radiazioni con maggiore o minore intensità rispetto a un radionuclide di un altro tipo, si può valutare mediante due grandezze, utili soprattutto in campo radioprotezionistico per fare stime preventive di rischio o valutazioni dosimetriche connesse all'uso di sorgenti radioattive. Queste grandezze sono: l'*attività specifica* e la *costante del rateo di kerma in aria*, riferite al radionuclide d'interesse.

Tabella 9.1. Alcuni radionuclidi usati come sorgenti di radiazione gamma o di positroni, prodotti mediante reazioni di attivazione a partire da elementi stabili. Le particelle che inducono le diverse reazioni (protoni, deutoni, neutroni) sono comunemente generate in acceleratori o in reattori nucleari

Radionuclide prodotto	Elemento bersaglio	Reazione di attivazione
^{198}Au (γ) [(i)]	^{197}Au	^{197}Au(n, γ)^{198}Au
^{123}I (γ) [(i)]	^{124}Te	^{124}Te(p, $2n$)^{123}I
^{116}In (γ) [(i)]	^{115}In	^{115}In(n, γ)^{116}In
^{60}Co (γ) [(i)]	^{59}Co	^{59}Co(n, γ)^{60}Co
^{56}Mn (γ) [(i)]	^{55}Mn	^{55}Mn(n, γ)^{56}Mn
^{22}Na (β^+) [(i)]	^{23}Na	^{23}Na(p, $2n$)^{22}Na
^{18}F (β^+) [(i)]	^{20}Ne	^{20}Ne(d, α)^{18}F
^{15}O (β^+) [(i)]	^{14}N	^{14}N(d, n)^{15}O
^{13}N (β^+) [(i)]	^{12}C	^{12}C(d, n)^{13}N

[(i)] principale tipo di radiazione emessa nel decadimento del radionuclide prodotto.

9.3.1 L'attività specifica di un radionuclide

L'*attività specifica* A_s – o attività per unità di massa – di un dato radionuclide è definita come il rapporto tra l'attività, A, di una sostanza radioattiva contenente una quantità di quel radionuclide e la massa complessiva, m, degli atomi di quel radionuclide presenti nella sostanza. In base alla (9.4) e tenendo presente che vi è diretta proporzionalità fra A e m, l'*attività specifica* A_s (espressa in Bq g^{-1}) è data da:

$$A_s = \frac{A}{m} = \frac{\lambda N_A}{M} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \frac{N_A}{M} \tag{9.44}$$

dove: N_A è la costante di Avogadro (mol^{-1}), λ, $T_{1/2}$ e M sono rispettivamente la costante di decadimento (s^{-1}), il tempo di dimezzamento (s) e la massa molare (g mol^{-1}) del radionuclide; il rapporto (N_A/M) (g^{-1}) è il numero di nuclei del radionuclide contenuto nella massa di 1 g di quell'elemento. Se nella sostanza radioattiva sono presenti sia il radionuclide considerato che l'isotopo stabile di quel radionuclide (ad esempio, il radioisotopo ^{131}I insieme all'elemento stabile ^{127}I), la massa m nella (9.44) deve comprendere solo la massa del radionuclide e non anche quella dovuta all'isotopo stabile. L'attività specifica è, in base alla sua definizione, una proprietà che dipende solo dal tipo del radionuclide considerato. Ciascun radionuclide ha una sua attività specifica: essa indica il suo grado di radioattività e caratterizza quindi la sua capacità di emissione di radiazioni ionizzanti. Nella tabella 9.2 sono riportate le attività specifiche di alcuni radionuclidi che, avendo tempi di dimezzamento fra loro diversi, hanno di conseguenza differenti valori di A_s.

Tabella 9.2 - Attività specifica, A_s, di alcuni radionuclidi con tempi di dimezzamento, $T_{1/2}$, compresi fra qualche giorno a qualche miliardo di anni

Radionuclide	$T_{½}$	A_s (Bq g^{-1})
^{238}U	4,47 10^9 anni	$1{,}24 \cdot 10^4$
^{226}Ra	1600 anni	$3{,}66 \cdot 10^{10}$
^{222}Rn	3,82 giorni	$5{,}70 \cdot 10^{15}$
^{131}I	8,02 giorni	$4{,}60 \cdot 10^{15}$
^{90}Sr	28,8 anni	$5{,}11 \cdot 10^{12}$
^{60}Co	5,27 anni	$4{,}19 \cdot 10^{13}$
^{32}P	14,3 giorni	$1{,}06 \cdot 10^{16}$
^{14}C	5700 anni	$1{,}66 \cdot 10^{11}$
^{3}H	12,3 anni	$3{,}59 \cdot 10^{14}$

9.3.2 La costante del rateo di kerma in aria (di un radionuclide)

L'attività di una sorgente radioattiva che emetta fotoni è correlata alla grandezza dosimetrica kerma in aria, K_a, tramite la *costante del rateo di kerma in aria*, $\Gamma_{\dot{K}}$, una grandezza utilizzata di frequente nella dosimetria in radioprotezione.

La *costante del rateo di kerma in aria*, riferita a uno specificato radionuclide che emetta fotoni nel suo processo di decadimento, è definita come:

$$\Gamma_{\dot{K}} = \frac{l^2}{A}\dot{K}_a \tag{9.45}$$

dove $\dot{K}_a$ è il rateo di kerma in aria, alla distanza l, in vuoto, dovuto ai fotoni emessi da una sorgente puntiforme, di attività A, di quel radionuclide.

Se la sorgente reale ha una massa tale da causare al suo interno un non trascurabile assorbimento dei fotoni da essa stessa emessi, è necessario apportare una correzione per questo effetto. Inoltre, se anziché nel vuoto la sorgente è posta in aria (come normalmente avviene) è necessario apportare una correzione per l'effetto di assorbimento dei fotoni nel tratto l di aria se tale assorbimento, dipendente dall'energia dei fotoni e dalla distanza l, si ritiene non trascurabile.

L'unità di misura della costante $\Gamma_{\dot{K}}$ è Gy s^{-1} Bq^{-1} m^2.

Se nella (9.45) si sostituisce $\dot{K}_a$ con il rateo di esposizione $\dot{X}$, si può definire per il medesimo radionuclide, analogamente alla costante $\Gamma_{\dot{K}}$, la *costante del rateo di esposizione:* $\Gamma_{\dot{X}} = l^2(\dot{X}/A)$ la cui unità di misura è C kg^{-1} s^{-1} Bq^{-1} m^2.

Poiché le costanti $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$ sono fra loro strettamente correlate – in quanto lo sono le grandezze K_a, e X (cfr. § 5.4) – nella pratica si fa riferimento indifferentemente a una o all'altra di esse. Le costanti $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$ sono calcolate a partire da un'attività di riferimento e dallo schema di decadimento del radionuclide considerato: conoscendo quanti fotoni e a quale energia ciascuno di essi è emesso da quel radionuclide nell'unità di tempo, si può calcolare il valore di $\dot{K}_a$ (o di $\dot{X}$) alla distanza unitaria per la corrispondente attività di riferimento. I valori di $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$ così calcolati sono indipendenti dal valore dell'attività di riferimento e sono tabulati per un'ampia varietà di radionuclidi. Nelle tabulazioni più recenti il valore delle costanti $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$ è calcolato in riferimento ai fotoni emessi dalla sorgente con energia maggiore di uno specificato valore δ. In tal caso la costante è denotata con il simbolo $(\Gamma_{\dot{X}})_\delta$ o $(\Gamma_{\dot{K}})_\delta$ dove il pedice specifica la soglia di energia sotto cui i fotoni della sorgente non sono considerati.

Se è noto (dai valori tabulati) il valore di $\Gamma_{\dot{K}}$ (o di $\Gamma_{\dot{X}}$) di un dato radionuclide e se di una qualsiasi sorgente di quel radionuclide si

conosce l'attività A, si può determinare il kerma in aria (o l'esposizione) a una qualsiasi distanza l dalla sorgente, dovuto ai fotoni emessi dalla sorgente, utilizzando la (9.46) (o l'analoga espressione per $\Gamma_{\dot{X}}$).
I valori tabulati di $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$, si riferiscono a sorgenti ideali (emissione isotropica dei fotoni, assenza di autoassorbimento della radiazione nella sorgente, nello spessore d'aria fra la sorgente e il punto P ecc.) o a sorgenti reali che possono tuttavia essere diverse da quelle specificamente utilizzate. A meno che i valori delle costanti $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$, non siano certificati dal costruttore come valori effettivi della specifica sorgente utilizzata, i valori generici delle costanti $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$, riportate nelle varie tabulazioni possono essere utilizzati solo per valutazioni immediate e approssimative dell'esposizione o del kerma, come talvolta si ha necessità di fare in radioprotezione. Per valutazioni particolarmente accurate quali quelle richieste nella dosimetria in radioterapia, la determinazione del kerma o dell'esposizione mediante valori generici tabulati delle costanti $\Gamma_{\dot{K}}$ e $\Gamma_{\dot{X}}$, può invece comportare sensibili errori.
Nella tabella 9.3 sono riportati i valori (approssimativi) della costante $(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ per alcuni radionuclidi, allo scopo di evidenziare l'entità delle differenze quantitative esistenti per questo parametro fra sorgenti di radionuclidi diversi.

9.4 Metodi di misura dei radionuclidi

Come già anticipato nel § 9.1, gli strumenti di misura dell'attività di radionuclidi devono essere dotati di sensibilità ed efficienza di rivelazione di norma più elevate rispetto ai sistemi di misura di grandezze dosimetriche. Inoltre, quando nelle misure di attività è anche necessario individuare il tipo di radionuclidi in base alla radiazione da essi emessa, questi strumenti di misura devono avere un'elevata risoluzione in energia, cioè una elevata capacità di misurare e distinguere fra loro radiazioni aventi energie con valori fra loro non molto distanti. Analogamente a quanto specificato per le misure dosimetriche (cfr. cap. 8), anche le misure di attività devono essere eseguite solo con strumenti debitamente tarati. Il coefficiente di taratura dello strumento (cfr. cap. 6) è dato in questo caso da $N_{A_X} = A_X/M$, dove A_X è l'attività della sorgente di un dato radionuclide ${}^{A}_{Z}X$ e M è il valore del segnale letto sullo strumento di misura.
Gli strumenti di misura dell'attività si basano su metodi fra loro diversi sia in relazione al tipo di radiazione emessa dal radionuclide oggetto della misura, sia in relazione al tipo di misura. Il tipo di misura più comune consiste nella determinazione dell'attività (o della concentrazione di attività) di un campione radioattivo con la contestuale identificazione del tipo di radionuclide (o di radionuclidi) presenti nel campione, in base allo spettro di energia della radiazione emessa dal campione. In questo caso sono utilizzati sistemi di misura spettrometrici. Tipologie di

misura più semplici riguardano la sola determinazione dell'attività, presupponendo di conoscere, prima della misura, i radionuclidi presenti nel campione. In tal caso sono utilizzati sistemi di misura non in grado di fare l'analisi in energia della radiazione rivelata. Ulteriori metodi sperimentali riguardano la misura di particolari radionuclidi emettitori alfa, come il radon.
I metodi utilizzati per la misura dei radionuclidi sono numerosi, sono fra

Tabella 9.3 - Valori arrotondati della costante di rateo di kerma in aria, $(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$, per alcuni radionuclidi dei quali sono riportati anche i valori approssimativi del tempo di dimezzamento ($T_{1/2}$). I valori della costante $(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ calcolati per δ = 20 keV, sono riferiti a sorgenti generiche e possono differire, per il medesimo radionuclide, anche fino al 20% rispetto ai valori veri di una data sorgente reale. I reali valori della costante $(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ di una specifica sorgente dipendono dalle caratteristiche costruttive della sorgente e dallo schema di decadimento adottato per il calcolo della costante. Per comodità di lettura l'unità di misura di $(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ è riportata sia in termini di Gy s^{-1} Bq^{-1} m^2 che di µGy h^{-1} GBq^{-1} m^2

Radionuclide	$T_{1/2}$ [ii]	$(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ (Gy s^{-1} Bq^{-1} m^2)	$(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ (µGy h^{-1} GBq^{-1} m^2)
^{11}C [i]	20,4 min	$3,8\ 10^{-17}$	139,3
^{15}O [i]	2,1 min	$3,9\ 10^{-17}$	139,5
^{18}F [i]	1,8 h	$3,5\ 10^{-17}$	136,5
^{51}Cr	27,7 h	$1,2\ 10^{-18}$	4,2
^{52}Fe	8,3 h	$2,7\ 10^{-17}$	98,2
^{59}Fe	44,5 d	$4,1\ 10^{-17}$	147,5
^{57}Co	270,9 d	$3,6\ 10^{-18}$	13,5
^{58}Co	70,8 d	$3,6\ 10^{-17}$	130,2
^{60}Co	5,27 a	$8,5\ 10^{-17}$	308,5
^{67}Ga	3,26 d	$5,2\ 10^{-18}$	18,5
^{99m}Tc	6,02 h	$3,9\ 10^{-18}$	14,1
^{125}I	59,9 d	$1,1\ 10^{-17}$	37,7
^{131}I	8,03 d	$1,4\ 10^{-17}$	51,8
^{137}Cs (+^{137}Ba)	30,03 a	$2,1\ 10^{-17}$	79,5
^{152}Eu	13,43 a	$4,1\ 10^{-17}$	147,8
^{192}Ir	73,91 d	$2,9\ 10^{-17}$	109,5
^{198}Au	2,69 d	$1,5\ 10^{-17}$	54,7
^{241}Am	432,3 a	$0,9\ 10^{-18}$	3.5

[i] I fotoni considerati nel calcolo di $(\Gamma_{\dot{K}})_{\delta}$ sono quelli derivanti dall'annichilazione dei positroni emessi dal radionuclide.

[ii] min = minuti, h = ore, d = giorni, a = anni.

loro molto diversificati e sono basati sull'uso di una larga tipologia di rivelatori.
Saranno descritti nel seguito solo i metodi di misura di più largo impiego basati sui sistemi spettrometrici e sui sistemi di conteggio. Saranno inoltre brevemente descritti i principali metodi impiegati per la misura del radon ambientale.

9.4.1 Metodi spettrometrici

I principali strumenti di misura dell'attività che consentono anche l'identificazione dei radionuclidi mediante un'analisi dell'energia della radiazione da essi emessa, sono i sistemi per:
a) la spettrometria gamma per misure di radionuclidi emettitori di radiazione gamma,
b) la spettrometria alfa per misure di radionuclidi emettitori di radiazione alfa.

Per i radionuclidi emettitori di radiazione beta l'attività è determinabile quasi sempre tramite le misure di spettrometria gamma poiché i radionuclidi emettitori beta sono in grandissima parte anche emettitori di radiazione gamma. Esistono d'altra parte anche i sistemi di misura che consentono di identificare il radionuclide tramite la propria radiazione beta. Essi sono basati sulla determinazione dell'energia massima nello spettro continuo della radiazione beta, o del tempo di dimezzamento, $T_{1/2}$, del radionuclide, ma sono di uso non frequente nella pratica corrente. Per le misure di radionuclidi emettitori beta che non emettono anche radiazione gamma (cui poter applicare i metodi spettrometrici) si usano i sistemi di conteggio, essendo però in tal caso necessario conoscere preventivamente il tipo di radionuclide oggetto della misura.

9.4.1.a La spettrometria gamma

La spettrometria gamma è il più diffuso metodo di misura per: a) identificare i radionuclidi emettitori di radiazione gamma presenti in una data sostanza (liquida, solida, biologica, inorganica ecc.), b) determinare l'attività della sostanza radioattiva dovuta a ciascun tipo di radionuclide in essa presente.
La gran parte dei radionuclidi emette radiazione gamma e perciò la spettrometria gamma è uno dei più comuni metodi di misura dei radionuclidi. Le generalità sulla spettrometria gamma saranno quindi illustrate più diffusamente rispetto agli altri metodi di misura dell'attività.
Un sistema per misure di spettrometria gamma è composto da un rivelatore idoneo per misure spettrometriche e dall'associato circuito elettronico avente la funzione di elaborare il segnale proveniente dal rivelatore. I rivelatori utilizzati per la spettrometria gamma sono

essenzialmente semiconduttori al germanio e scintillatori allo ioduro di sodio. Dopo opportuna taratura, il sistema spettrometrico è in grado di fornire il valore dell'attività di ciascun tipo di radionuclidi presente nella sostanza considerata.
Lo schema a blocchi di uno spettrometro gamma è mostrato nelle sue componenti essenziali in figura 9.6. Il circuito di misura è concettualmente simile ai circuiti usati per misure spettrometriche con altri tipi di rivelatori, come ad esempio gli scintillatori e i contatori proporzionali. Il circuito di misura ha la funzione di trasformare i segnali di carica, generati nel rivelatore da parte delle singole particelle ionizzanti, in impulsi di tensione di cui si misura il numero e l'ampiezza. Il ruolo del preamplificatore, dell'amplificatore, del sistema di formazione degli impulsi e dell'analizzatore di ampiezza degli impulsi è essenzialmente lo stesso di quello già descritto per altri sistemi di misura (cfr. § 8.3.1 e 8.3.2). La distribuzione del numero degli impulsi in funzione della loro ampiezza è un'importante funzione svolta dall'analizzatore multicanale. L'ampiezza di ciascun impulso è correlabile all'energia del fotone che lo ha generato tramite una taratura del sistema di misura (cfr. oltre). A seguito di questa taratura, a ogni canale dell'analizzatore multicanale in cui sono accumulati impulsi di tensione con un'ampiezza di a_n volt, si associa il valore E_n (keV) dell'energia dei fotoni che hanno generato quell'impulso. La distribuzione delle ampiezze degli impulsi misurata dal multicanale viene pertanto presentata direttamente come spettro di energia dei fotoni emessi dalla sorgente radioattiva considerata.
La misura dell'energia della radiazione è subordinata alla possibilità che le particelle che interagiscono con il rivelatore perdano al suo interno tutta la loro energia. I rivelatori usati per la spettrometria della radiazione gamma emessa dai radionuclidi devono perciò avere un'efficienza adeguata da assorbire fotoni con energie fino ad alcuni MeV. Essi devono

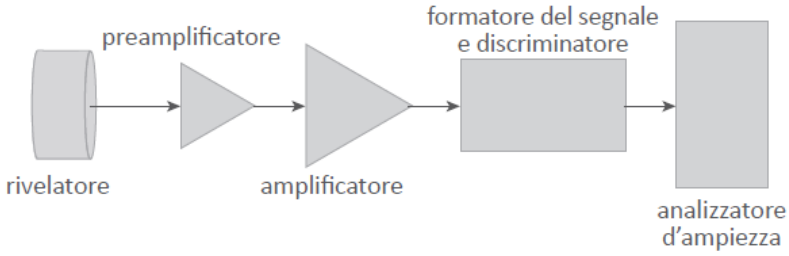


Figura 9.6 - Schema a blocchi con gli elementi essenziali di un circuito di misura per spettrometria gamma. Gli impulsi di carica prodotti nel rivelatore sono trasformati in impulsi di tensione dal preamplificatore e successivamente amplificati. La distribuzione in ampiezza degli impulsi di tensione in uscita dall'amplificatore è misurata dall'analizzatore multicanale

avere al contempo una risoluzione in energia sufficiente a distinguere energie fra loro anche molto vicine, come è tipico per la radiazione gamma emessa da numerosi radionuclidi.
I rivelatori più usati per la spettrometria gamma sono anzitutto i semiconduttori al germanio (Ge) e, in misura molto più limitata, gli scintillatori fra cui, prevalentemente, lo ioduro di sodio (NaI). L'uso dei rivelatori al Ge è necessario nelle misure (in pratica le più frequenti) in cui sia richiesta un'elevata risoluzione in energia. L'uso degli scintillatori come lo NaI può costituire un'alternativa ma solo nei casi in cui non sia necessaria un'elevata risoluzione in energia ed è invece richiesta una elevata efficienza di rivelazione. La conoscenza della risoluzione e dell'efficienza di uno spettrometro gamma, è importante non solo per valutare l'efficacia e l'adeguatezza del sistema di misura, ma soprattutto per poter effettuare con esso misure di attività di sorgenti radioattive.

Risoluzione in energia dello spettrometro

I sistemi di misura per la spettrometria gamma devono avere di norma un'elevata risoluzione in energia per poter identificare radionuclidi diversi in base all'energia dei fotoni da essi emessi. Radionuclidi di diverso tipo possono essere infatti caratterizzati dall'emissione di fotoni aventi energie con valori fra loro molto prossimi.
La risoluzione di un rivelatore si determina dall'analisi dallo spettro di energia presentato dall'analizzatore multicanale (cfr. figura 9.6). Per un rivelatore esposto a radiazione gamma, supposta per semplicità monoenergetica e con energia minore di 1 MeV, si ottiene all'uscita dell'analizzatore multicanale una distribuzione di ampiezze degli impulsi come quella mostrata in figura 9.7. A ciascun valore dell'ampiezza degli impulsi corrisponde il valore dell'energia che la radiazione ha speso nel rivelatore per dar luogo a quell'impulso. Le diverse regioni dello spettro mostrato in figura 9.7 corrispondono, come è noto, ai principali tipi di interazione, come la diffusione Compton e l'assorbimento totale della radiazione gamma, che un fotone con energia E_0 inferiore a 1 MeV ha nel rivelatore. Si ricorda che per fotoni di energia superiore a 1,022 MeV (l'energia di soglia per la produzione di coppie e^+, e^-) lo spettro avrebbe una forma diversa e che essa sarebbe ancor più diversa (con la presenza di più picchi fotoelettrici) se la radiazione gamma non fosse monoenergetica.
Lo spettro elementare in figura 9.7 è tuttavia adeguato per illustrare il concetto di risoluzione in energia del sistema di misura. Nel caso in cui la sorgente emetta radiazione gamma monoenergetica di energia E_0, nella distribuzione di ampiezze in uscita dal multicanale è presente un solo picco nettamente distinto, il picco fotoelettrico. L'area del picco fotoelettrico esprime la quantità di eventi di assorbimento totale dei

fotoni rivelati dal sistema di misura. Ciascuno di questi eventi darebbe luogo, in un sistema di misura ideale, a impulsi di tensione di uguale ampiezza, direttamente proporzionale a E_0. L'insieme di questi impulsi sarebbe perciò rappresentato, nello spettro delle ampiezze degli impulsi corrispondenti all'energia E_0, da una riga con altezza proporzionale al loro numero. Un sistema di misura reale non fornisce una riga in corrispondenza degli eventi di assorbimento totale, ma una distribuzione di impulsi di diversa ampiezza. Questa distribuzione – approssimativamente gaussiana per un elevato numero di eventi – è centrata intorno a E_0 e ha una larghezza convenzionalmente definita dalla sua larghezza a metà del suo massimo: FWHM "Full Width at Half Maximum" (cfr. fig. 9.7).
Il fatto che la FWHM del picco fotoelettrico abbia sempre un valore diverso da zero è dovuto essenzialmente a tre cause concomitanti. Le principali di queste cause sono, in ordine di importanza:
a) le fluttuazioni statistiche nella quantità di carica prodotta nel rivelatore in ciascun evento di assorbimento totale di un fotone di energia E_0, dando così luogo a impulsi di ampiezza variabile a parità di energia persa nel rivelatore;
b) le fluttuazioni statistiche dovute ai fenomeni di ricombinazione, nella raccolta della carica prodotta, con il medesimo effetto di cui al punto *a*);

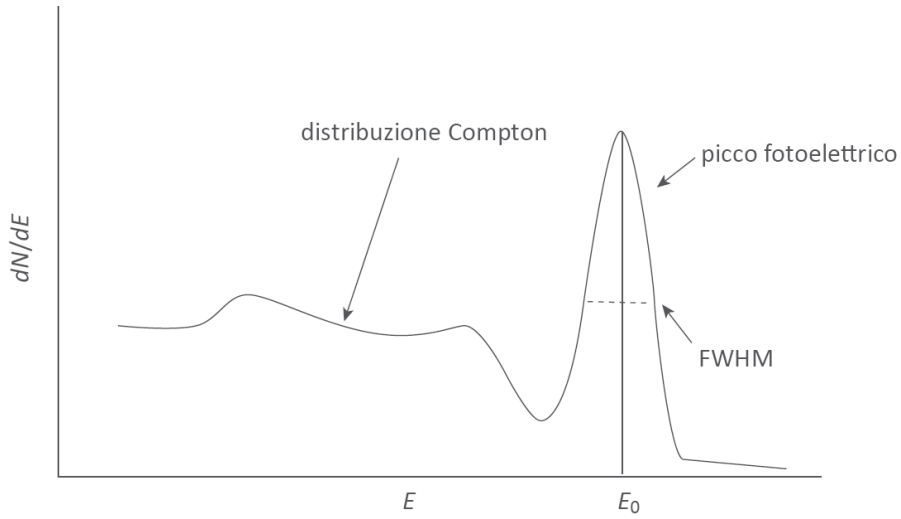


Figura 9.7 - Tipico spettro delle ampiezze degli impulsi fornito da uno spettrometro gamma il cui rivelatore è, nell'esempio mostrato, irradiato da una sorgente di radiazione gamma monoenergetica. Gli eventi di assorbimento totale dei fotoni di energia E_0 nel rivelatore sono quelli registrati nel "picco fotoelettrico" la cui larghezza (FWHM) dipende dalle fluttuazioni nell'ampiezza degli impulsi derivanti dagli effetti fotoelettrici

c) il "rumore elettronico" associato ai segnali trasmessi attraverso i diversi moduli del circuito di misura, con l'effetto anch'esso di modificare casualmente l'ampiezza dei singoli impulsi in relazione alla combinazione dell'impulso con segnali spuri.
Il valore della FWHM dipende pertanto dalle caratteristiche del rivelatore e del suo circuito di misura. Se i fotoni incidenti hanno energie diverse, E_i, si avranno diversi picchi fotoelettrici corrispondenti. Essi saranno tanto più distinguibili quanto meno vicine saranno le energie dei fotoni corrispondenti, ovvero quanto meno i picchi saranno fra loro sovrapposti. La possibilità di identificare fotoni con energie molto vicine fra loro dipende quindi, a parità delle altre condizioni, anche dalla larghezza, FWHM, del picco fotoelettrico come è schematicamente illustrato nella figura 9.8. Quanto minore è la FWHM dei picchi fotoelettrici tanto maggiore è la capacità di identificare i radionuclidi tramite la spettrometria gamma. Per un sistema di spettrometria gamma si definisce come risoluzione, R, all'energia E_0 dei fotoni, la grandezza espressa da:

$$R(E_0) = \frac{\text{FWHM}}{E_0} \tag{9.46}$$

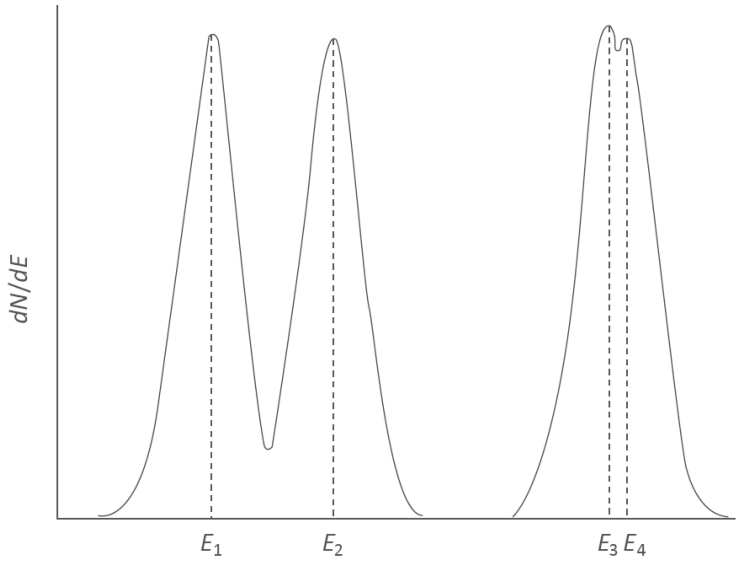


Figura 9.8. Esempio di due picchi fotoelettrici con diverso grado di sovrapposizione, in relazione a quanto diverse sono le energie dei fotoni assorbiti in un rivelatore caratterizzato da una data risoluzione. Le energie E_1 ed E_2 sono sufficientemente distanti da consentire una accurata separazione dei picchi. I picchi corrispondenti alle energie E_3 ed E_4 non sono invece ben distinguibili poiché queste energie non sono fra loro molto diverse, rispetto alla risoluzione del rivelatore. Nell'esempio non sono mostrate per semplicità le regioni dello spettro corrispondenti alle interazioni diverse dall'effetto fotoelettrico

dove la FWHM e la E_0 sono espresse nelle stesse unità di misura (cfr. fig. 9.7). Il valore della risoluzione di un sistema di misura si ottiene di norma, in base alla (9.46), dai risultati sperimentali determinando la FWHM dei picchi fotoelettrici corrispondenti a ciascuna energia dei fotoni incidenti. Una valutazione comparativa fra le risoluzioni di sistemi di misura diversi può essere fatta in base alle proprietà dei rispettivi rivelatori. Per semplificare questa valutazione si può assumere che il valore di R dipenda solo dal rivelatore. Tale ipotesi è ragionevole poiché fra le tre cause a), b), c) prima citate come origine dell'allargamento del picco fotoelettrico, la a) è di gran lunga prevalente ed è quella che dipende dalle caratteristiche del rivelatore (essenzialmente dal tipo di rivelatore e dalle sue dimensioni).
Se la forma del picco fotoelettrico è approssimabile a quella di una distribuzione gaussiana – ipotesi realistica per un numero molto grande di eventi di produzione di carica – tale distribuzione sarà caratterizzata da una FWHM data da:

$$\text{FWHM} = 2{,}35\sigma \tag{9.47}$$

essendo σ^2 la varianza della distribuzione. Le fluttuazioni da cui σ^2 dipende sono quelle relative all'ampiezza degli impulsi derivanti dagli eventi di assorbimento totale dei fotoni. Queste fluttuazioni hanno origine dalla variabilità del numero N di cariche prodotte in ogni evento in cui un fotone è totalmente assorbito. Assumendo che queste fluttuazioni siano descritte – come atteso dalla natura dei processi considerati – dalla statistica di Poisson e siano quindi caratterizzate da una varianza $\sigma_P^2 = N$, si può porre $\sigma = \sigma_P^2 = \sqrt{N}$. Il valore di N può essere dedotto dall'ampiezza media degli impulsi misurati, tenendo presente che tale ampiezza è proporzionale al prodotto $W{\cdot}N$, essendo W l'energia media necessaria a produrre una coppia di ioni nel rivelatore.
In realtà i processi che danno luogo alla formazione delle cariche di ionizzazione nel rivelatore non sono fra loro statisticamente del tutto indipendenti come richiesto dalla statistica di Poisson. Questa mancata indipendenza si ha in misura tanto maggiore quanto più grandi sono le dimensioni del rivelatore, situazione in cui sono privilegiati gli eventi di assorbimento totale, quindi proprio quelli registrati nel picco fotoelettrico. Si osserva infatti sperimentalmente che le fluttuazioni nell'ampiezza degli impulsi misurati non sono quasi mai esattamente descrivibili mediante la statistica di Poisson. Lo scostamento fra le fluttuazioni statistiche osservate sperimentalmente e quelle previste dalla statistica di Poisson è quantificabile mediante il fattore di Fano, F, il quale è definito come:

$$F = \frac{varianza\ osservata\ in\ N}{varianza\ in\ N\ prevista\ dalla\ statistica\ di\ Poisson} \tag{9.48}$$

La varianza reale (quella osservata) cui la (9.47) è riferita sarà quindi data dalla varianza secondo Poisson, σ_P^2, moltiplicata per un fattore correttivo dato appunto dal fattore di Fano. Se la varianza fosse espressa in termini di numero di eventi, essendo in tal caso $\sigma_P^2 = N$, si avrebbe $\sigma^2 = F\,N$. La varianza cui la (9.47) si riferisce è in realtà espressa in termini di energia come richiesto dalla (9.46). Se W è l'energia necessaria alla radiazione gamma per produrre una ionizzazione nel materiale del rivelatore, si dovrà porre pertanto $\sigma = W\sqrt{FN}$. Dalla (9.46) e tenendo presente che $E_0 = W\,N$, la risoluzione R è data da:

$$R = \frac{2{,}35W\sqrt{F\,N}}{E_0} = 2{,}35\sqrt{\frac{FW}{E_0}} \tag{9.49}$$

La figura di merito che indica la capacità di un rivelatore di risolvere picchi fra loro molto vicini è il potere risolutivo definito come l'inverso della risoluzione, $1/R$. Il potere risolutivo di un rivelatore è quindi tanto più elevato quanto più bassi sono per quel rivelatore i valori di F e di W. Alcuni dati comparativi fra le risoluzioni di tipi diversi di rivelatori sono riportati più avanti (cfr. eq. 9.61), nel paragrafo relativo agli spettrometri con rivelatori a semiconduttore.

Efficienza di rivelazione dello spettrometro

L'efficienza di rivelazione di uno spettrometro gamma è una caratteristica dello strumento che deve essere nota per poter determinare l'attività di un radionuclide. L'efficienza dello spettrometro rappresenta infatti il coefficiente di taratura per questo tipo di strumento. L'efficienza, $\varepsilon(E_\gamma)$, di uno spettrometro gamma si determina, per una data energia E_γ dei fotoni incidenti sul rivelatore, in funzione del numero degli eventi di assorbimento totale che lo spettrometro registra come impulsi compresi nel picco fotoelettrico. L'efficienza dello spettrometro è definita come:

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{\dot{N}_p(E_\gamma)}{A\,I_\gamma} \tag{9.50}$$

dove: $\dot{N}_p$ è la somma delle frequenze degli impulsi la cui ampiezza è compresa fra i due estremi del picco fotoelettrico relativo ai fotoni di energia E_γ (cfr. eq. 9.51), A è il valore dell'attività della sorgente del radionuclide che emette i fotoni di energia E_γ, I_γ è la probabilità che a seguito di una trasformazione nucleare del radionuclide venga emesso un fotone di energia E_γ (cfr. § 9.2.2). Il prodotto $A\,I_\gamma$ dà quindi il numero di fotoni di energia E_γ emessi dalla sorgente nell'unità di tempo. Il valore

dell'efficienza dipende dalla condizione sperimentale cui essa si riferisce e che deve essere sempre specificata. La condizione sperimentale riguarda la forma della sorgente, il suo stato fisico, la sua distanza, la sua conformazione rispetto al rivelatore e tutto ciò che possa modificare il numero di fotoni incidenti sul rivelatore dello spettrometro a parità di attività della sorgente.
L'efficienza, $\varepsilon(E_\gamma)$, di uno spettrometro gamma si determina dopo aver effettuato la taratura canale-energia dell'analizzatore multicanale (v. oltre) e richiede la disponibilità di diverse sorgenti di radiazione gamma con attività nota. L'uso di sorgenti come quelle elencate in tabella 9.4 consente di determinare la $\varepsilon(E_\gamma)$ a valori diversi di E_γ entro un intervallo di energie adeguato per la gran parte delle misure di radionuclidi.
La determinazione del rateo dei conteggi nel picco, $\dot{N}_p(E_\gamma)$, da inserire nella (9.50) richiede particolare cura. Una volta selezionato il picco fotoelettrico corrispondente all'energia E_γ, la misura di $\dot{N}_p(E_\gamma)$ è data dalla somma delle frequenze dei conteggi relativi a ciascun canale del picco, ovvero dall'area del picco. A tale scopo è necessario selezionare accuratamente, mediante metodi grafici o analitici, i canali A e B ai quali attribuire l'inizio e la fine del picco, rispettivamente. Per un picco dovuto

Tabella 9.4 - Sorgenti di radiazione gamma utilizzabili per la taratura energia-canale e per la determinazione dell'efficienza di uno spettrometro gamma nell'intervallo di energia fra 14 keV e 1 836 keV. L'energia è quella della radiazione gamma di interesse emessa dalla sorgente. I valori di I_γ (espressi in percento) sono le probabilità che in ogni trasformazione nucleare del radionuclide venga emesso un fotone con l'energia specificata

Radionuclide	Energia (keV)	I_γ (%)
^{88}Y	14,1	52,05
" "	898,0	93,93
" "	1 836,1	99,38
^{54}Mn	834,8	99,97
^{57}Co	122,1	85,51
^{60}Co	1 173,2	99,89
" "	1 332,5	99,98
^{95}Nb	765,8	99,81
^{137}Cs	661,6	84,99
^{198}Au	411,8	95,54
^{109}Cd	88,03	3,63
^{241}Am	59,5	35,78

a una sorgente di radiazione gamma monocromatica di energia E_γ, si ha:

$$\dot{N}_p(E_\gamma) = \sum_{i=A}^{B} C_i \qquad (9.51)$$

dove, con riferimento alla figura 9.9, C_i è la frequenza dei conteggi relativi al canale *i-esimo.*

Nella gran parte delle situazioni sperimentali le sorgenti radioattive da misurare contengono radionuclidi di diverso tipo oppure un solo tipo di radionuclide caratterizzato però da radiazione gamma con diverse energie E_γ. In questi casi si ottiene uno spettro diverso da quello esemplificato nella figura 9.7 poiché si avrà la presenza di picchi fotoelettrici diversi. Ognuno di questi picchi corrisponde ai fotoni di energia $(E_\gamma)_i$ e sarà sovrapposto alla distribuzione degli impulsi dovuti agli eventi Compton dei fotoni con energia maggiore di $(E_\gamma)_i$. In tal caso lo spettro fornito dal multicanale avrà una configurazione come quella esemplificata in figura 9.10, dove sono riportati solo due di n possibili picchi fotoelettrici. A differenza dello spettro con un solo picco la cui area è data dalla (9.51), per ottenere il numero netto di eventi dovuti ai soli effetti fotoelettrici in uno dei picchi come quelli di figura 9.10, è necessario sottrarre a ciascun conteggio C_i nella regione del picco, il contributo dovuto agli eventi Compton dei fotoni di energia più elevata. Con riferimento alla figura 9.10, questo contributo è dato dall'area del trapezio ombreggiato sottostante al picco considerato se si fa l'ipotesi che il "fondo" Compton al di sotto del picco sia descritto da un tratto di retta. Questa ipotesi, non sempre rigorosa per picchi molto larghi come

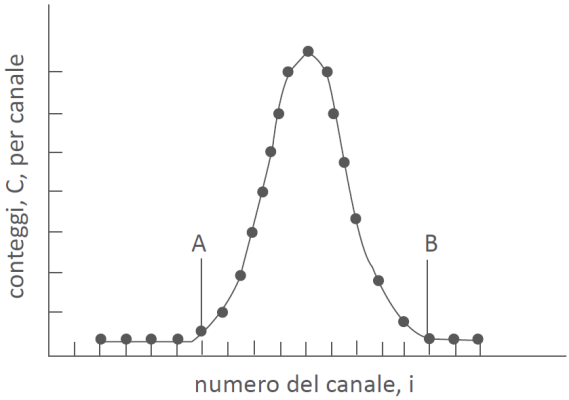


Figura 9.9 - Particolare di una distribuzione di impulsi fornita da uno spettrometro gamma, in cui sono evidenziati solo il picco fotoelettrico di una sorgente monocromatica e gli estremi A e B del picco entro cui effettuare la somma delle frequenze di conteggio degli impulsi, C_i, relative a ciascun canale *i*

quelli ottenuti con rivelatori a scintillazione, è abbastanza ragionevole per gli stretti picchi fotoelettrici misurati con rivelatori al germanio.
Se si considera, nell'esempio in figura 9.10, il picco delimitato dai canali A e B, il rateo di conteggio netto nel picco sarà quindi dato da:

$$\dot{N}_p(E_\gamma) = \sum_{i=A}^{B} C_i - (B-A)\frac{C_A + C_B}{2} \qquad (9.52)$$

dove C_i è la frequenza di conteggio nel canale i e C_A e C_B sono le frequenze dei conteggi nei canali A e B, rispettivamente. Il prodotto $(B\text{-}A)(C_A\text{+}C_B)/2$ fornisce l'area del trapezio sottostante al picco e limitato dai canali A e B. Questo prodotto fornisce quindi il rateo dei conteggi dovuti al "fondo" da sottrarre alla somma delle frequenze di conteggi "lordi" $\sum_{i=A}^{B} C_i$ per avere il totale della frequenza di conteggi netti $\dot{N}_p(E_\gamma)$ relativi al picco in esame. La selezione dei canali A e B può essere fatta sia analizzando graficamente lo spettro nei dintorni del picco, sia mediante programmi di analisi finalizzati a identificare i punti di flesso nello spettro ai due estremi del picco considerato.

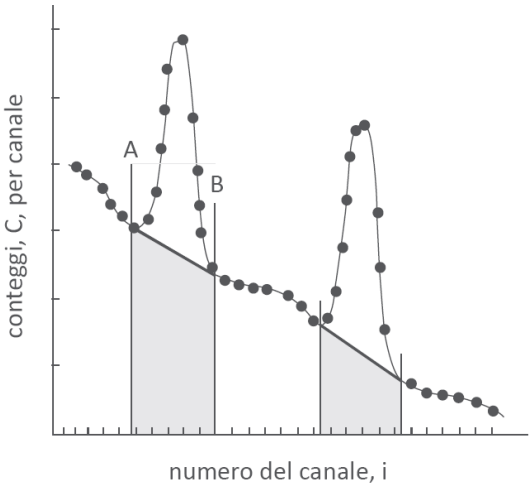


Figura 9.10 - Particolare di una distribuzione di impulsi fornita da uno spettrometro gamma in cui sono evidenziati due picchi fotoelettrici adiacenti. Il picco a più bassa energia include la componente di conteggio (regione ombreggiata) dovuta agli effetti Compton dei fotoni di energia più elevata presenti nello spettro. Questa componente deve essere sottratta al conteggio totale del picco per avere il conteggio netto relativo agli effetti fotoelettrici. Analoga è la situazione del secondo picco in cui la regione ombreggiata presuppone l'esistenza di un terzo picco (non mostrato) di più elevata energia

I singoli valori $\varepsilon(E_\gamma)$ ottenuti tramite la (9.50) in corrispondenza di ciascun valore di E_γ variabile fra $(E_\gamma)_{min}$ e $(E_\gamma)_{max}$, possono essere interpolati ottenendo in tal modo una curva che costituisce la curva di taratura dello spettrometro, necessaria per effettuare misure entro l'intervallo di energia compreso fra $(E_\gamma)_{min}$ e $(E_\gamma)_{max}$,. Un esempio di andamento dell'efficienza in funzione dell'energia è mostrato più avanti nella figura 9.19 in riferimento a uno spettrometro con rivelatore al germanio. L'efficienza di un rivelatore a NaI ha un analogo andamento ma valori sensibilmente più elevati in conseguenza del più elevato numero atomico medio dello NaI rispetto a quello del Ge.
L'efficienza di uno spettrometro dipende non solo dall'energia della radiazione gamma emessa dalla sorgente da misurare; essa dipende anche dalla configurazione della sorgente rispetto al rivelatore e, a parità di configurazione, dal suo stato fisico. L'efficienza varia dunque se cambia la distanza della sorgente dal rivelatore, se la sostanza in cui è contenuto il materiale radioattivo ha una densità diversa e quindi un diverso potere di attenuazione della radiazione, se variano forma e dimensioni del contenitore in cui è posta la sostanza radioattiva da misurare.
Il campione radioattivo (liquido o solido) di cui si intende misurare l'attività è, nei casi più frequenti, posto all'interno di un contenitore noto come "beaker di Marinelli". Si tratta di un contenitore cilindrico con una sede concava al suo interno, di dimensioni tali da potersi bene adattare intorno alla sede del rivelatore dello spettrometro. La configurazione tipica di un beaker di Marinelli è mostrata più avanti nella figura 9.20 insieme allo schema di uno spettrometro gamma con rivelatore al Ge, ma tale configurazione non varia se il beaker di Marinelli è usato con uno spettrometro basato su un rivelatore a scintillazione. L'efficienza di uno spettrometro è, a parità di concentrazione di attività, sensibilmente dipendente dalle dimensioni del beaker e dalla densità del materiale liquido o solido (generalmente una soluzione liquida) in cui è presente la sostanza radioattiva. Al variare di questi parametri varia infatti l'attenuazione e l'energia dei fotoni che, originati in punti diversi interni al contenitore, giungono sul rivelatore.
Nella pratica corrente anche altre configurazioni, diverse dal beaker di Marinelli, sono utilizzate come, ad esempio, quella in cui la sorgente (solida) è posta su un piattello che a sua volta viene disposto sulla sommità del rivelatore o quella in cui la sorgente (in soluzione liquida) è disposta all'interno di un flacone cilindrico posto anch'esso sulla parte superiore del rivelatore. Per ciascuna di queste (o di possibili altre) configurazioni l'efficienza può essere considerevolmente variabile e in ciascun caso è sempre necessario determinare una specifica curva di efficienza in funzione dell'energia della radiazione gamma della sorgente. È altresì necessario determinare una curva di efficienza anche quando, a

parità di configurazione di misura, varia la densità del campione da misurare. Una volta nota la curva di efficienza dello spettrometro gamma per una data configurazione sperimentale è possibile effettuare la misura di attività di una sorgente contenente uno o più radionuclidi, come sarà illustrato più oltre.
Per la misura dell'efficienza di uno spettrometro gamma e per le misure successive di attività sono necessarie due operazioni preliminari. Esse riguardano: i) la taratura "canale-energia", ii) la determinazione del "tempo morto" dello spettrometro.

Taratura canale-energia dello spettrometro

Per determinare l'efficienza in base alla (9.50) e per le successive misure di attività mediante lo spettrometro gamma è necessario conoscere la correlazione fra l'ampiezza degli impulsi di tensione accumulati nel canale *i*-esimo dell'analizzatore multicanale e l'energia della radiazione che li ha prodotti. La correlazione fra l'ampiezza degli impulsi e l'energia, E_γ, dei fotoni corrispondenti si ottiene mediante la "taratura canale-energia" del sistema di misura.
Questa operazione di taratura richiede la disponibilità di sorgenti di radiazione gamma con energie distribuite nell'intervallo entro il quale si intende effettuare la taratura. L'intervallo di energie di maggiore interesse nella spettrometria gamma è compreso fra circa 10 keV e circa 2 MeV.
Dopo aver esposto il rivelatore alla radiazione emessa da ciascuna sorgente si registra il canale del picco fotoelettrico corrispondente all'energia dei fotoni di quella sorgente. Al crescere dell'energia dei fotoni la quantità di carica prodotta nel rivelatore aumenta proporzionalmente e aumenta quindi l'ampiezza degli impulsi di tensione in uscita dall'amplificatore del sistema di misura (cfr. fig. 9.6).
Poiché impulsi di tensione crescente sono accumulati in canali di numero proporzionalmente crescente, si ottiene una relazione lineare fra l'energia E_γ dei fotoni e il numero *i* del canale dell'analizzatore, come mostrato in figura 9.11. I radionuclidi indicati nella figura 9.11 emettono fotoni di energia diversa nell'intervallo fra 10 keV e 2 MeV (cfr. tab. 9.4) e sono quelli più frequentemente usati per effettuare questo tipo di taratura.
L'uso di più sorgenti, ciascuna caratterizzata dall'emissione di fotoni di una data energia, come quelli elencati nella tabella 9.3, costituisce il modo più accurato di effettuare questa taratura. In alternativa può essere usata anche una sola sorgente che emetta fotoni di diversa energia entro un dato intervallo, purché i valori di energia siano sufficientemente distanti fra loro in modo che i corrispondenti picchi fotoelettrici siano ben distinti e non interferiscano fra loro. Un'unica

sorgente utilizzabile in alternativa all'impiego di più sorgenti monocromatiche, ma limitatamente alle tarature a energie superiori ai 100 keV, è quella di ^{152}Eu. Una sorgente di ^{152}Eu emette infatti fotoni con una decina di valori di energia distribuiti nell'intervallo fra circa 120 keV e circa 1,4 MeV.

Tempo morto del sistema di misura

Nei sistemi di misura che forniscono il numero di impulsi derivanti dagli eventi di interazione della radiazione nel rivelatore, tale numero deve essere corretto per tener conto del fatto che esso non corrisponde di norma al numero reale di impulsi generati nel rivelatore. La causa che rende necessaria questa correzione è dovuta al fatto che questi sistemi di misura sono caratterizzati da un "tempo morto", τ, che è un intervallo di tempo durante il quale essi non sono in grado di registrare tutti gli eventi prodotti in quell'intervallo dalla radiazione nel rivelatore. Si ha in pratica sempre una perdita di conteggi dovuta al fatto che, nell'intervallo di tempo in cui i sistemi di misura sono impegnati nella elaborazione di un segnale, essi non possono elaborare segnali di eventi che si verificano durante quell'intervallo di tempo. Ciò può essere causato talvolta da meccanismi intrinseci al processo di rivelazione, altre volte dall'elettronica

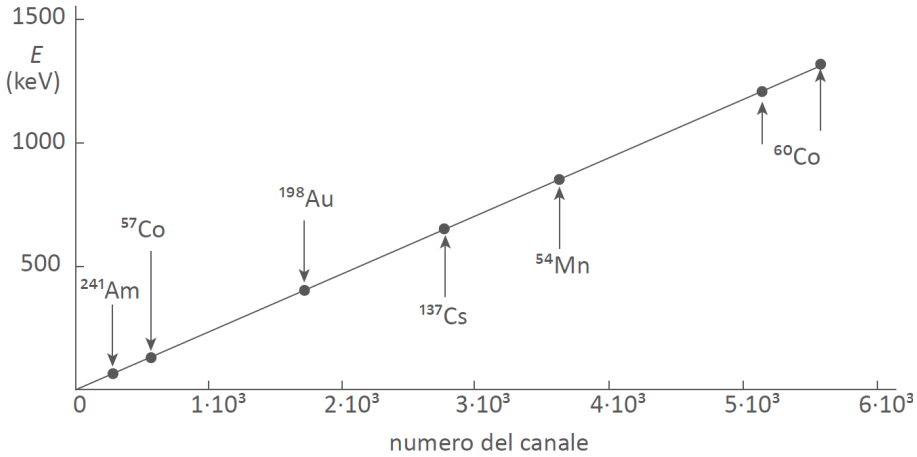


Figura 9.11 - Retta di taratura canale-energia di uno spettrometro gamma. Le energie dei fotoni sono di norma comprese fra 10 keV e 2 MeV e il numero di canali entro cui sono distribuite è di alcune migliaia a seconda del tipo di analizzatore multicanale. I radionuclidi indicati nella figura in corrispondenza di diversi canali emettono fotoni con l'energia associata al corrispondente canale. Questi radionuclidi sono quelli tipicamente usati per la taratura canale-energia nell'intervallo di energia fra circa 50 keV e 1,5 MeV

associata. Gli eventi non elaborati dal sistema di misura non vengono inclusi nel conteggio registrato e questa perdita può essere trascurabile o elevata a seconda della frequenza degli eventi e del tipo di sistema di misura.
A questo riguardo i sistemi di misura si possono classificare in sistemi paralizzabili e sistemi non paralizzabili. In un sistema di misura paralizzabile un segnale che sopraggiunge mentre è in corso di elaborazione un segnale precedente causa il prolungamento del tempo di analisi di una quantità pari a τ a partire dall'istante in cui è sopraggiunto il secondo evento. Il sopraggiungere, in questa fase, di un successivo segnale prolunga ulteriormente il tempo durante il quale il sistema non risponde agli eventi esterni e così via, come è schematicamente illustrato nella figura 9.12. Se la frequenza dei segnali è particolarmente elevata, il tempo morto effettivo del sistema di misura può aumentare fino a causare la paralisi del processo di rivelazione per un lungo intervallo di tempo.
In un sistema di misura non paralizzabile, un segnale che sopraggiunge mentre è in corso l'elaborazione di un segnale precedente non viene in alcun modo avvertito dal sistema. Quindi ogni evento che segue un altro precedente a una distanza di tempo inferiore alla durata del tempo morto, τ, del sistema non viene registrato. Ma, a differenza di quanto accade nei sistemi paralizzabili, il sopraggiungere di un tale segnale non prolunga la durata del tempo in cui il sistema di misura non elabora nuovi segnali, come è mostrato nello schema di figura 9.13. Un sistema di tipo non paralizzabile è perciò in generale preferibile a quello paralizzabile.
Non è sempre immediato valutare se un sistema di misura è di tipo paralizzabile o non paralizzabile. Tale difficoltà cresce con l'aumento della complessità del sistema di misura e delle funzioni logiche da esso svolte.

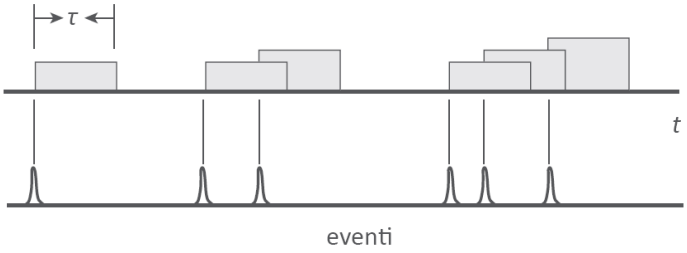


Figura 9.12 - Prolungamento del tempo morto di un sistema di misura paralizzabile al sopraggiungere di impulsi a una distanza di tempo inferiore alla durata del tempo morto, τ, del sistema di misura. Ogni evento che si verifica al tempo t, secondo lo schema in figura, incrementa l'intervallo di tempo in cui il sistema non è in grado di elaborare i segnali generati da eventi nel rivelatore in quell'intervallo di tempo

Può inoltre verificarsi che un sistema di misura presenti entrambi i comportamenti a seconda di condizioni non semplicemente schematizzabili. Per determinare le perdite nel conteggio dovute al tempo morto del sistema, è necessario avere una relazione tra il rateo di conteggio effettivo e quello misurato. Questa relazione è diversa a seconda che i sistemi siano di tipo paralizzabile o di tipo non paralizzabile.
Per un sistema non paralizzabile che abbia registrato un rateo medio, m, di conteggi, il prodotto $m\tau$ rappresenta la durata temporale complessiva in cui il sistema non è stato in grado di registrare eventi, se τ è il tempo morto del sistema. Se n è il rateo medio degli eventi realmente prodotti dalla radiazione nel rivelatore, il prodotto $nm\tau$ è il numero medio di eventi persi nell'unità di tempo a causa del tempo morto del sistema di misura. D'altra parte il prodotto $nm\tau$ è dato anche, per definizione, da:

$$n - m = nm\tau \tag{9.53}$$

da cui si ricava l'espressione per il rateo vero di conteggi in funzione di quello registrato, per sistemi non paralizzabili:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau} \tag{9.54}$$

Per un sistema paralizzabile il quadro dei fenomeni è più complesso poiché in tal caso il tempo morto effettivo, in un dato intervallo di tempo di misura, ha una lunghezza variabile in relazione alla distribuzione degli intervalli temporali fra gli eventi che hanno luogo nel rivelatore. In un sistema paralizzabile il valore di m corrisponde evidentemente alla frequenza degli eventi che si susseguono a intervalli temporali maggiori

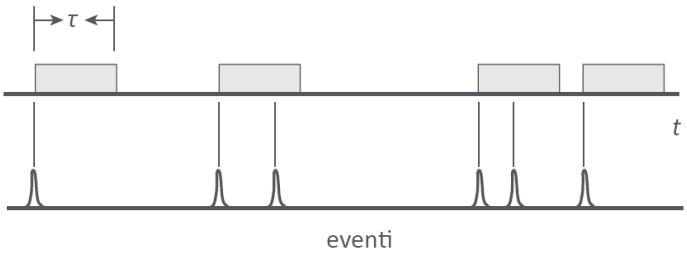


Figura 9.13 - In un sistema di misura non paralizzabile ogni evento che si verifica al tempo t, secondo lo schema in figura, non viene registrato. Un sistema di misura non paralizzabile non risente in alcun modo, mentre sta elaborando un segnale, degli impulsi successivi che sopraggiungono a una distanza di tempo inferiore alla durata del tempo morto, τ, del sistema

di τ ovvero alla frequenza con cui si hanno tali intervalli fra due eventi successivi. Sapendo, dalla statistica, che la distribuzione, $I(t)$, degli intervalli temporali di lunghezza t, tra eventi casuali che si susseguono, è data dalla funzione esponenziale:

$$I(t) = n\mathrm{e}^{-nt} \tag{9.55}$$

dove n è il rateo medio degli eventi, si ha che $I(t)\mathrm{d}t = n\mathrm{e}^{-nt}\mathrm{d}t$ è la probabilità di osservare un intervallo di tempo (fra due eventi successivi) di lunghezza compresa fra t e $t+\mathrm{d}t$. La probabilità che gli intervalli di tempo tra due eventi successivi siano maggiori di τ è data quindi da:

$$P_\tau(t) = \int_\tau^\infty I(t)\mathrm{d}t = \mathrm{e}^{-n\tau} \tag{9.56}$$

Per determinare la frequenza di tali intervalli (e quindi il valore di m) si dovrà moltiplicare la probabilità $P_\tau(t)$ per il rateo vero, n, degli eventi ottenendo per un sistema paralizzabile:

$$m = n\mathrm{e}^{-n\tau} \tag{9.57}$$

L'equazione (9.57), che non permette una soluzione analitica, può essere risolta con metodi iterativi, ricavando n dalle misure di m e dalla conoscenza del tempo morto τ.
In base alle equazioni (9.54) e (9.57) è immediato rendersi conto che i valori di m forniti, rispettivamente, da un sistema non paralizzabile e da uno paralizzabile sono, a parità di tempo morto τ per i due sistemi, fra loro tanto più diversi quanto maggiore è il valore di n, come mostra il grafico esemplificativo in figura 9.14. In particolare, si può notare che mentre per bassi valori di n i due sistemi registrano approssimativamente lo stesso rateo, m, di segnali, ad alti valori di n essi tendono a fornire valori di m fra loro divergenti. Inoltre il sistema paralizzabile (che presenta un massimo) fornisce per uno stesso valore del rateo misurato m due possibili valori del rateo n di eventi prodotti dalla radiazione nel rivelatore. La non corretta identificazione del tipo di sistema di misura può dunque causare errori non trascurabili.
Una procedura che permette di valutare se un sistema di misura sia paralizzabile o non paralizzabile consiste nel variare il valore di n, (variando l'attività della sorgente o la distanza sorgente-rivelatore) e verificando se la corrispondente variazione di m sia descritta meglio dall'equazione (9.54) o dalla (9.57), rispettivamente la curva (1) o la curva (2) in figura 9.14.
Per determinare il tempo morto τ di un sistema di misura – paralizzabile o non paralizzabile – possono essere utilizzati diversi metodi. Fra questi, uno piuttosto semplice è quello che fa uso di una sorgente radioattiva a

breve vita media, tale da poter registrare con il sistema di misura ratei di conteggio apprezzabilmente decrescenti ad intervalli di tempo successivi non molto lunghi.
Per una sorgente con costante di decadimento λ, il rateo n di eventi nel rivelatore varia nel tempo come $n = n_0 e^{-\lambda t}$ e quindi, per un sistema non-paralizzabile, si avrà in base alla (9.54):

$$m(t)\mathrm{e}^{\lambda t} = -n_0 \tau m(t) + n_0 \tag{9.58}$$

Se, dopo aver misurato diversi valori di $m(t)$ a tempi diversi, si riporta in un grafico la quantità $m(t)e^{\lambda t}$ in funzione di $m(t)$, si ottiene una retta di pendenza pari a $-n_0\tau$ e di intercetta n_0 da cui si può calcolare τ.
Mediante analogo procedimento si può determinare il valore di τ per un sistema di tipo paralizzabile per il quale l'espressione corrispondente alla (9.57) diventa, in base alla (9.56):

$$\lambda t + \ln m = -n_0 \tau \mathrm{e}^{-\lambda t} + \ln n_0 \tag{9.59}$$

Se si misurano quindi diversi valori di $m(t)$ a tempi diversi e si riporta in un grafico la quantità (λt +ln$m$) in funzione di $e^{-\lambda t}$, si ottiene una retta di pendenza pari a $-n_0\tau$ e di intercetta pari a lnn_0, da cui si ricava τ.
Il metodo descritto consente anche di valutare se il sistema di misura sia assimilabile a un sistema di tipo non paralizzabile o paralizzabile, analizzando se i punti sperimentali si adattano meglio alla retta descritta dall'equazione 9.58 o a quella descritta dall'equazione 9.59. Questo tipo di

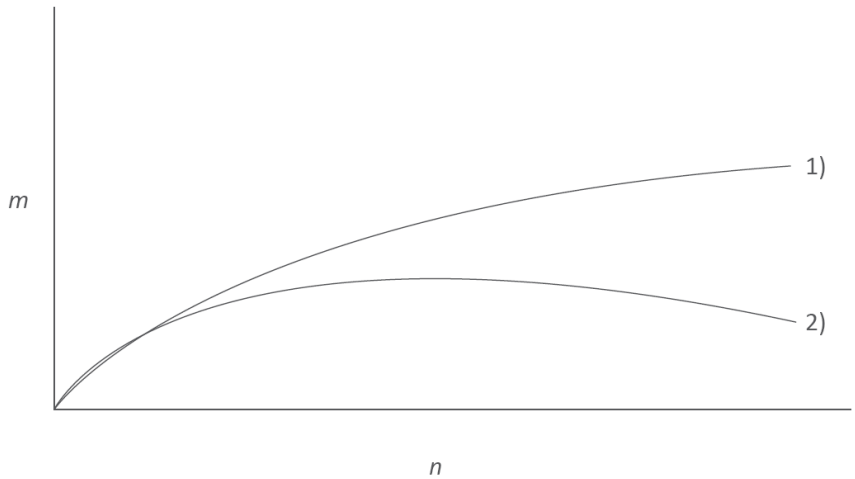


Figura 9.14 - Variazione del rateo *m* di segnali misurati in funzione del rateo vero di eventi, *n*, per un sistema di misura non paralizzabile (1) e uno di tipo paralizzabile (2), aventi entrambi il medesimo tempo morto τ

valutazione può essere particolarmente utile quando il sistema di misura ha (come talvolta può accadere) un comportamento misto tra paralizzabile e non paralizzabile.
In generale è preferibile utilizzare il sistema di misura che permetta di ridurre al minimo le perdite da tempi morti, poiché quanto maggiori sono le perdite di conteggio per tempi morti, tanto più grande è l'incertezza associata alla relativa correzione.
Nei sistemi di misura che prevedono una funzione automatica della correzione del tempo morto è sempre raccomandabile conoscere il modello di correzione adottato nel sistema per poterne valutare gli eventuali limiti e l'accuratezza.

Misura dell'attività mediante la spettrometria gamma

La misura dell'attività di una sostanza radioattiva, contenente uno o più tipi di radionuclidi, può essere fatta mediante la spettrometria gamma in base alle informazioni contenute nello spettro degli impulsi (cfr. fig. 9.7) fornito dal sistema di misura. La parte dello spettro che a tale scopo è più conveniente utilizzare è quella relativa al picco di assorbimento totale. L'informazione contenuta in un picco fotoelettrico è infatti correlata all'energia dei fotoni emessi da uno specifico radionuclide presente nella sostanza radioattiva. Un dato tipo di radionuclide può emettere fotoni con una o più energie i cui valori sono strettamente specifici di quel radionuclide. Fotoni della medesima energia non possono essere emessi da radionuclidi di diverso tipo. L'analisi del picco fotoelettrico permette quindi di identificare il radionuclide che lo ha prodotto. A tale scopo è necessario tarare, con il metodo descritto in precedenza, il sistema di misura in modo da poter correlare il numero del canale del picco all'energia dei fotoni a esso corrispondenti. Una volta stabilita la corrispondenza fra il numero dei canali dell'analizzatore di ampiezza e l'energia dei fotoni, l'informazione contenuta nel picco fotoelettrico può fornire anche il valore dell'attività dei radionuclidi che danno luogo alla formazione di ciascun picco, purché sia nota l'efficienza del sistema di misura.
La misura dell'attività di una sostanza radioattiva, unitamente all'identificazione dei radionuclidi in essa presenti, è un'operazione che non richiede accorgimenti ulteriori rispetto a quanto è stato fatto nella determinazione dell'efficienza (cfr. eq. 9.50) del sistema di misura.
È importante comunque assicurare, come già evidenziato in precedenza, che le condizioni sperimentali (dimensione e forma del contenitore del campione, densità del campione ecc.) nelle misure di attività e in quelle di efficienza siano identiche. In tal modo il valore dell'attività del campione radioattivo si determina in base alla (9.50) ponendo in essa l'attività, A, come incognita da ricavare e l'efficienza $\varepsilon(E_\gamma)$ come quantità

nota. Si ottiene quindi:

$$A = \frac{\dot{N}_p(E_\gamma)}{\varepsilon(E_\gamma) I_\gamma} \tag{9.60}$$

dove i simboli hanno lo stesso significato di quelli definiti per la (9.50). Analogamente a quanto si è avuto cura di fare riguardo alla frequenza di impulsi $\dot{N}_p(E_\gamma)$ nella (9.50) per la determinazione $\varepsilon(E_\gamma)$, anche per la determinazione dell'attività la frequenza degli impulsi $\dot{N}_p(E_\gamma)$ nella (9.60) deve essere corretta per l'effetto del tempo morto del sistema di misura.
I sistemi per spettrometria gamma più diffusi che, in base alla (9.60), consentono di effettuare misure di attività di sorgenti radioattive, hanno in prevalenza rivelatori a semiconduttore e in misura molto minore rivelatori a scintillazione. Queste due tipologie di spettrometri hanno caratteristiche fra loro diverse e ciascuno di essi ha un impiego mirato a specifiche situazioni sperimentali. Le diverse proprietà dei due tipi di spettrometri sono descritte nelle due sezioni seguenti.

Spettrometria gamma con rivelatori a semiconduttore

I rivelatori a semiconduttore usati per la spettrometria gamma sono essenzialmente costituiti da semiconduttori al germanio che, per questa tipologia di misure, hanno caratteristiche particolarmente appropriate.
Le proprietà generali dei semiconduttori sono state descritte, a proposito dei rivelatori al silicio, nel § 8.3.7. Nel seguito sono descritte alcune caratteristiche specifiche dei semiconduttori al germanio in relazione al loro impiego come rivelatori per la spettrometria gamma. Le proprietà del germanio rispetto a quelle del silicio sono ancora più interessanti in relazione al suo impiego come rivelatore di radiazioni ionizzanti. Rispetto al silicio, un cristallo di germanio ha infatti una minore larghezza, E_g, della banda proibita, essendo E_g(Ge) ≈ 0,7 eV e E_g(Si) ≈ 1,1 eV. È anche minore, nel germanio rispetto al silicio, l'energia media, W, spesa dalla radiazione per formare una coppia elettrone-lacuna, essendo W(Ge) ≈ 3 eV e W(Si) ≈ 3,6 eV. Inoltre, il numero atomico del germanio è maggiore di quello del silicio. Queste caratteristiche fanno sì che il germanio abbia, a parità di volume, maggiore efficienza di rivelazione rispetto al silicio e, come si vedrà più avanti, una migliore risoluzione in energia sia rispetto al silicio che, soprattutto, rispetto ai rivelatori a scintillazione. Nel complesso, le proprietà del germanio rendono questo tipo di semiconduttore il rivelatore maggiormente appropriato per la spettrometria gamma. I rivelatori al germanio utilizzati per la spettrometria gamma sono stati originariamente realizzati con semiconduttori al germanio (elemento

tetravalente) drogati con litio (elemento pentavalente). Le impurezze di norma presenti in un cristallo di germanio sono del tipo accettori i quali rendono il germanio un materiale di tipo *p* (cfr. § 8.3.7). Analogamente a quanto descritto per i rivelatori al silicio (cfr. § 8.3.7), a seguito di un processo di diffusione del litio (elemento donatore) nel semiconduttore, si realizza nel cristallo una giunzione *p*-*n* con la creazione di due regioni esterne, rispettivamente di tipo *p* ed *n* e di una regione interna compensata, in cui le impurezze di tipo *p* sono approssimativamente bilanciate da quelle di tipo *n* dovute al litio. Se a una tale giunzione si applica una polarizzazione inversa (cfr. § 8.3.7) l'estensione della regione compensata diventa sufficientemente ampia da poter utilizzare il semiconduttore come rivelatore di radiazioni ionizzanti. I rivelatori così ottenuti, noti come rivelatori al Ge(Li), hanno tuttavia due inconvenienti: a) la necessità di mantenere il rivelatore permanentemente alla temperatura dell'azoto liquido per "congelare" lo stato di diffusione del litio nel cristallo e avere quindi una regione compensata sufficientemente stabile ed estesa, b) la difficoltà ad aumentare ulteriormente l'estensione della regione compensata – che nel Ge(Li) è solo di pochi millimetri – se si vuole avere una maggiore efficienza di rivelazione. Queste limitazioni sono superate nei rivelatori al germanio intrinseco o iperpuro, HPGe, (High Purity Germanium), che ormai hanno del tutto sostituito gli originari rivelatori al Ge(Li).
Un rivelatore HPGe è realizzato con un cristallo di germanio il cui processo produttivo è tale che il materiale possa essere ottenuto con concentrazioni di impurezze anche inferiori a 10^{10} atomi cm^{-3}, quindi meno di una parte su 10^{12}. Un cristallo di germanio iperpuro non ha necessità di essere drogato con altri elementi. La sua concentrazione intrinseca di impurezze è infatti sufficientemente bassa da poter assumere che la concentrazione di elettroni liberi presenti nella banda di

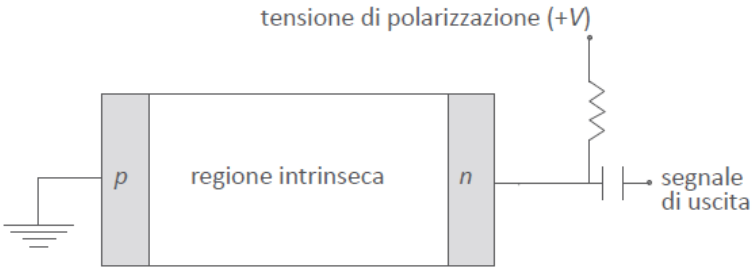


Figura 9.15 - Schema di un rivelatore al germanio intrinseco (HPGe). La regione centrale "intrinseca" ha una bassa concentrazione di impurezze e di portatori liberi di carica. Le regioni *p* e *n* sono costituite da sottili strati di materiali fortemente drogati con elementi di tipo *p* e *n*, rispettivamente, e hanno la funzione di contatti ohmici

conduzione (per effetto dell'eccitazione termica e non dovuti a radiazione ionizzante) sia uguale alla concentrazione delle lacune nella banda di valenza. In un semiconduttore intrinseco il bilanciamento dei portatori liberi di carica di diverso segno è dovuto dunque alle proprietà del materiale e non alla quantità e al tipo di impurezze aggiunte, come avviene nei semiconduttori non puri di tipo *p* o di tipo *n*.
Lo schema elementare di un rivelatore a HPGe è mostrato in figura 9.15. Agli estremi del semiconduttore sono realizzati sottili contatti ohmici, facendo diffondere sulle facce opposte del cristallo elementi di tipo *n* e di tipo *p*, rispettivamente. Applicando poi una polarizzazione inversa al cristallo – il potenziale al contatto di tipo *n* è positivo rispetto a quello esistente al contatto di tipo *p* – si favorisce ai suoi due estremi una distribuzione delle cariche positive e negative come quella schematizzata in figura 9.16. Questa polarizzazione ha anche l'effetto di ottenere un ulteriore svuotamento della regione intrinseca da eventuali portatori liberi di carica, la cui presenza causerebbe fenomeni di ricombinazione (quindi di perdita del segnale) per le cariche formate a seguito di processi di ionizzazione. I contatti sulle facce opposte del rivelatore danno origine a uno strato "morto" in cui la deposizione di energia da parte della radiazione non dà luogo a segnali. Lo spessore di questi strati non è tuttavia elevato, essendo di qualche centinaia di micron per il contatto *n* e

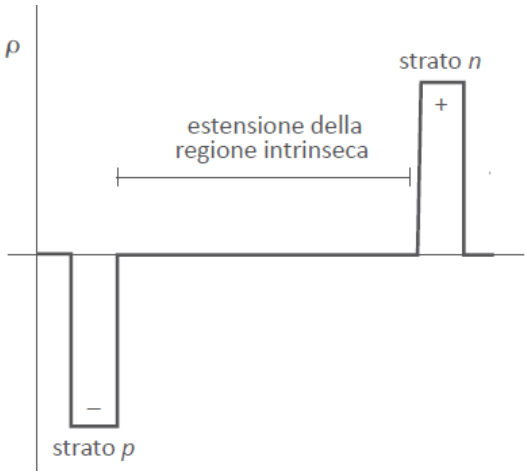


Figura 9.16 - Configurazione schematica della distribuzione della densità di carica *ρ* in un semiconduttore HPGe con polarizzazione inversa. L'accumulo di cariche di segno opposto alle estremità del rivelatore è dovuto ai materiali *p* e *n* usati per i contatti e alla polarizzazione inversa – tensione positiva (+) al contatto *n* e negativa (-) al contatto *p* – che mantiene "congelate" le cariche al di fuori della regione intrinseca. La raccolta delle cariche prodotte dalla ionizzazione è resa possibile dalla polarizzazione del rivelatore e dalla bassa concentrazione di portatori liberi di carica all'interno della regione intrinseca

solo di alcuni decimi di micron per il contatto *p*.
I rivelatori HPGe possono essere realizzati con volumi sensibili molto più grandi (anche oltre un ordine di grandezza) di quelli ottenibili con i rivelatori al Ge(Li). Rispetto a questi ultimi, i rivelatori HPGe possono avere quindi un'efficienza di rivelazione molto più elevata.
Inoltre i rivelatori HPGe presentano, rispetto a quelli al Ge(Li), il notevole vantaggio pratico di poter essere tenuti a temperatura ambiente quando non sono in uso, richiedendo di essere raffreddati alla temperatura dell'azoto liquido solo durante le misure, al fine di ridurre il rumore di fondo nel segnale di uscita ed eventuali fenomeni di ricombinazione delle cariche.
La caratteristica peculiare di un rivelatore al germanio ai fini della spettrometria gamma è il suo potere risolutivo, notevolmente superiore a quello di tutti gli altri rivelatori comunemente impiegati per misure di radioattività. Una stima comparativa tra le risoluzioni di un rivelatore al germanio (*Ge*) e quella di un altro tipo di rivelatore (*riv*) può essere fatta a partire dalla (9.49), tramite il rapporto

$$\frac{R_{riv}}{R_{Ge}} = \frac{\mathrm{FWHM}_{riv}}{\mathrm{FWHM}_{Ge}} = \sqrt{\frac{W_{riv}F_{riv}}{W_{Ge}F_{Ge}}} \qquad (9.61)$$

Il valore di F è circa 1 per i rivelatori a scintillazione, circa 0,2 per i rivelatori a gas e circa 0,1 per i rivelatori al germanio e al silicio. Il valore di W per il germanio è circa 3 eV. Questo valore è inferiore a quello, pur basso, del silicio – per il quale si ha $W \approx 3{,}6$ eV – ed è sensibilmente inferiore (fino a circa un ordine di grandezza) a quello dei diversi tipi di

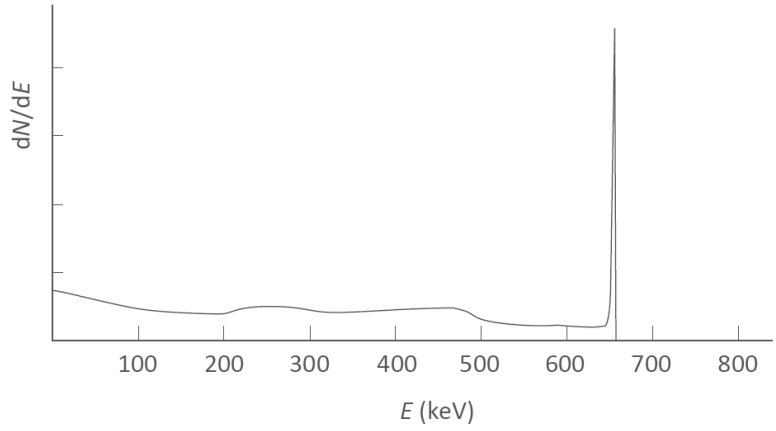


Figura 9.17 - Spettro di energia dovuto alla radiazione gamma del ^{137}Cs. Lo spettro è stato misurato con uno spettrometro gamma con rivelatore al Ge. L'energia dei fotoni emessi dalla sorgente è di circa 662 keV e la FWHM del picco fotoelettrico è di circa 10 keV

rivelatori a scintillazione e di rivelatori a gas. Il potere risolutivo di un rivelatore al germanio risulta quindi superiore (anche se non di molto) a quello di un semiconduttore al silicio e notevolmente più elevato di quello di un rivelatore a gas (ad es. un contatore proporzionale) e ancor più di quello di uno scintillatore a NaI(Tl).
Nelle figure 9.17 e 9.18 sono mostrati per confronto gli spettri di energia di una medesima sorgente radioattiva misurati, rispettivamente, con un rivelatore al Ge e con un rivelatore a NaI. La sorgente è costituita da un solo tipo di radionuclide, il ^{137}Cs, che emette radiazione gamma con energia $E_0 \approx 662$ keV. La FWHM del picco fotoelettrico relativo a questa energia è di circa 10 keV con il rivelatore al Ge, mentre la FWHM ottenuta con il rivelatore a NaI è di circa 100 keV.
L'efficienza di rivelazione per la radiazione gamma dei rivelatori al Ge è, a parità di volume del rivelatore, maggiore rispetto a quella dei rivelatori al silicio per il diverso valore di W e di E_g fra Ge e Si. Essa è invece sensibilmente minore rispetto ai rivelatori a scintillazione come lo NaI a causa del diverso numero atomico (e della densità) di questi due tipi di rivelatore. Le variazioni più importanti di efficienza che si riscontrano in pratica sono tuttavia dovute alle differenze di volume che di norma caratterizzano i diversi tipi di rivelatori. Nella figura 9.19 è mostrato il tipico andamento dell'efficienza, $\varepsilon(E_\gamma)$, di uno spettrometro gamma al Ge in funzione dell'energia dei fotoni incidenti sul rivelatore. Nell'intervallo di energia considerato, l'efficienza dovrebbe essere sempre decrescente al crescere dell'energia dei fotoni, in accordo con l'andamento

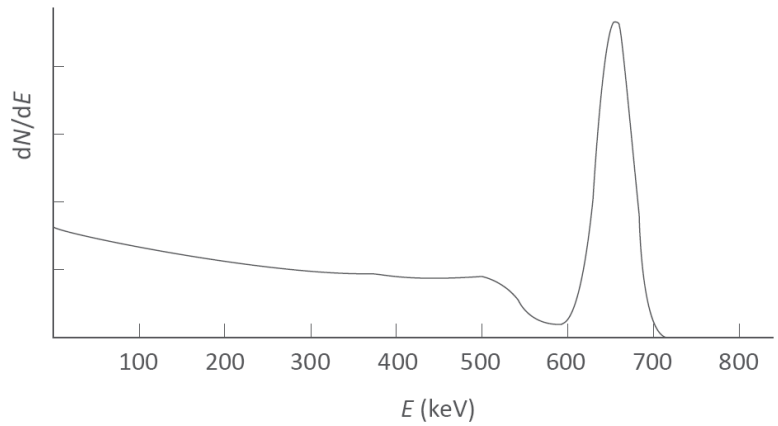


Figura 9.18 - Spettro di energia dovuto alla radiazione gamma del ^{137}Cs. Lo spettro è stato misurato con uno spettrometro gamma con rivelatore allo NaI. L'energia dei fotoni emessi dalla sorgente è di circa 662 keV e la FWHM del picco fotoelettrico è di circa 100 keV, un ordine di grandezza superiore a quella relativa allo spettrometro al Ge (fig. 9.17)

della sezione d'urto di interazione dei fotoni con il mezzo del rivelatore (cfr. § 3.2.4). Ciò in pratica non accade nella regione delle basse energie, tipicamente al di sotto dei 100 keV. La causa che determina l'andamento decrescente di $\varepsilon(E_\gamma)$ quando l'energia dei fotoni decresce al di sotto dei 100 keV, risiede nel fatto che alle più basse energie tende a prevalere l'effetto dell'assorbimento dei fotoni nell'involucro di protezione del rivelatore.

L'efficienza dei rivelatori al Ge si trova sovente espressa non in termini assoluti, come nell'esempio mostrato in figura 9.19, ma – convenzionalmente – come efficienza relativa a quella di un rivelatore a NaI di forma cilindrica con altezza e diametro uguali a 3 pollici (1 pollice ≈ 2,54 cm). I valori nei due casi sono notevolmente diversi ed è quindi sempre necessario specificare le due condizioni di riferimento. Nel caso di rivelatori al Ge di volume particolarmente grande può quindi verificarsi che l'efficienza relativa espressa in percentuale sia maggiore del 100%.

I sistemi per spettrometria gamma basati su rivelatori al germanio sono di gran lunga i più diffusi grazie, soprattutto, all'elevato potere risolutivo (in energia) di questo tipo di rivelatore. Questa caratteristica consente infatti di effettuare misure di attività in sostanze radioattive contenenti anche un rilevante numero di radionuclidi, quindi misure con la presenza simultanea di fotoni di diversa energia. Nella figura 9.20 a) è mostrato uno schema tipico di spettrometro al Ge in cui sono evidenziati il rivelatore, il dewar contenente l'azoto liquido per il raffreddamento del rivelatore e il

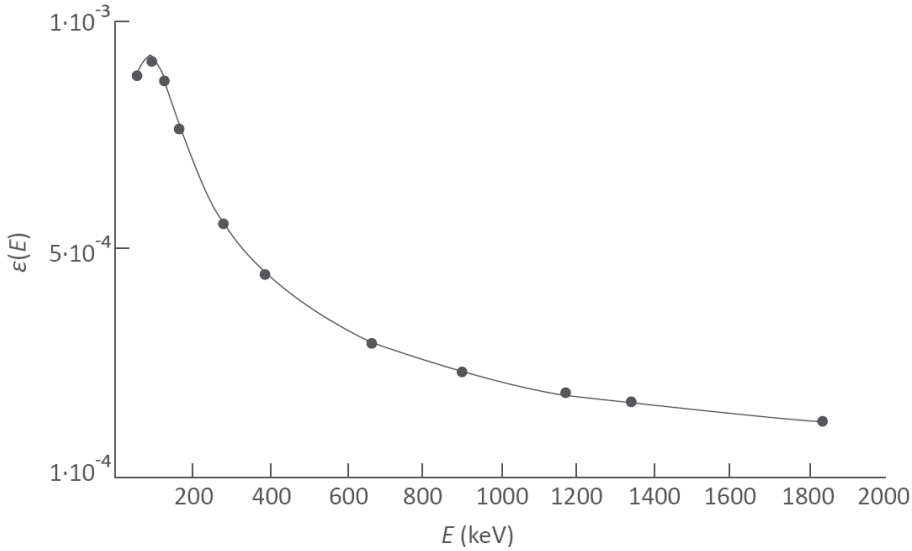


Figura 9.19 - Tipico andamento dell'efficienza $\varepsilon(E_\gamma)$ di uno spettrometro gamma con rivelatore al germanio, nell'intervallo di energia dei fotoni da 50 keV a 2 MeV

beaker di Marinelli collocato sul rivelatore. Nella figura 9.20 b) è mostrata la sezione verticale di un beaker di Marinelli al cui interno è contenuta la sostanza radioattiva.

Spettrometria gamma con rivelatori a scintillazione

Le generalità sul funzionamento dei rivelatori a scintillazione sono state descritte in precedenza in relazione all'impiego degli scintillatori in dosimetria (cfr. § 8.3.2).
Fra i rivelatori a scintillazione quelli a ioduro di sodio (NaI) sono il tipo prevalentemente usato per la spettrometria gamma. A causa del loro basso potere risolutivo, gli spettrometri con rivelatori a NaI sono, rispetto a quelli con rivelatori al germanio, un'alternativa praticabile solo quando nel campione da analizzare sono presenti radionuclidi che emettono fotoni di una sola energia o, eventualmente, con più valori di energia purché fra loro ben distanziati. L'analisi dello spettro delle ampiezze degli impulsi è comunque molto più complessa e (potenzialmente) meno accurata di quella relativa agli spettri prodotti dai rivelatori al germanio. Questa difficoltà è dovuta alla inevitabile sovrapposizione dei picchi di assorbimento totale, tanto più pronunciata

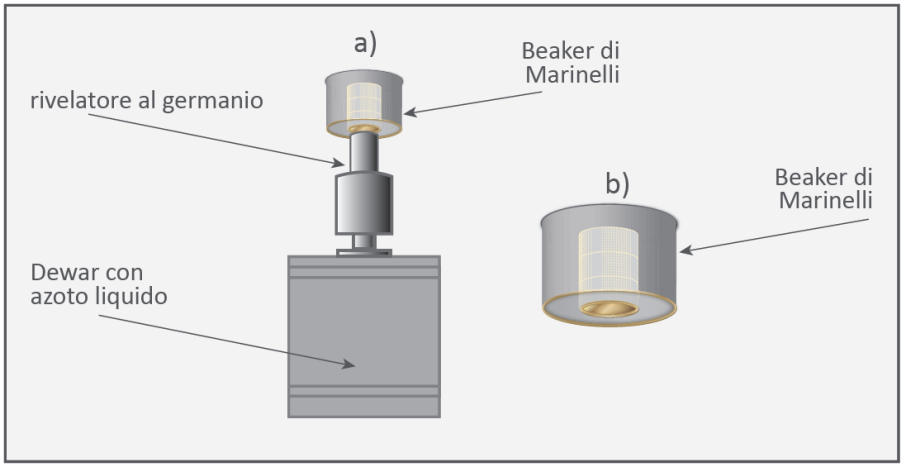


Figura 9.20 - a) Schema di un sistema per spettrometria gamma in cui sono evidenziati il rivelatore al germanio, il dewar per il raffreddamento del rivelatore e il beaker di Marinelli collocato sul rivelatore; b) sezione verticale di un beaker di Marinelli in cui il campione da misurare (volume più ombreggiato) è contenuto in una soluzione solitamente, ma non necessariamente, liquida. Rivelatori HPGe, di diverso volume, tipicamente variabili da qualche cm^3 fino a oltre 100 cm^3, possono essere impiegati per poter avere efficienze di rivelazione diverse

quanto maggiore è il numero delle energie della radiazione gamma emessa. La maggiore larghezza del picco fotoelettrico, unitamente alla eventuale presenza di un intenso fondo Compton al di sotto di esso quando si hanno ulteriori picchi fotoelettrici alle energie più elevate, può rendere poco accurata la determinazione dell'area del picco tramite la (9.52). Possono inoltre presentarsi non di rado situazioni in cui i problemi di identificazione dei singoli picchi sono particolarmente critici come è mostrato nell'esempio in figura 9.21, dove sono riportati per confronto gli spettri gamma di una medesima sorgente che emette fotoni di diversa energia, misurati rispettivamente con uno spettrometro a ioduro di sodio e con uno al germanio.
Il modesto potere risolutivo dei rivelatori a scintillazione, quali lo NaI(Tl), è dovuto alle fluttuazioni statistiche associate ai numerosi stadi coinvolti nella produzione del segnale in uno spettrometro a scintillazione: 1) conversione dei fotoni in elettroni; 2) processo di ionizzazione nel rivelatore da parte degli elettroni; 3) emissione della luce di diseccitazione dei centri di luminescenza eccitati dagli elettroni; 4) conversione, nel fotocatodo, della luce in elettroni; 5) moltiplicazione degli elettroni nei dinodi del fotomoltiplicatore.

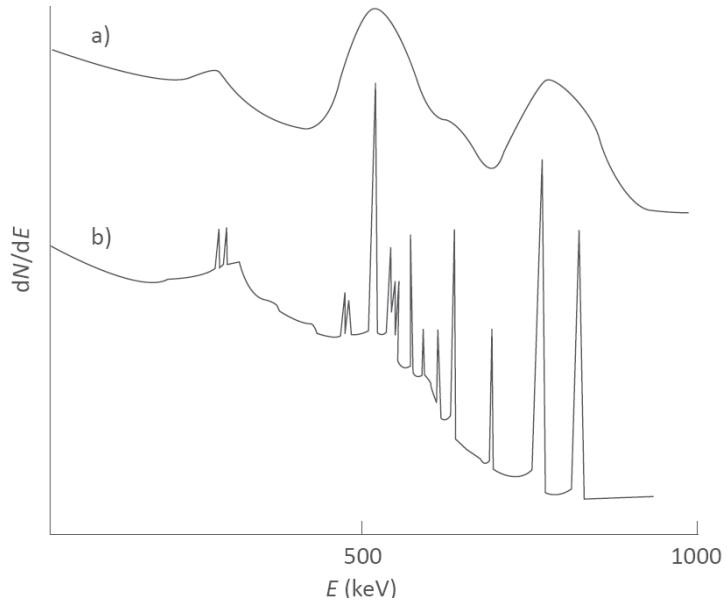


Figura 9.21 - Spettri di energia della medesima sorgente radioattiva prodotti in uno spettrometro gamma con, rispettivamente, un rivelatore a NaI (a) e un rivelatore al germanio (b). I picchi fotoelettrici, ben risolti nello spettro (b), sono difficilmente identificabili nello spettro (a) a causa del basso potere risolutivo del rivelatore a NaI

L'uso degli scintillatori inorganici nella spettrometria gamma è d'altra parte necessario quando l'attività dei radionuclidi da rivelare è troppo bassa per poter essere misurata con rivelatori al germanio. Questi ultimi infatti hanno un'efficienza intrinseca minore di quella degli scintillatori inorganici (a causa del più basso numero atomico) i quali possono oltretutto essere costruiti con dimensioni considerevolmente superiori (e quindi con maggiore efficienza) a quelle dei semiconduttori.
Il circuito di misura per spettrometria gamma basato su rivelatori a scintillazione è sostanzialmente simile, a parte il rivelatore, a quello che impiega rivelatori al germanio (cfr. fig. 9.6). Gli spettrometri a NaI possono essere realizzati con peso e dimensioni inferiori rispetto agli spettrometri al germanio che, sotto questo aspetto, sono penalizzati dal fatto di dover includere il sistema di raffreddamento del rivelatore. Per questa maggiore portabilità gli spettrometri a NaI sono frequentemente usati laddove vi sia necessità di misure in campo purché non si debbano analizzare campioni in cui siano presenti molti radionuclidi.

Whole Body Counter

Un caso particolare in cui gli spettrometri gamma con scintillatori a NaI hanno un impiego di elezione, riguarda le misure di radioattività presente all'interno dell'organismo umano. Si tratta delle misure mediante il cosiddetto "contatore per il corpo intero" (*Whole Body Counter*, WBC) il cui

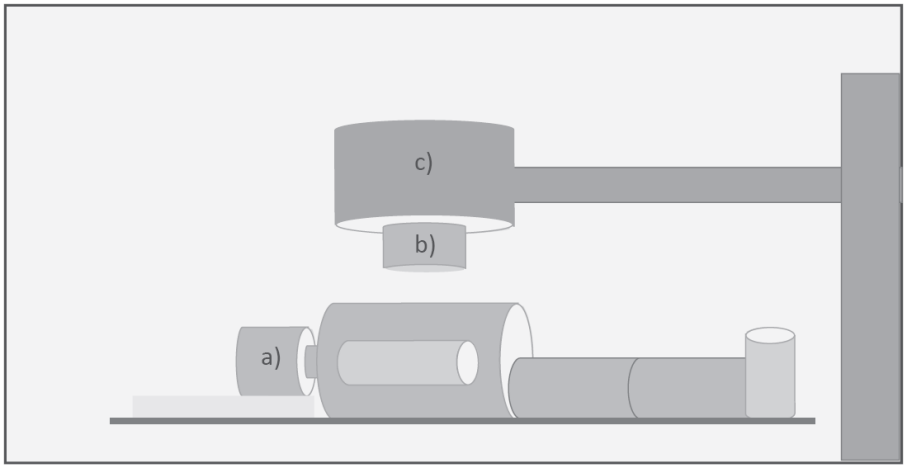


Figura 9.22 - Configurazione schematica di un Whole Body Counter (WBC) disposto frontalmente alla persona (a) nel cui organismo si intende misurare l'eventuale presenza di radionuclidi. Il WBC e la persona sono posti all'interno di un locale sufficientemente schermato da minimizzare l'effetto del fondo di radiazione ambientale sulla misura. Nella figura è mostrata la testa cilindrica del rivelatore a NaI (b) connessa al sistema di fotomoltiplicatori interni al loro alloggiamento (c)

schema è mostrato in figura 9.22. Il WBC è normalmente utilizzato per la misura della radioattività presente entro il corpo umano, nei controlli radioprotezionistici su persone addette a lavorazioni con rischio di contaminazione interna. Il WBC, debitamente tarato, può misurare l'attività di radionuclidi presenti in un corpo se la radiazione da essi emessa è costituita da fotoni con energia tale da non essere completamente assorbiti dal corpo considerato. Il WBC non è adatto per misure di radiazione beta o alfa essendo il *range* di queste particelle nel corpo umano del tutto insufficiente per poter rivelare al suo esterno radiazione di questo tipo. Per poter effettuare misure di fotoni con le basse intensità tipiche della contaminazione interna, i rivelatori NaI presenti nei WBC devono avere un'elevata efficienza di rivelazione. Ciò si ottiene realizzando rivelatori di grandi dimensioni, fino a diverse decine di decimetri cubi. Particolare cura è necessaria per realizzare un buon accoppiamento ottico del rivelatore con i diversi fotomoltiplicatori che sono ad esso collegati. A causa della sua elevata sensibilità il WBC deve sempre operare all'interno di locali sufficientemente schermati. In tal modo soltanto possono essere minimizzati gli effetti sulla misura dovuti al fondo di radiazione ambientale esterna e al fondo di radiazione eventualmente presente nei materiali con cui sono costruite le pareti del locale dove il WBC è collocato.

9.4.1.b La spettrometria alfa

La spettrometria alfa è un metodo di misura con uno scopo analogo a quello della spettrometria gamma descritta nel § 9.4.1.a. Mediante la spettrometria alfa è possibile determinare l'attività di una sostanza radioattiva contenente radionuclidi emettitori di particelle alfa, identificando al contempo il tipo di radionuclidi presenti nella sostanza.
I radionuclidi che nel loro processo di decadimento emettono radiazione alfa sono molto meno numerosi di quelli che emettono radiazione gamma. Infatti gli emettitori di radiazione alfa sono, come è noto, limitati agli elementi più pesanti (con $A > 209$) nei quali il rapporto fra neutroni e protoni è maggiore di circa 1,5. Per diversi di questi radionuclidi pesanti il modo più agevole di determinazione dell'attività consiste nel misurare l'energia e il numero delle particelle alfa da essi emesse, analogamente a quanto viene fatto con la spettrometria gamma per i radionuclidi emettitori di fotoni.
Un sistema di misura per spettrometria alfa ha come componenti principali un rivelatore specifico per particelle alfa e il circuito elettronico di misura con la funzione di determinare l'energia e il numero delle particelle incidenti sul rivelatore. Come lo spettrometro gamma lo spettrometro alfa è in grado di fornire, dopo opportuna taratura, il risultato della misura specificando l'attività di ciascun tipo di radionuclidi

presente nella sostanza considerata.
Lo schema a blocchi del sistema di misura di uno spettrometro alfa è simile a quello di uno spettrometro gamma (cfr. fig. 9.6). Il sistema di rivelazione è invece piuttosto diverso soprattutto per le modalità con cui il campione da misurare è predisposto e collocato vicino al rivelatore. Lo schema del sistema di rivelazione di uno spettrometro alfa è mostrato in figura 9.23.
Il rivelatore di uso corrente più utilizzato è costituito da un semiconduttore al silicio (cfr. § 8.3.7) del tipo a barriera superficiale o a impiantazione ionica. Questi rivelatori hanno anche la caratteristica di presentare uno spessore dell'involucro esterno (la finestra del rivelatore) sufficientemente sottile da poter essere attraversato dalle particelle alfa. Le particelle alfa emesse dai radionuclidi, aventi un'energia compresa tipicamente fra 4 e 6 MeV, sono soggette a una sensibile attenuazione anche nell'attraversare spessori di pochi centimetri di aria come quelli che si trovano generalmente interposti fra la sorgente di particelle e il rivelatore. Per minimizzare questo effetto il rivelatore e il campione da analizzare sono posti all'interno di una camera (cfr. fig. 9.23) in cui viene fatto il vuoto. Un'ulteriore causa di attenuazione per le particelle alfa deriva dall'autoassorbimento che esse hanno nell'attraversare lo spessore del campione radioattivo. Per questo motivo i campioni utilizzati per spettrometria alfa sono generalmente sottoposti a un trattamento chimico-fisico finalizzato a compattarne le dimensioni

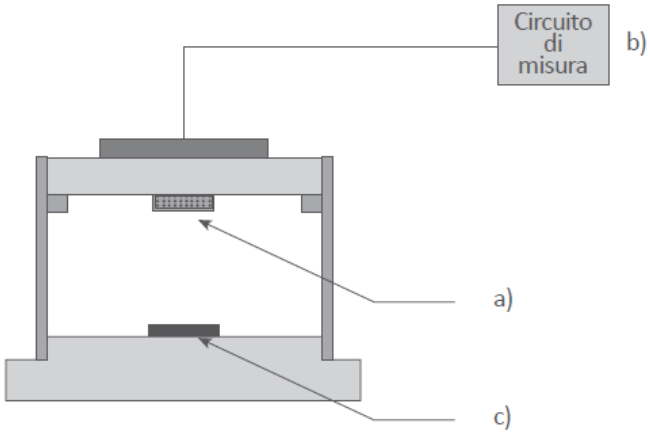


Figura 9.23 - Sistema di rivelazione di uno spettrometro alfa. Il rivelatore (a), costituito tipicamente da un semiconduttore al silicio, è posto all'interno di una camera a vuoto dove è situato anche il campione da misurare (c). Il vuoto nella camera è necessario per minimizzare l'attenuazione che le particelle alfa potrebbero avere anche nel piccolo strato d'aria presente fra campione e rivelatore. Quest'ultimo è collegato al sistema di misura (b) essenzialmente analogo a quello di uno spettrometro gamma

e, in particolare, a minimizzarne lo spessore.
Il metodo di misura per la spettrometria alfa è del tutto analogo a quello descritto per la spettrometria gamma (cfr. § 9.4.1.a). Il segnale da cui si determina l'attività, tramite un'espressione analoga alla 9.60, è costituito dal numero degli impulsi corrispondenti al picco di assorbimento totale delle particelle alfa nel rivelatore. Si applicano alla spettrometria alfa le stesse definizioni di risoluzione e di efficienza descritte per la spettrometria gamma, avendo come riferimento gli stessi parametri (FWHM, conteggi nel picco N_p ecc.) riferiti in questo caso al picco di assorbimento totale delle particelle alfa anziché al picco fotoelettrico. In figura 9.24 è riportato lo spettro di energie delle particelle alfa emesse da alcuni radionuclidi, misurato mediante uno spettrometro al silicio. Alle energie comprese fra 4 e 6 MeV, tipiche delle particelle alfa emesse nel decadimento dei radionuclidi, lo spettro di energia delle particelle alfa misurato con un rivelatore al silicio è concentrato essenzialmente nel picco di assorbimento. Per la diversa natura delle interazioni delle particelle alfa rispetto alla radiazione gamma (cfr. §§ 3.2 e 3.3), la componente dello spettro di energia delle particelle alfa ha una distribuzione continua alle basse energie di entità trascurabile rispetto a quella (dovuta all'effetto Compton) che di norma presenta uno spettro di radiazione gamma prima del picco fotoelettrico (cfr. fig. 9.7). La sottrazione del fondo, particolarmente

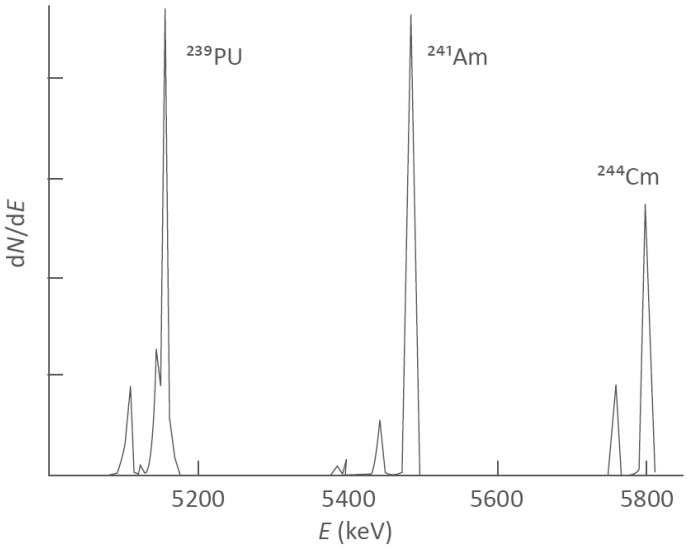


Figura 9.24 - Spettri di energia misurati con un sistema per spettrometria alfa con rivelatore al silicio. Le particelle alfa, di diversa energia, sono emesse da tre diversi radionuclidi. La FWHM dei picchi di assorbimento è compresa tra 6 e 10 keV

importante nella spettrometria gamma con picchi a diverse energie (cfr. fig. 9.10), è quindi un'operazione di minor peso sul risultato del conteggio nel picco della radiazione alfa.
Il potere risolutivo del silicio pur essendo inferiore a quello del germanio è tuttavia sufficiente per identificare, attraverso i picchi di assorbimento, i diversi possibili radionuclidi emettitori di radiazione alfa. La FWHM del picco di assorbimento misurato con un rivelatore al silicio è normalmente compresa fra 6 e 10 keV (a seconda del tipo di rivelatore e dell'energia delle particelle alfa), essa è quindi superiore (seppure di solo 1 o 2 keV) alla FWHM tipica dei picchi fotoelettrici ottenuti con uno spettrometro al germanio. D'altra parte gli spettri delle particelle alfa emesse dai radionuclidi sono generalmente costituiti da picchi con valori di energia sufficientemente distanziati da essere sempre ben risolti se misurati con rivelatori al silicio. L'efficienza di rivelazione del silicio è del tutto adeguata, rispetto a qualsiasi altro rivelatore, per rivelare particelle alfa e beta anche con i volumi del rivelatore piuttosto piccoli, tipici di questi rivelatori.
Anche nella spettrometria alfa possono essere importanti le correzioni di tempo morto del sistema di misura analogamente a quanto descritto nella spettrometria gamma.

9.4.2 Sistemi di conteggio di particelle

La misura dell'attività dei radionuclidi può essere effettuata con sistemi meno complessi dei sistemi spettrometrici, tramite la sola misura del numero di particelle alfa, beta e gamma emessa dai radionuclidi – e non della loro energia – purché il radionuclide contenuto nella sostanza radioattiva oggetto della misura sia noto e sia di un solo tipo, o largamente prevalente rispetto ad altri radionuclidi eventualmente presenti. Questi sistemi possono essere quindi tarati in termini di attività per il radionuclide di interesse. I sistemi di conteggio di particelle sono basati su una vasta categoria di metodi di misura e di tipi di rivelatore dei quali sono nel seguito descritti solo i più largamente diffusi.

9.4.2.a Sistemi di misura della contaminazione superficiale

Le misure di contaminazione superficiale sono effettuate in tutti quei casi in cui una sostanza radioattiva si è depositata accidentalmente sulla superficie di un oggetto o sulla cute di una persona. La contaminazione superficiale può essere di tipo rimovibile oppure fisso, a seconda che la sostanza radioattiva si sia depositata sulla superficie in modo che sia facilmente asportabile o in modo da essere difficilmente rimovibile. In entrambi i casi il più comune strumento di misura della contaminazione

superficiale è il contaminametro, un complesso di misura dotato di un rivelatore con una superficie di ingresso relativamente estesa, che a seconda degli strumenti è compresa fra qualche centimetro quadro e qualche decimetro quadro. I tipi di rivelatore di un contaminametro sono svariati e includono, prevalentemente, contatori proporzionali, contatori G-M, scintillatori. Essi sono dotati di una finestra di ingresso sufficientemente sottile se il contaminametro è previsto per misure di radiazione beta o di particelle alfa.
La grandezza di misura di un contaminametro è di norma l'attività superficiale, data dal rapporto tra l'attività depositata su una superficie di un materiale e l'area di quella superficie. Il contaminametro può effettuare misure affidabili solo se tarato mediante opportune sorgenti campione del medesimo radionuclide che si intende misurare. La sorgente campione usata per la taratura è di tipo esteso, in modo da simulare la superficie contaminata, con una superficie variabile fra qualche centimetro quadro e qualche decimetro quadro. Se l'area della sorgente di taratura è inferiore a quella del rivelatore del contaminametro, essa viene fatta scorrere, durante la taratura, lungo la superficie del rivelatore. In tal modo è anche possibile determinare l'uniformità spaziale della risposta del rivelatore. La sorgente campione è di norma caratterizzata in termini di emissione di particelle (alfa o beta o gamma) per unità di superficie e questa è tipicamente la grandezza di taratura del contaminametro. I risultati delle misure effettuate con un contaminametro nelle più svariate situazioni di contaminazione superficiale, devono quindi essere convertiti in termini di attività superficiale della sorgente che ha dato luogo alla contaminazione. Il metodo di conversione deve tener conto del fatto che il numero di particelle rivelate non necessariamente corrisponde al numero di particelle emesse dalla sorgente. Nel calcolo dell'attività della sorgente si devono infatti considerare numerosi effetti quali, principalmente, l'autoassorbimento delle particelle nella sostanza radioattiva depositata sulla superficie e la loro retrodiffusione causata dalla stessa superficie. Questi effetti non sono schematizzabili con semplici espressioni analitiche. Essi dipendono dal tipo e dall'energia delle particelle, dalla densità e dallo spessore della sorgente, nonché dai materiali della superficie su cui è depositata. Questi effetti sono stimati con vari gradi di approssimazione in funzione dell'accuratezza di volta in volta richiesta per la misura.
Se le condizioni di taratura sono uguali a quelle in cui si effettua la misura, l'attività superficiale della sostanza radioattiva è data da:

$$A_s = C_X \dot{N}_n \qquad (9.62)$$

dove A_s è l'attività superficiale (Bq cm^{-2}), C_X è il coefficiente di taratura

del contaminametro relativo al radionuclide "X" di cui si intende determinare l'attività superficiale e $\dot{N}_n$ è il rateo di conteggio netto misurato. Il coefficiente di taratura C_X non varia apprezzabilmente per i radionuclidi di più frequente interesse in radioprotezione. Una ragionevole approssimazione per l'espressione di C_X è data da:

$$C = \frac{1}{\varepsilon_{riv}\,\varepsilon_s\,S_{riv}} \tag{9.63}$$

dove ε_{riv} è l'efficienza del rivelatore (praticamente costante per le particelle alfa dei radionuclidi di maggiore interesse radioprotezionistico), ε_s è l'efficienza della sorgente, e S_{riv} è l'area sensibile del rivelatore. L'efficienza ε_{riv} è determinabile tramite l'espressione approssimata:

$$\varepsilon_{riv} = \dot{N}_n / \dot{N}_{2\pi} \tag{9.64}$$

dove $\dot{N}_{2\pi}$ è il rateo di particelle che sono emesse dalla sorgente di taratura entro l'angolo solido di 2π sr e che fuoriescono dalla sua superficie (emissione superficiale). L'efficienza della sorgente, ε_s, è un parametro cui si può approssimativamente assegnare il valore 0,5 in quanto il coefficiente di taratura espresso dalla (9.63) correla, tramite la (9.62), i conteggi misurati all'attività della sorgente e quest'ultima deve per definizione includere le particelle emesse nel decadimento entro tutto l'angolo solido, laddove il rivelatore può intercettare di queste solo la parte emessa verso un emisfero.
Se la contaminazione di una superficie è di tipo rimovibile, se ne può accertare la presenza con il metodo comunemente noto come "smear test". Lo smear test è basato sul prelievo di un campione di attività rimovibile strofinando la superficie contaminata con un materiale assorbente. Il materiale che ha assorbito parte della contaminazione superficiale viene successivamente portato in laboratorio per poter valutare, mediante un sistema di conteggio o di spettrometria, se e quali radionuclidi sono in esso presenti e quindi nella superficie considerata. Lo smear test è un metodo molto sensibile per accertare o meno l'esistenza di una contaminazione superficiale; esso non consente di determinare l'attività presente fornendo di questa solo una stima grossolana.

9.4.2.b Sistemi di misura con scintillatori liquidi

La misura dell'attività di radionuclidi emettitori di radiazione beta, presenti in sostanze che possono essere disciolte in una soluzione liquida, può essere effettuata mediante sistemi di misura dotati di scintillatori liquidi come rivelatore. Il metodo si presta anche per misure

con materiali emettitori di radiazione alfa.
Un campione della sostanza radioattiva viene disciolto all'interno di una fialetta contenente lo scintillatore liquido e questa viene poi posta in un particolare sistema di misura sensibile alla luce indotta nello scintillatore dalle particelle beta. Questi sistemi di misura sono molto sensibili e soprattutto non risentono del problema dell'attenuazione della radiazione beta sia da parte della finestra del rivelatore sia da parte della medesima sostanza radioattiva (autoassorbimento). Una volta in soluzione nello scintillatore la radiazione beta (o alfa) emessa dalla sostanza in esame è infatti a diretto contatto con il rivelatore che in pratica ha un'efficienza di rivelazione del 100%.
La luminescenza dello scintillatore, generata dai diversi processi che hanno luogo nel passaggio della radiazione al suo interno, è misurata tramite un sistema di fotomoltiplicatori e di successivi circuiti elettronici analoghi a quelli già descritti in precedenza (cfr. cap. 8 e fig. 8.13). Gli scintillatori liquidi si ottengono dissolvendo uno scintillatore organico (cfr. cap. 8) in un appropriato solvente. A questa soluzione può essere aggiunto una terza componente, con il solo scopo di adattare lo spettro di emissione a quello per il quale il tubo fotomoltiplicatore presenta la maggiore efficienza.
Il campione radioattivo viene in genere disposto entro una soluzione acquosa che successivamente è inserita nel liquido scintillante. Per campioni non facilmente solubili in soluzioni acquose viene preparata una sospensione gelatinosa, adeguatamente stabile, che è poi introdotta nello scintillatore liquido. L'introduzione del campione tende a ridurre l'efficienza di scintillazione (effetto di "quenching") e perciò i segnali che arrivano ai fotomoltiplicatori (in termini di fotoelettroni) sono relativamente deboli. Il sistema di misura è quindi molto sensibile al rumore determinato da emissione termica di fotoelettroni nel fotocatodo, da fosforescenza ritardata nello scintillatore e dalla chemioluminescenza nello scintillatore (la luminescenza originata da reazioni chimiche nella soluzione). La riduzione del rumore si ottiene usando due fotomoltiplicatori affacciati sulla provetta contenente la soluzione scintillante e usando un circuito che fornisce il segnale in uscita solo quando i segnali provenienti dai due fotomoltiplicatori sono in coincidenza temporale. Poiché i segnali di rumore non sono correlati temporalmente, con un tale sistema a coincidenze l'effetto del rumore risulta fortemente ridotto.

9.4.3 Sistemi di misura del radon

Le misure che hanno come oggetto il radon, sono essenzialmente misure di concentrazione dell'attività del radon (^{222}Rn) in aria e, meno frequentemente, in acqua. Queste misure sono basate sulla rivelazione

delle particelle alfa emesse direttamente dal ^{222}Rn o sulla rivelazione della radiazione (alfa o beta o gamma) emessa dai radionuclidi nei quali esso decade. A tal riguardo si tiene conto del fatto che in un ambiente chiuso il ^{222}Rn si trova, dopo un tempo pari a circa tre tempi di dimezzamento (circa 10 minuti), in equilibrio con un suo discendente, il ^{218}Po. Dopo altri circa 30 minuti, esso raggiunge l'equilibrio con il ^{214}Pb, dopo altri circa 20 minuti con il ^{214}Bi e, quindi, quasi istantaneamente, con il ^{214}Po. Dalle misure di attività di uno qualsiasi di questi discendenti si può quindi risalire, tramite lo schema di decadimento e le equazioni dell'equilibrio radioattivo (cfr. § 9.2.4), all'attività – e alla concentrazione di attività – del ^{222}Rn.
I metodi di misura del radon in aria differiscono fra loro anzitutto rispetto alle modalità con cui il campione di aria da misurare viene a trovarsi in prossimità del rivelatore del sistema di misura. L'aria può, in una di queste modalità, essere forzatamente convogliata in prossimità del rivelatore mediante un sistema di pompaggio mentre, nell'altra modalità, viene direttamente in contatto con il rivelatore quando quest'ultimo è posto nell'ambiente in cui si vuol fare la misura. I sistemi di misura del radon differiscono inoltre fra loro anche in relazione ai diversi tipi di rivelatore su cui sono basati. I principali sistemi di rivelazione sono le celle a scintillazione, le celle elettrostatiche, le camere a ionizzazione, i carboni attivi, i rivelatori di tracce, gli elettreti, i semiconduttori.
I metodi di misura del radon in acqua, pur meno numerosi rispetto a quelli del radon in aria, sono anch'essi basati su diversi tipi di rivelatori.

Sistemi di misura del radon in aria

I sistemi di misura del radon in aria, basati su una svariata tipologia di metodi e di rivelatori, richiedono per il loro corretto impiego una taratura e specifiche procedure operative. I dettagli di queste procedure non sono descritti in questo testo ma sono illustrati nelle fonti riportate in bibliografia. Nel seguito alcuni di questi sistemi di misura sono descritti nelle loro generalità.

Celle a scintillazione

Una cella a scintillazione per misure di radon è costituita da un contenitore metallico (tipicamente cilindrico) dal volume di circa 100 cm^3, all'interno del quale può essere introdotta l'aria contenente il radon. I più comuni tipi di celle a scintillazione sono noti come celle di Lucas. Le pareti del contenitore sono ricoperte di un sottile spessore di un materiale scintillante come il solfuro di zinco attivato con argento, ZnS(Ag). Sulle pareti del contenitore è realizzata una finestra trasparente ai fotoni di luminescenza emessi dallo scintillatore quando è esposto alle particelle alfa del radon e dei suoi figli (^{218}Po e ^{214}Po). Gli impulsi di

luce, il cui numero è proporzionale alla concentrazione di radon nell'aria immessa nella cella, sono misurati mediante un fotomoltiplicatore in contatto ottico con la finestra della cella. Con questo sistema è possibile una misura associata a un campionamento continuo dell'aria che, a tale scopo, viene fatta flussare nella cella. L'accumulo dei prodotti di decadimento del radon sulle pareti della cella può interferire con le misure successive e di ciò deve essere tenuto debitamente conto.

Celle elettrostatiche

Le celle elettrostatiche per misure di radon sono costituite da contenitori metallici di diversa forma e con volume variabile da circa un litro fino a diversi litri. All'interno della cella è fissato, su un apposito supporto, un rivelatore di particelle alfa (tipicamente un semiconduttore al silicio). Il supporto e il rivelatore sono entrambi collegati a massa. Fra le pareti della cella e il supporto del rivelatore è applicata una differenza di potenziale dell'ordine delle migliaia di volt. L'aria contenente il radon viene fatta flussare nella cella dove il polonio generato dal radon può perdere (per un effetto di "stripping") alcuni elettroni nel momento in cui il polonio è prodotto a seguito della emissione di una particella alfa nel decadimento del radon. Non tutti gli atomi di polonio sono soggetti al medesimo processo di ionizzazione, tuttavia il numero di ioni polonio positivi è ben correlato alla concentrazione originaria di radon nell'aria. Gli ioni positivi del ^{218}Po e del ^{214}Po, sono trasportati per effetto del campo elettrico nelle vicinanze del rivelatore. Le particelle alfa emesse dal polonio possono essere quindi rivelate con un sistema di spettrometria alfa associato al rivelatore. Come nelle celle a scintillazione, anche nelle celle elettrostatiche deve essere tenuto presente il problema della contaminazione del rivelatore per l'accumulo dei prodotti di decadimento del radon. Questo sistema di misura è inoltre molto sensibile all'umidità dell'aria che influenza il campo elettrostatico. Per minimizzare questa dipendenza le celle elettrostatiche sono in genere dotate di sistemi di deumidificazione.

Camere a ionizzazione

Diversi sistemi di monitoraggio del radon hanno come rivelatore camere a ionizzazione (cfr. cap. 8) ad aria. Le camere usate a tale scopo hanno dimensioni di norma non superiori al litro. Esse sono di forma cilindrica con un elettrodo centrale da cui viene prelevato il segnale che, previa taratura del sistema, fornisce la concentrazione di radon in aria. Una volta che il gas radon viene immesso nella camera, la radiazione emessa nel decadimento del radon e della sua progenie ionizza l'aria della camera dando luogo a un segnale. Alcuni tipi di sistemi di misura consentono di fare anche la spettrometria alfa delle particelle emesse, grazie al fatto

che le particelle alfa emesse dal radon e dal polonio possono essere assorbite in spessori di aria di circa una decina di centimetri, dell'ordine delle dimensioni lineari della camera a ionizzazione. Le camere a ionizzazione hanno una sensibilità inferiore a quella delle celle a scintillazione e delle celle elettrostatiche ma in compenso hanno una minor dipendenza da parametri ambientali come l'umidità.

Carboni attivi

I carboni attivi ("activated charcoal") sono materiali porosi i quali vengono trattati (da cui la loro denominazione di carboni "attivi") in modo da presentare una grande superficie specifica (dell'ordine di $1000\ m^2\ g^{-1}$). Le molecole del gas radon, una volta in contatto con il carbone, tendono a legarsi alle sue pareti per adsorbimento. Per adsorbimento s'intende il processo di ritenzione delle molecole del gas sulla superficie di un materiale, laddove l'assorbimento riguarda invece la penetrazione delle molecole all'interno del materiale. La quantità di gas adsorbito nelle pareti del rivelatore aumenta linearmente con la concentrazione di radon, per un dato tempo di esposizione, fino a quando la superficie del carbone non diventa satura. Una volta che il carbone è saturo, non si ha più linearità fra la quantità di radon adsorbito nel carbone e la concentrazione del gas cui il rivelatore viene esposto. La linearità di questo processo si mantiene in pratica fino a quando il radon si deposita sulla superficie del carbone completando su di essa un primo strato di molecole. Un ulteriore aumento della concentrazione di radon o del tempo di esposizione dà luogo all'ancoraggio delle molecole su un secondo strato della superficie del rivelatore e in questa ulteriore fase la linearità del processo viene meno. I carboni attivi sono disposti per un adeguato periodo di tempo (in genere dell'ordine di alcuni giorni, tenuto conto della vita media del ^{222}Rn) negli ambienti in cui si intende determinare la concentrazione di radon. Al termine del periodo di esposizione i rivelatori sono portati in laboratorio dove la misura della concentrazione di radon è effettuata utilizzando sistemi di spettrometria gamma opportunamente tarati per la radiazione gamma emessa dal radon e dalla sua progenie. I carboni attivi non sono, in senso stretto, dei rivelatori ma essenzialmente degli assorbitori di radon la cui misura è fatta poi mediante altri rivelatori veri e propri (come i semiconduttori, gli scintillatori ecc.). I carboni sono in genere disposti all'interno di contenitori metallici tipicamente dalla forma di una scatoletta cilindrica piatta.

Rivelatori a tracce

I rivelatori a tracce (cfr. cap. 8) sono largamente diffusi per la misura del radon grazie alla loro economicità e semplicità d'uso. Il sistema di

rivelazione, di tipo passivo, è basato su un piccolo foglio di plastica (di qualche cm^2) incapsulato in un contenitore dove il rivelatore può venire in contatto con l'aria dell'ambiente in cui si vuole misurare la concentrazione di radon. Il conteggio delle tracce prodotte nel rivelatore (CR 39®, policarbonato, nitrato di cellulosa ecc.) dalle particelle alfa emesse dal radon e dalla sua progenie è fatto in laboratorio alla fine del periodo di esposizione. Il periodo di esposizione può anche essere molto lungo, dell'ordine dei mesi. A fronte della sua semplicità d'uso e del suo costo contenuto, questo tipo di rivelatore richiede un accurato sistema di lettura delle tracce il cui costo non è trascurabile soprattutto se fornito di un programma di analisi delle tracce che tenga conto di effetti spuri o effetti di sovrapposizione.

Elettreti

Gli elettreti sono costituiti da materiali di tipo dielettrico (come il teflon) che hanno la proprietà di mantenere al loro interno una data quantità di carica per un periodo di tempo molto lungo, anche oltre un anno. Essi sono realizzati tipicamente sotto forma di dischetti di circa 1 cm di diametro e 1 mm di spessore. Anche altre forme sono tuttavia frequentemente usate.
Grazie alla carica presente al suo interno, un elettrete, posto con una superficie a contatto con l'elettrodo di una camera a ionizzazione, crea un campo elettrico fra i due elettrodi della camera. Questo campo elettrico consente alla camera a ionizzazione di raccogliere ai suoi elettrodi le cariche di segno opposto create dalla radiazione che interagisce con la camera. Le cariche raccolte neutralizzano parte della carica presente nell'elettrete. Il potenziale elettrostatico dell'elettrete varia dunque dopo l'esposizione alla radiazione e questa variazione può essere misurata. Se un simile sistema di rivelazione viene a contatto con l'aria in cui è presente il radon, un'opportuna taratura del sistema consente di correlare la variazione di potenziale dell'elettrete causata dalle particelle alfa emesse dal radon e dalla sua progenie, con la concentrazione di radon in aria. I sistemi di misura basati sugli elettreti sono particolarmente sensibili alle variazioni di umidità dell'aria, essendo in questi dispositivi coinvolti processi di natura elettrostatica.

Scintillatori liquidi

Particolari sistemi a scintillazione per la misura del radon utilizzano uno scintillatore liquido (cfr. § 9.4.2.b) anziché il più comune ZnS(Ag). Inizialmente un solvente organico in cui il radon è solubile viene fatto attraversare dall'aria in cui si intende misurare la concentrazione di radon. Il solvente viene poi miscelato, in un apposito contenitore, con uno scintillatore liquido. I conteggi forniti dal circuito di misura dello

scintillatore liquido sono correlati, previa taratura del sistema, alla concentrazione di radon nel campione di aria considerato. Questo metodo di misura è più laborioso rispetto a quello basato sulle celle a scintillazione a ZnS(Ag), ma in compenso consente la misura di grandi volumi di aria con sistemi di rivelazione di ridotte dimensioni.

Sistemi di misura del radon in acqua

Le misure di radon in campioni di acqua sono basate su metodi diversi da quelli illustrati per le misure in campioni di aria. La diversità sostanziale risiede nel fatto che i campioni di acqua richiedono un opportuno trattamento per poter poi misurare la concentrazione di radon in essi presente. I principali di questi metodi, di cui si riportano nel seguito le generalità e per i cui dettagli si rinvia alla bibliografia, sono basati su sistemi di rivelazione comuni a quelli impiegati per le misure in aria.

Scintillatori liquidi

La misura basata sul sistema a scintillatore liquido, richiede che il campione di acqua in cui è presente il radon venga introdotto in una fiala contenente uno scintillatore liquido solubile in acqua. Durante questa operazione il campione d'acqua non deve venire in contatto con l'aria per evitare una variazione della concentrazione di radon al suo interno. Ciò può essere ottenuto iniettando l'acqua al di sotto del livello dello scintillatore e sigillando subito dopo il contenitore. La misura si svolge quindi in modo analogo a quello relativo ai campioni di aria.

Celle a scintillazione

Se si dispone di un sistema di misura basato su una cella a scintillazione, il trattamento preliminare del campione di acqua necessario per la misura del radon consiste nel far gorgogliare nell'acqua un gas, come l'elio o l'azoto. Il passaggio del gas nell'acqua favorisce l'estrazione del radon che può essere introdotto per diffusione in una cella a scintillazione ed essere misurato. In alternativa il radon estratto può essere fatto adsorbire in un mezzo come il carbone attivo che viene successivamente sottoposto a una misura di spettrometria gamma.

Semiconduttori per spettrometria gamma

Se la concentrazione di radon nell'acqua è sufficientemente elevata (almeno qualche decina di becquerel/litro) può essere fatta una misura diretta del campione di acqua mediante uno spettrometro gamma al germanio. Per questo tipo di misure è necessario separare il contributo del ^{222}Rn da quello del ^{226}Ra, ripetendo le misure in giorni successivi fino a quando il radon inizialmente presente al momento del

campionamento è sufficientemente decaduto e il radon rimanente è solo quello in equilibrio secolare con il ^{226}Ra.

9.5 La minima attività rivelabile

Il segnale prodotto da un sistema per misure di radioattività può essere correlato alla presenza di una sorgente radioattiva solo se il valore di tale segnale non è inferiore a un dato limite, espresso di norma in termini di conteggi *N* in uno specificato tempo di misura. Questo limite, detto *limite di rivelazione*, dipende, per un dato strumento di misura, dalle condizioni sperimentali e, in particolare, dal fondo ambientale di radiazioni esistente al momento della misura.
A causa della variabilità statistica che caratterizza le misure di radioattività, il limite di rivelazione può essere definito in modo univoco se si fanno delle ipotesi quantitative sulle probabilità di incorrere in falsi positivi (decidere che nel campione di misura sia presente una sorgente di radioattività, quando essa è in realtà assente) o in falsi negativi (decidere che nel campione di misura non vi siano sorgenti di radioattività, quando esse sono di fatto presenti) nei casi in cui il rateo dei conteggi misurati sia dello stesso ordine di quello dovuto al fondo ambientale. La definizione del limite di rivelazione presuppone inoltre che si sia preventivamente determinato il *livello critico* del processo di misurazione, un parametro che consente di decidere – con una data probabilità che la decisione sia corretta – se in un campione vi sia o meno presenza di radioattività.
A tal riguardo si consideri inizialmente un campione, *A*, di una sostanza che, si abbia motivo di ritenere, non contenga sorgenti radioattive. Si supponga inoltre che questa ipotesi richieda comunque di essere accertata sperimentalmente. Per effettuare questa verifica è necessario disporre di un campione, *B*, simile in tutto al campione *A* tranne che per il fatto che nel campione *B* si sia effettivamente già accertata l'assenza di sorgenti radioattive o quantomeno di sorgenti come quella di cui si vuol verificare l'assenza nel campione *A*. È d'uso denotare un tale campione *B* come "bianco". I conteggi, N_B, relativi al campione *B* avranno il tipico andamento dei segnali di fondo e saranno caratterizzati, a seguito di un grande numero di misure ripetute in uguali condizioni, da una distribuzione di tipo normale con un valore medio μ_B e una varianza σ_B^2. Misure ripetute di conteggi N_A nel campione *A*, daranno luogo a una distribuzione approssimativamente di tipo normale con un valore medio m_A e una varianza s_A^2, il cui simbolo *s* è distinto dal simbolo σ per denotare la circostanza che delle due varianze una (σ_B^2) corrisponde a una distribuzione normale e l'altra (s_A^2) è di norma dedotta da un numero molto più ridotto di misurazioni che danno luogo a una distribuzione solo approssimativamente normale.

Se nel campione A non sono realmente presenti sorgenti radioattive, il conteggio netto N_d dato dalla differenza:

$$N_d = N_A - N_B \tag{9.65}$$

avrà, a seguito di misure ripetute della stessa durata per i campioni A e B, una distribuzione come quella mostrata in figura 9.25, anch'essa approssimativamente di tipo normale, ma con valore medio m_d uguale a zero e con varianza σ_0^2 data da:

$$\sigma_0^2 = \sigma_B^2 + s_A^2 \tag{9.66}$$

Le fluttuazioni statistiche nelle misure fanno sì che nella distribuzione in figura 9.25 risultino valori di conteggi netti maggiori di zero pur in assenza di radioattività nel campione A. Per un qualsiasi altro campione incognito, una cui misura dia luogo a un conteggio netto prossimo o di poco superiore a zero, non è dato però di concludere con certezza che ciò implichi presenza di radioattività. L'esistenza di conteggi netti maggiori di zero potrebbe infatti essere dovuta non necessariamente alla presenza di una pur piccola attività nel campione considerato, ma, in assenza di alcuna fonte di radioattività nel campione, a fluttuazioni statistiche positive nella differenza fra conteggi lordi e conteggi netti di fondo.
Per poter decidere se un conteggio netto prossimo o di poco superiore a zero si possa imputare, con una data probabilità, a una reale differenza di radioattività nel campione considerato rispetto al bianco, è necessario

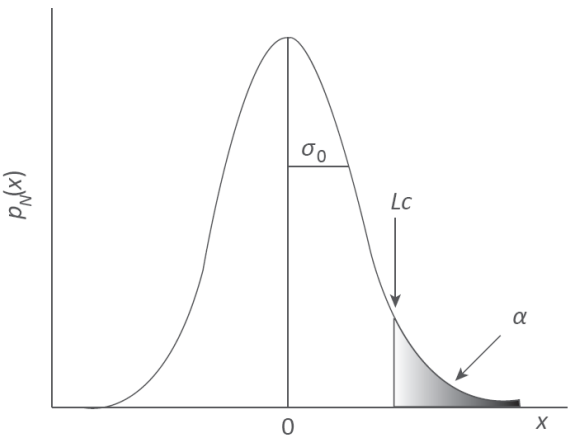


Figura 9.25. Densità di probabilità $p_N(x)$ della distribuzione normale del conteggio netto x ($x = N_d = N_A - N_B$, cfr. eq. 9.65) misurato in un campione che non contiene sorgenti radioattive. La media della distribuzione dei conteggi netti è $\overline{x} = 0$ e la varianza è σ_0^2. I valori di x relativi alla regione ombreggiata della distribuzione sono quelli che possono statisticamente superare, con una probabilità α, il valore del livello critico L_c

introdurre un valore di riferimento detto *livello critico*. Il livello critico, L_C, è definito come il valore dei conteggi netti che, con una prefissata probabilità α, può essere superato da altri valori della distribuzione dei conteggi N_d del fondo.
Il valore di L_C si ottiene a partire dalla sua definizione. Con riferimento alla distribuzione normale in figura 9.25, caratterizzata dalla varianza σ_0^2, il valore di L_C è dato dunque da:

$$L_C = z\,\sigma_0 \tag{9.67}$$

dove z è la variabile normale standardizzata[12] (detta anche deviata normale standardizzata) valutata in corrispondenza della probabilità α decisa dall'osservatore. Fissato quindi un valore per α, il corrispondente valore di z (ottenuto dalle "tabelle di z") è quel valore che può essere superato, con probabilità α da altri valori della distribuzione standardizzata. Dal valore di z così ottenuto si può quindi determinare, passando alla originaria distribuzione normale con varianza σ_0^2, il valore del conteggio x che ha una probabilità α di essere superato da altri valori della medesima distribuzione. Tale valore, dato dal prodotto $z\,\sigma_0$, corrisponde al livello critico L_c. Poiché i conteggi N_B e N_A sono dello stesso ordine di grandezza e poichè questi conteggi seguono di norma la statistica di Poisson, si può porre $\sigma_B = \sqrt{N_B} \approx s_A = \sqrt{N_A}$ e quindi, dalla (9.66), $\sigma_0 = \sqrt{2}s_A = \sqrt{2N_A}$. Dalla (9.67), il livello critico si può pertanto esprimere come:

$$L_C = z\sqrt{2}s_A = z\sqrt{2N_A} \tag{9.68}$$

Si ricorda che il conteggio N_A riguarda un comune campione assimilabile a un bianco ma non rigorosamente equivalente ad esso, sia per la qualità della sostanza sia perché la caratterizzazione statistica del bianco è basata su un numero molto elevato di misure per ottenere un valore medio μ_B e una varianza σ_B^2, approssimabili ai valori di una distribuzione normale. Dalla (9.68) si evince che in pratica non è indispensabile disporre di un bianco vero e proprio, essendo sufficiente ricorrere a un campione più facilmente reperibile come il campione di fondo di tipo A.
Il valore comunemente adottato per la probabilità α è uguale a 0,05 e ciò equivale a considerare il livello critico L_C come quel valore – nella

[12] Si ricorda che la variabile z di una distribuzione normale standardizzata, $f(z)$, si ottiene dalla variabile x di una distribuzione normale, $f(x)$, ponendo $z = (x - \mu)/\sigma$, dove μ e σ^2 sono, rispettivamente, la media e la varianza della distribuzione normale considerata. In una distribuzione normale standardizzata, $f(z)$, si ha quindi $\sigma = 1$ e $\mu = 0$. Dalle "tavole della variabile z" è possibile ottenere la probabilità con cui un dato valore di z può essere superato da altri valori della sua distribuzione. Questa probabilità può essere poi trasferita, tramite la trasformazione sopra indicata, ai valori della variabile x nella originaria distribuzione $f(x)$.

distribuzione dei conteggi netti N_d dovuti al campione che non dovrebbe contenere sorgenti radioattive – cui corrisponde la probabilità del 5% di essere superato da altri valori della medesima distribuzione. Ciò corrisponde anche ad ammettere che il 95% – cioè la frazione (1-α) – della stessa distribuzione è costituita da valori inferiori a L_C.
Al valore pari a 0,05, di norma adottato per la probabilità α, corrisponde nelle tabelle della variabile normale standardizzata (tabelle del tipo unidirezionale "single-tail") un valore di z uguale a 1,645. Quindi l'espressione di L_C più di frequente utilizzata è, dalla (9.68):

$$L_C = 1{,}645\sqrt{2}s_A = 2{,}326\sqrt{N_A} \qquad (9.69)$$

Si consideri ora un campione, S, di una sostanza in cui sia realmente presente una sorgente di radioattività di cui si vuole accertare sperimentalmente tipo e quantità. I conteggi derivanti dal campione S sono dati dalla somma del contributo netto, x_S, dovuto alla sorgente radioattiva e di quello, x_B, dovuto al suo corrispondente bianco. Dal momento che nel campione S è realmente presente una sorgente radioattiva, il conteggio netto, x_S, sarà sempre maggiore di zero e, a seguito di molte ripetute misure, tenderà ad avere una distribuzione di tipo normale. La distribuzione dei conteggi netti x_S è quindi simile a quella descritta dalla curva a) nella figura 9.26. Nella stessa figura la curva b) descrive invece la distribuzione dei conteggi netti dovuti a un analogo campione di quella sostanza in cui però sia stata sperimentalmente verificata assenza di radioattività con le stesse modalità prima indicate per la distribuzione in figura 9.25. La curva b) in figura 9.26, è quindi caratterizzata, come quella in figura 9.25, da un valore medio uguale a zero e da varianza σ_0^2. Si supponga ora di essere in una condizione sperimentale in cui, come evidenziato nella figura 9.26, il valore medio della distribuzione dei conteggi netti x_S risulti non tanto maggiore di zero così che la coda sinistra della curva a) si sovrapponga per un certo tratto alla coda destra della curva b). Si supponga, in particolare, che in tale ipotesi una parte dei valori della distribuzione di x_S risulti inferiore al livello critico, L_C, ottenuto dalla distribuzione dei conteggi descritta nella curva b). Può infatti accadere che, un'attività realmente presente nel campione che produce un conteggio medio netto maggiore di L_C, possa statisticamente produrre anche conteggi netti inferiori a L_C. Situazioni del genere non sono infrequenti, a causa delle fluttuazioni del fondo, nelle misure in campioni con un basso contenuto di radioattività. In simili situazioni, a causa delle fluttuazioni dei conteggi di fondo e di quelli del campione, i conteggi netti x_S possono assumere valori particolarmente bassi attribuibili anche alla distribuzione dei conteggi di fondo. Si potrebbe in tal caso erroneamente decidere che nel campione vi è assenza di sorgenti

radioattive quando in realtà esse sono presenti o, viceversa, attribuire – erroneamente – il conteggio alla presenza di una sorgente quando essa è invece assente. In generale, quando i conteggi netti di un campione sono molto bassi si incorre sempre nel rischio di avere falsi positivi (detti anche errori di prima specie) o falsi negativi (errori di seconda specie). Per minimizzare il rischio di questi errori si fa riferimento al *limite di rivelazione*, L_R, definito come il valore medio di quella distribuzione di conteggi netti x_S i cui valori sono sempre maggiori – con una prefissata probabilità (1-β) – del livello critico L_C. Per rendere accettabile il rischio di compiere un errore di seconda specie (falso negativo), il limite L_R deve essere maggiore di L_C in misura tale che i possibili valori della distribuzione dei conteggi x_S di cui L_R è la media, possano risultare inferiori a L_C solo per una frazione β convenientemente piccola fissata dall'osservatore.
La determinazione del valore di L_R è basata su un procedimento logico in base al quale la capacità di rivelazione di un dato processo di misurazione viene stimata a priori.
Si consideri a riguardo il caso in cui il campione S abbia un basso contenuto di radioattività e che la distribuzione dei conteggi netti, x_S, da esso risultanti abbia un valore medio solo di poco superiore al valore medio dei conteggi dovuti al bianco. Questa distribuzione è descritta dalla curva a) in figura 9.26. Si consideri il caso particolare in cui il valore medio di questa distribuzione risulti uguale a L_R e sia la corrispondente varianza uguale a σ_R^2. Questo caso è soltanto concettuale e non richiede che il valore di L_R (che è l'incognita da determinare) sia preventivamente noto. Si supponga inoltre che il valore medio L_R sia tale che la curva a) intercetti la curva b) nel punto L_C (cfr. fig. 9.26) e che al valore della distribuzione a) in questo punto di intersezione corrisponda la probabilità (1-β) di essere superato da altri valori della medesima distribuzione.
Il limite di rivelazione, L_R, risulta pertanto fissato, in base alla sua definizione, dal valore di L_C e dal valore della probabilità β, stabilito dall'osservatore. Nelle condizioni schematizzate nella figura 9.26, il livello critico L_C è un punto comune a entrambe le distribuzioni a) e b), che – visto come punto della distribuzione a) – rappresenta al contempo: 1) il conteggio netto dovuto al campione S, al di sotto del quale i conteggi della distribuzione a) potrebbero essere considerati – con una probabilità β – anche come conteggi di fondo della distribuzione b), 2) il conteggio netto prodotto dal campione S, il cui valore può essere superato con una probabilità (1-β) da altri valori ripetutamente misurati nel medesimo campione.
In base alla sua definizione, illustrata graficamente nella figura 9.26, l'espressione del limite di rivelazione, L_R, deve poter essere scritta come:

$$L_R = L_C + z \cdot \sigma_R \tag{9.70}$$

dove z è la variabile normale standardizzata (cfr. nota all'eq. 9.67), valutata in corrispondenza della probabilità β decisa dall'osservatore, e σ_R^2 è la varianza della distribuzione dei conteggi netti la cui media è L_R. La varianza σ_R^2 può essere determinata esprimendo il limite di rivelazione, L_R, in funzione dei conteggi dovuti a un campione S che produce un certo numero di conteggi lordi cui corrisponde un numero di conteggi netti (quelli dovuti esclusivamente a quei radionuclidi che si è interessati a misurare) dati da $N_S = L_R$. A tal fine si consideri la relazione seguente:

$$L_R = N_S + (N_A - N_B) \tag{9.71}$$

dove N_A è il conteggio prodotto da un campione, A, che simula il fondo, quindi simile al campione S tranne che per il fatto di non contenere la radioattività specificamente ricercata in S, mentre N_B è il valore medio vero del conteggio che si otterrebbe da un bianco ideale, rigorosamente caratterizzato sia qualitativamente che statisticamente (mediante una serie molto numerosa di misure). La somma (N_A+N_B) rappresenta il conteggio lordo prodotto dal campione considerato. La differenza (N_A-N_B) sarebbe uguale a zero se N_A avesse esattamente le caratteristiche di un bianco. In realtà, mentre N_B è il valore medio vero (non

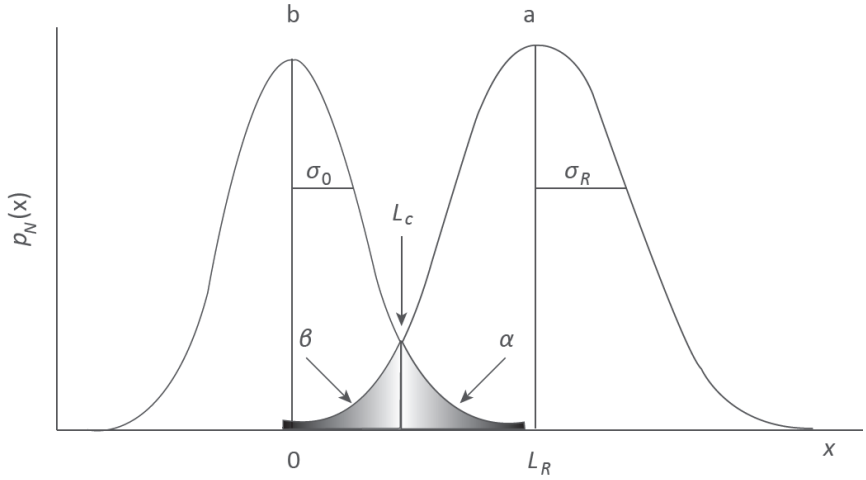


Figura 9.26. Densità di probabilità $p_N(x)$ di due distribuzioni normali di conteggio. La curva b), con varianza σ_0^2, riguarda il conteggio netto dovuto a un campione in cui la radioattività è assente. Il valore medio della distribuzione b) è zero poiché al conteggio del campione è stato sottratto quello relativo al bianco. La curva a), con varianza σ_R^2, riguarda invece il conteggio netto dovuto a un campione in cui è presente una bassa radioattività, per cui il valore medio della distribuzione è di poco superiore allo zero ed è uguale al limite di rivelazione L_R. Le probabilità α e β si riferiscono alle distribuzioni b) e a), rispettivamente

necessariamente noto) di una distribuzione assimilabile a una distribuzione normale, N_A è il conteggio che in pratica si ottiene anche con poche misure su un campione che simula il fondo ma che non è rigorosamente assimilabile a un bianco. Esso potrebbe infatti contenere, come del resto anche il campione di interesse, tracce di radioattività, sia pur diversa da quella ricercata nel campione. L'utilità della (9.71) è dovuta al fatto che, nell'approssimazione che la differenza (N_A-N_B) sia prossima a zero, essa consente di determinare la varianza σ_R^2 della distribuzione di L_R (cfr. curva a) in fig. 9.26) in funzione di grandezze che possono essere nella pratica agevolmente misurate. In base alla (9.71) e nell'ipotesi di assenza di correlazioni (cfr. Appendice A) fra le misure delle grandezze coinvolte si può infatti scrivere:

$$\sigma_R^2 = \sigma_{N_s}^2 + s_A^2 + \sigma_B^2 \tag{9.72}$$

dove i simboli delle varianze s_A^2 e σ_B^2 sono distinti per ricordare la circostanza che il campione B ha una rigorosa caratterizzazione qualitativa e statistica, mentre il campione (reale) di fondo di tipo A è caratterizzato da una varianza sperimentale non sempre basata su un numero molto grande di misure. La (9.72), ricordando l'analogia dei campioni A e B rispetto a quelli riguardanti la (9.66), può dalla (9.66) essere riscritta come:

$$\sigma_R^2 = \sigma_{N_s}^2 + \sigma_0^2 \tag{9.73}$$

Poichè si ha per ipotesi che $N_S = L_R$ e tenendo presente che questi conteggi seguono approssimativamente la statistica di Poisson, si ha anche: $\sigma_N^2 = L_R$ e quindi:

$$\sigma_R = \left(L_R + \sigma_0^2\right)^{1/2} \tag{9.74}$$

In base alla (9.74), la (9.70) può essere riscritta come:

$$L_R = L_C + z\left(L_R + \sigma_0^2\right)^{1/2} \tag{9.75}$$

da cui, tenendo presente la (9.67) e risolvendo rispetto a L_R, si ha:

$$L_R = z^2 + 2\, z\, \sigma_0 \tag{9.76}$$

ottenendo quindi, dalla (9.66) e in base alle medesime considerazioni fatte per ricavare la (9.68), una relazione diretta fra L_R e la grandezza sperimentale, s_A, che è di norma agevolmente misurata:

$$L_R = z^2 + 2{,}83\, z\, s_A \tag{9.77}$$

Il valore comunemente adottato per β, ai fini della determinazione di z, è pari a 0,05 risultando quindi (1-β) uguale a 0,95. Si tratta di una

convenzione ragionevolmente accettabile in quanto fissa al 5% la probabilità di incorrere in un falso negativo e al 95% la probabilità di assumere una decisione corretta se si conclude che vi è presenza di radioattività quando questa è realmente presente nel campione.
Se il valore adottato per (1-β) è uguale a 0,95, z risulta uguale a 1,645 ottenendo dalla (9.77):

$$L_R = 2{,}71 + 4{,}65 s_A = 2{,}71 + 4{,}65\sqrt{N_A} \qquad (9.78)$$

dove si è anche tenuto conto che $s_A = \sqrt{N_A}$.
In base alla (9.78) il limite L_R è il valore medio della distribuzione dei conteggi netti ottenuti da misure ripetute su un campione supposto contenere radioattività e i cui valori sono nel 95% dei casi maggiori del livello critico L_C. Un conteggio netto medio uguale a L_R può essere quindi attribuito – con una probabilità (1-β) del 95% di fare una corretta attribuzione – alla presenza di radioattività nel campione analizzato. La distribuzione di cui L_R è il valor medio comprende d'altra parte un 5% dei propri punti il cui valore è inferiore a L_C (cfr. fig. 9.26). Pertanto, nel considerare come limite di rivelazione il valore fornito dalla (9.78) si accetta anche di compiere - con una probabilità β del 5% – un errore di prima specie, cioè attribuire il conteggio L_R alla presenza di radioattività quando essa è di fatto assente (falso positivo). È opportuno a riguardo sottolineare l'importanza del livello critico L_C non solo in quanto parametro necessario per il calcolo del limite L_R ma anche per le indicazioni pratiche che esso fornisce. Il livello critico L_C rappresenta infatti il numero minimo di conteggi netti al di sotto del quale si accetta come corretta - con una probabilità (1-α) del 95%, se si fissa il valore di α pari a 0,05 – la decisione di non attribuire i conteggi misurati alla presenza di radioattività nel campione. Con tale decisione si commetterebbe – ma con una probabilità soltanto del 5% – un errore di seconda specie, cioè escludere radioattività nel campione quando essa è invece presente.
Per un dato strumento di misura il limite di rivelazione, L_R, è determinato dal conteggio prodotto, entro uno specificato tempo di misura, dal fondo di radiazione esistente nelle specifiche condizioni sperimentali. Per la misura di questo fondo è sufficiente disporre di un campione del tipo *A*, ovvero di un campione che pur non costituendo un vero e proprio bianco sia, a conoscenza dell'osservatore, privo di radioattività e simuli per il resto (dimensioni, densità ecc.) il campione radioattivo di interesse.
Al concetto di limite di rivelazione è direttamente associato quello di *minima attività rivelabile* (MAR), che è in definitiva il parametro di interesse pratico. L'espressione della MAR è deducibile in funzione di L_R considerando L_R come il conteggio dovuto a un'attività della sorgente

uguale alla MAR. Si ha dunque:

$$\mathrm{MAR} = \frac{L_R}{t\, I_r\, \varepsilon} \tag{9.79}$$

dove t è il tempo di misura impiegato per determinare L_R, ε è l'efficienza dello strumento di misura relativa alla radiazione misurata (cfr. eq. 9.50), I_r è la probabilità che venga emessa dalla sorgente la radiazione di tipo r, oggetto della misura, a seguito di una trasformazione nucleare del radionuclide considerato (cfr. § 9.2.2).

9.6 Determinazione delle grandezze radioprotezionistiche dalle misure di attività

Le misure di attività che si effettuano per finalità di radioprotezione nelle situazioni di irradiazione interna dovuta a radionuclidi (cfr. § 9.1), possono essere utilizzate per una valutazione delle grandezze radioprotezionistiche (cfr. §7.2). La conversione delle misure di *attività* nel valore della grandezza radioprotezionistica di interesse si attua tramite l'impiego di coefficienti di conversione, indicati convenzionalmente con e_j, dove j denota il tipo di radionuclide considerato. Analogamente alla funzione svolta dalle grandezze dosimetriche operative (cfr. § 7.3) nelle situazioni di irradiazione esterna, il ruolo di grandezza operativa per la stima delle grandezze radioprotezionistiche nelle misure della contaminazione radioattiva, è svolto dalla grandezza attività.

La determinazione dei coefficienti di conversione e_j, è basata su un calcolo nel quale le variabili coinvolte sono numerose. Dei metodi relativi a questo tipo di calcoli si occupa un'apposita disciplina, la "dosimetria interna", che per la sua specificità non è tradizionalmente inclusa nei testi di dosimetria e, anche in questa sede, non sarà quindi trattata. I metodi di dosimetria interna presuppongono infatti non solo la conoscenza dei dati fisici inerenti al tipo e alla quantità dei radionuclidi introdotti nell'organismo, ma anche la conoscenza delle modalità con cui l'introduzione ha avuto luogo (inalazione, ingestione ecc.). È inoltre necessario conoscere le modalità con cui i radionuclidi si depositano negli organi biologici interni e quelle con cui essi ne sono eventualmente espulsi. Ciò richiede a sua volta sia l'uso di modelli metabolici relativi all'organismo umano, sia l'uso di modelli dei vari organi e apparati fisiologici (come l'apparato respiratorio, quello digerente ecc.) all'interno dei quali i radionuclidi possono rimanere per brevi o lunghi periodi di tempo, in relazione al tipo di organo e al tipo di radionuclide. È inoltre necessario assumere dei valori di riferimento, riguardo a un dato intervallo di tempo, alla quantità di aria respirata in media da un individuo, alla quantità e alla tipologia di cibo ingerito e a

quant'altro possa indicare quanta radioattività possa essere introdotta in una persona attraverso i propri usuali comportamenti. Questi modelli, per quanto elaborati e in costante evoluzione, non possono che essere approssimativi. Va inoltre tenuta presente la variabilità individuale degli organismi umani che fa sì che l'applicazione di modelli standardizzati ai casi di specifici individui porti inevitabilmente a risultati affetti da non trascurabile incertezza.

La determinazione delle grandezze radioprotezionistiche tramite i coefficienti di conversione e_j, richiede la conoscenza dell'attività del radionuclide j introdotta nell'organismo, A_{intr}. La conoscenza di A_{intr} può essere basata sia sui dati di attività del radionuclide già incorporato nell'organismo, sia sui dati di attività del radionuclide che, presente in una matrice naturale (aria, acqua, commestibili ecc.), può essere incorporato nell'organismo. Nel primo caso si misura la concentrazione di attività, $(C_A)_{intr}$, di un campione di materiale biologico, tipicamente gli escreti. Nel secondo caso si misura la concentrazione di attività, $(C_A)_{amb}$, di un campione di una matrice naturale che può essere introdotta o inalata da una persona. Le quantità $(C_A)_{amb}$ e $(C_A)_{intr}$ sono fra loro diverse poiché generalmente solo una frazione di attività nella matrice ambientale si trasferisce in un dato organo dell'individuo. La concentrazione di attività introdotta nell'organo, $(C_A)_{intr}$, è quindi di norma inferiore alla concentrazione $(C_A)_{amb}$. Il valore della dose equivalente e della dose efficace dipende dal valore dall'attività effettivamente incorporata, cioè da $(C_A)_{intr}$. Se si misura $(C_A)_{amb}$ è quindi necessario, per ottenere $(C_A)_{intr}$, valutare la frazione di attività che, una volta ingerita o inalata, è presente in un dato organo dell'individuo. A tal fine è necessario utilizzare opportuni modelli metabolici e fisiologici, in particolare quelli attinenti alle pubblicazioni dell'ICRP nel settore (cfr. ICRP 1988, 1995, 1997, 2003, 2007, 2012).

I metodi di misura dell'attività sono di norma di tipo spettrometrico poiché è sempre necessario accertare il tipo dei radionuclidi presenti nel campione. Il valore di C_A è espresso in termini di Bq kg^{-1} o di Bq l^{-1}, in relazione alla massa o al volume del campione esaminato.

Una data quantità di un radionuclide incorporata al tempo t_0 in un organismo ha un'attività che, decrescendo nel tempo, dà luogo a un'esposizione protratta degli organi interessati alle radiazioni emesse dal radionuclide. Ciò che è d'interesse conoscere ai fini della radioprotezione sono quindi i valori della dose equivalente e della dose efficace cumulati nel corso di un tempo τ successivo a t_0, durante cui l'attività incorporata si ritenga mantenere valori non trascurabili. Sono a questo scopo utilizzate, con riferimento alla (7.1) e nella (7.2), le grandezze *dose equivalente impegnata*, $H_T(\tau)$, e *dose efficace impegnata*, $E(\tau)$, definite rispettivamente come (cfr. ICRP 2008):

$$H_{\mathrm{T}}(\tau)=\int_{t_0}^{t_0+\tau}\dot{H}_{\mathrm{T}}(t)\,\mathrm{d}t \tag{9.80}$$

e

$$E(\tau)=\sum_{T} w_{\mathrm{T}} H_{\mathrm{T}}(\tau) \tag{9.81}$$

La grandezza che si determina mediante i coefficienti di conversione e_j è la dose efficace impegnata, ottenuta tramite la relazione:

$$E(\tau)=\sum_{j} e_j(\tau)\cdot A_{intr,j} \tag{9.82}$$

dove $A_{intr,j}$ è l'attività del radionuclide j introdotta nell'organismo al tempo t_0 e $e_i(\tau)$, espresso in $\mathrm{Sv\,Bq^{-1}}$, è il coefficiente di conversione corrispondente al radionuclide j, alle modalità della sua introduzione nell'organismo (ingestione, inalazione) e al periodo τ d'interesse. I valori di questi coefficienti, calcolati per i diversi radionuclidi e in funzione di diversi parametri d'interesse pratico, sono pubblicati e periodicamente aggiornati da organismi internazionali, come l'ICRP e l'IAEA (cfr. e.g. ICRP 2012 e IAEA 1996).
Per la determinazione dei coefficienti $e_j(t)$, cioè del valore di *dose efficace impegnata* dovuto all'introduzione nell'organismo di una attività unitaria di un dato radionuclide, si devono calcolare, in base alla (9.80) e alla (9.81), i valori di $H_T(\tau)$ in funzione dei vari parametri coinvolti. I principali di questi parametri sono quelli riportati nella relazione funzionale:

$$H_{\mathrm{T}}(t)=f\left[A(t),m,E_{eff},T_{1/2},\Theta_{1/2},\ldots..\right] \tag{9.83}$$

dove $A(t)$ è l'attività al tempo t (successivo a t_0) nell'organo T di massa m.
La grandezza E_{eff} è l'*energia efficace*, definita come l'energia assorbita dall'organo considerato per effetto della radiazione emessa a seguito di ogni trasformazione nucleare del radionuclide, moltiplicata per il fattore di qualità, Q, della radiazione; $\Theta_{1/2}$ è il tempo di dimezzamento biologico del radionuclide, la cui concentrazione diminuisce anche a seguito della sua progressiva espulsione dall'organismo umano con tempi dipendenti dal metabolismo. L'energia efficace, E_{eff}, dipende, a parità di attività introdotta in un dato organo, dallo schema di decadimento del radionuclide. Di interesse per la (9.83) è anche l'*energia efficace specifica* (SEE) data dal rapporto E_{eff}/m. I valori di E_{eff} (e di E_{eff}/m) dipendono: dal tipo ed energia delle particelle emesse nel decadimento e dalle dimensioni, densità e forma dell'organo. Valori di E_{eff} (e di E_{eff}/m) si ottengono (cfr. ICRP cit.) a partire dalle caratteristiche morfologiche, geometriche e ponderali del cosiddetto "uomo tipo" (standard man) di altezza, conformazione e peso convenzionalmente fissati.

Bibliografia

Evans R. D., *The Atomic Nucleus*, McGraw-Hill, 1955.

Lapp R. E., Andrews H. L, *Nuclear Radiation Physics*, Englewood Cliffs, Prentice Hall New York, 1972.

NCRP Report 58, *A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures*, National Council on Radiation Protection and Measurements, 7910 Woodmont Avenue, Washington D.C. 20014, 1978.

Mann W. B., Ayres R. L. and Garfinkel S. B., *Radioactivity and Its Measurement*, Pergamon Press, Oxford, 1980.

Lawrence Berkeley Laboratory Environmental Instrumentation Survey, *Instrumentation for Environmental Monitoring,* vol. 1 (per misure in aria), vol. 2 (per misure in acqua), John Wiley & Sons, New York 1986.

NCRP Report 97, *Measurement of Radon and Radon Daughters in Air*, National Council on Radiation Protection and Measurements, 7910 Woodmont Avenue, Washington D.C. 20014, 1988.

ICRP Publication 30, *Limits for Intakes of Radionuclides by Workers*, *Part 1* (1979), *Part 2* (1980), *Part 3* (1981), *Part 4* (1988) e *Supplements to Parts 1, 2, 3, 4*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), 1979-1988.

IAEA TRS No. 295, *Measurement of Radionuclides in Food and the Environment*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1989.

Melandri C., *Fondamenti di dosimetria interna*, ENEA, 1992.

ICRU Report 52, *Particle Counting in Radioactivity Measurements*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1994.

ICRU Report 53, *Gamma-Ray Spectrometry in the Environment*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1994.

Leo W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, 1994.

ICRP Publication 66, *Human Respiratory Tract Model for Radiological Protection*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Pergamon Press, Oxford, 1995.

ICRP Publication 68, *Dose coefficients for intakes of radionuclides by workers*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 1995.

ICRP Publication 72, *Age-dependent doses to members of the public from intake of radionuclides: Part 5. Compilation of ingestion and inhalation dose coefficients,* International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 1996.

IAEA Safety Series 115, *International Basic Safety Standards for Protection*

against Ionizing Radiation and for the Safety of Radiation Sources, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1996.

ICRP Publication 78, *Individual monitoring for internal exposure of workers* International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 1999.

ICRP Publication 89, *Basic anatomical and physiological data for use in radiological protection. Reference values*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 2003.

BIPM, *Table of Radionuclides, Monographie BIPM Vol 1-5*, Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres, 2004-2011. (www.bipm.org)

ICRP Publication 100, *Human Alimentary Tract Model for Radiological Protection*, International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 2007.

ICRP Publication 103, *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection,* International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 2008.

ISO Standards TC 85/SC 2, *Radiological protection*, International Organization for Standardization, (www.iso.org/iso/iso_catalogue/catalogue_tc/catalogue_tc_browse.htm?commid=50280.

Knoll G.F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 2010.

ICRU Report 85, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2011.

ICRP Publication 119, *Compendium of Dose Coefficients based on ICRP Publication 60,* International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org), Elsevier Sciences, Oxford, 2012.

PARTE III

DOSIMETRIA IN RADIOTERAPIA E IN RADIODIAGNOSTICA

Capitolo 10

LE SORGENTI DI RADIAZIONE PER LA RADIOTERAPIA E LA RADIODIAGNOSTICA

10.1 Introduzione

I metodi dosimetrici per la misura delle radiazioni ionizzanti in radioterapia e in radiodiagnostica dipendono dal tipo di radiazione e dal tipo di sorgente da cui la radiazione proviene. Le sorgenti di radiazione di uso medico sono fra loro molto diversificate e, nella loro classificazione più generale, sono distinguibili in:

a) sorgenti basate su macchine in cui la radiazione viene generata a seguito dell'accelerazione di particelle;
b) sorgenti basate su radioisotopi in cui la radiazione è spontaneamente prodotta dal decadimento radioattivo del radionuclide utilizzato.

In queste due categorie rientra la quasi totalità delle sorgenti di uso medico, con l'eccezione di alcuni impianti (di modesta diffusione) come, ad esempio, quelli basati su reattori nucleari per la radioterapia con neutroni.

Per gli scopi della dosimetria è utile distinguere le modalità con cui le sorgenti sono utilizzate. Sia nella radioterapia che nella radiodiagnostica la radiazione può essere generata da sorgenti poste all'esterno del paziente o da sorgenti introdotte al suo interno. Convenzionalmente ci si riferisce, nel primo caso, alla terapia e alla diagnostica con "fasci esterni" e nel secondo alla "brachiterapia" (terapia con sorgenti solide introdotte nel paziente) o alla "medicina nucleare" (terapia e diagnostica con sorgenti liquide iniettate nel paziente). La distinzione fra queste due modalità di trattamento riguarda anche i rispettivi metodi dosimetrici (cfr. cap. 12 e cap. 13). Nel primo caso la dosimetria riguarda fasci di radiazione collimati lungo una direzione. Questi fasci sono prodotti da macchine acceleratrici o da unità di irraggiamento con radioisotopi. Nel secondo caso le valutazioni dosimetriche riguardano campi di radiazione generati da radioisotopi e distribuiti in tutte le direzioni. In tal caso, le analisi dosimetriche riguardano punti del campo di radiazione molto più vicini alla sorgente di quelli relativi all'irraggiamento con fasci esterni collimati.

La descrizione dettagliata delle sorgenti di radiazione di interesse medico non rientra negli scopi di un testo di dosimetria. La descrizione di queste sorgenti si ritrova in numerose pubblicazioni, con vari livelli di estensione e di approfondimento (cfr. bibliografia). Saranno invece qui richiamati solo pochi aspetti essenziali di queste sorgenti, in relazione a quanto è strettamente necessario conoscere ai fini della dosimetria. Ciò

che in particolare è richiesto di conoscere di una sorgente per i soli scopi della dosimetria è una caratteristica, quantificabile, del campo di radiazione che si possa mettere in relazione univoca con le proprietà di assorbimento e di diffusione della radiazione in un dato mezzo. I criteri per individuare le caratteristiche più idonee a questo scopo sono discussi nel capitolo 11 in relazione a ciascuna tipologia di sorgente. Nei paragrafi seguenti sono illustrati i connotati essenziali che caratterizzano le principali sorgenti di radiazione impiegate nella radioterapia e in radiodiagnostica.

10.2 Sorgenti di radiazione per la radioterapia

Acceleratori di particelle

Gli acceleratori di particelle usati per la radioterapia comprendono macchine di vario tipo per la produzione di fasci di elettroni, di protoni e di ioni più pesanti. Fra gli acceleratori di elettroni, quelli di gran lunga più diffusi sono gli acceleratori lineari mentre gli acceleratori circolari come i betatroni e i microtroni sono ormai praticamente in disuso o di raro impiego. Gli acceleratori di elettroni consentono di produrre anche fasci di fotoni mediante la bremsstrahlung ottenuta facendo decelerare e assorbire il fascio di elettroni, di energia E_0, in una targhetta metallica. Il fascio di fotoni così prodotto ha una distribuzione continua in energia, decrescente fra zero ed E_0, e con valore medio corrispondente all'incirca a un terzo di E_0. Gli acceleratori lineari per radioterapia producono fasci di elettroni con energia compresa tipicamente fra un minimo di 4 MeV e un massimo che varia a seconda dell'acceleratore e che nella gran parte dei casi non è superiore a 25 MeV.
Le componenti essenziali di un acceleratore lineare di elettroni per radioterapia sono mostrate nella figura 10.1. L'impianto include due parti principali: una struttura fissa, lo stativo, e una parte mobile, il gantry, fissata allo stativo e ruotante attorno a un asse orizzontale. Nello stativo sono collocati tutti i sistemi di supporto al funzionamento della macchina, mentre il gantry contiene i sistemi di accelerazione, di conformazione e di monitoraggio del fascio di radiazione prodotto. La struttura accelerante collocata nel gantry è costituita da una successione di cavità risonanti su cui sono convogliate, mediante una guida d'onda, microonde a radiofrequenza prodotte da un generatore, di norma un klystron. Gli elettroni sono iniettati nella struttura accelerante da un cannoncino elettronico. La fase del campo elettrico a radiofrequenza è in sincronismo con il moto degli elettroni in modo che all'ingresso di ciascuna cavità essi sono sempre sottoposti a un campo che li accelera. Gli elettroni aumentano quindi la loro energia lungo il loro percorso fino a un massimo, E_0, dipendente dal numero di cavità presenti nella struttura accelerante.

Gli elettroni che fuoriescono dalla struttura accelerante con energia E_0, entrano nella "testa di trattamento" costituita da un insieme di sistemi aventi la funzione di collimare, conformare e monitorare il fascio di radiazione. Il fascio di elettroni è anzitutto deflesso di un angolo di 90° per essere orientato verso il paziente posto sul lettino di trattamento (cfr. fig. 10.1). Quindi, se è previsto un trattamento con elettroni, il fascetto iniziale di piccole dimensioni (con sezione dell'ordine di qualche millimetro quadrato) viene modificato e ciò può avvenire secondo due possibili modalità a seconda del tipo di acceleratore. In una prima modalità il fascetto di elettroni viene fatto passare attraverso un sottile foglio metallico diffusore per essere sparpagliato. La sezione del fascio può essere in tal modo allargata in funzione delle dimensioni del bersaglio da irradiare.

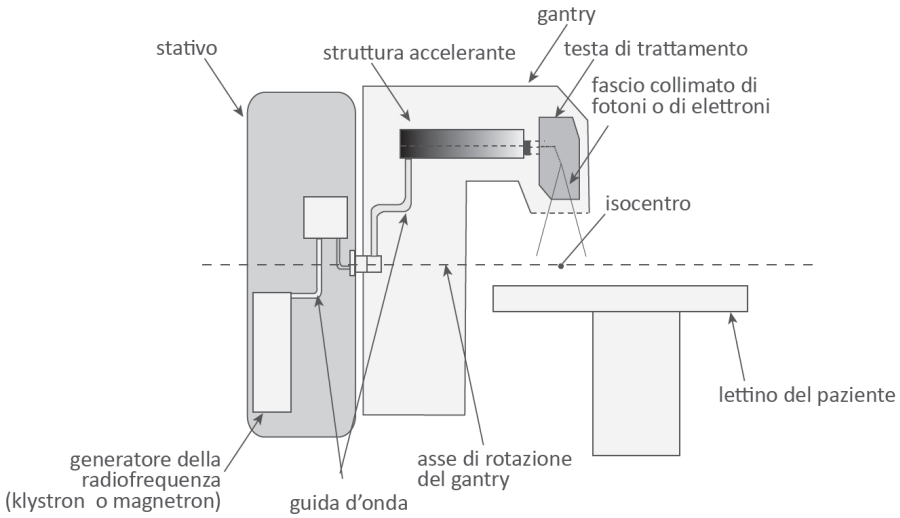


Figura 10.1 - Schema esemplificativo di un acceleratore lineare di elettroni per radioterapia. La macchina è costituita da due strutture principali: lo stativo e il gantry. Lo stativo funge da supporto fisso del gantry che può invece ruotare intorno a un asse centrale e che contiene i sistemi di accelerazione, di conformazione e di monitoraggio del fascio di elettroni e di fotoni. All'interno dello stativo si trova la gran parte delle componenti richieste per il funzionamento dell'acceleratore fra cui, mostrato in figura, il generatore della radiofrequenza (tipicamente un klystron o un magnetron). La radiofrequenza alimenta, tramite una guida d'onda, la struttura accelerante posta nel gantry. Il fascio di elettroni, raggiunta la massima energia, entra successivamente nella testa di trattamento dove è opportunamente modificato per il suo impiego ottimale in radioterapia. Il fascio degli elettroni o dei fotoni è quindi indirizzato verso il lettino di trattamento su cui viene posizionato il paziente. L'isocentro del fascio è quel punto, posto sull'asse di rotazione del gantry, dove la fluenza di energia della radiazione è costante indipendentemente dall'angolo di rotazione del gantry

Alternativamente, si fa compiere al fascetto sottile di elettroni una scansione della superficie considerata, utilizzando a tale scopo un elettromagnete che orienta dinamicamente il fascio sulla superficie con modalità programmate.
Se invece è previsto un trattamento con fotoni, il fascetto iniziale di elettroni viene indirizzato su una targhetta metallica che lo decelera con conseguente produzione di fotoni (bremsstrahlung). I fotoni sono successivamente collimati in direzione del lettino di trattamento su cui è disposto il paziente.
Negli acceleratori di tipo tradizionale i sistemi di collimazione sono impostati (riguardo all'ampiezza e alla forma della sezione del collimatore) prima di ogni trattamento e non possono essere modificati mentre esso è in corso.
Negli acceleratori per IMRT (Intensity-Modulated Radiation Therapy) il fascio di fotoni può essere conformato mediante l'impiego di collimatori a lamelle mobili (MLC, multi leaf collimator) la cui posizione è modificabile durante il trattamento. Il movimento delle lamelle di un MLC può essere attuato durante il trattamento in modo discontinuo – a tratti successivi durante i quali il fascio viene spento per poi essere riattivato (IMRT statica) – oppure con continuità senza mai interrompere l'irraggiamento (IMRT dinamica). In entrambi i casi la distribuzione risultante della dose assorbita può essere adattata – nelle tre dimensioni spaziali – allo specifico volume di trattamento. La conformazione della dose mediante collimatori del tipo MLC è sensibilmente più accurata rispetto a quella ottenibile con i collimatori di tipo tradizionale. Ciò permette quindi di avere una maggiore efficacia del trattamento.
Tutti gli acceleratori per radioterapia sono dotati di un sistema di monitoraggio della radiazione posto anch'esso nella testa di trattamento. Questo sistema di monitoraggio è essenziale per poter normalizzare misure dosimetriche fatte in condizioni diverse. La peculiarità principale del sistema di monitoraggio (di norma basato su una camera a ionizzazione) è la stabilità, necessaria per avere una elevata riproducibilità delle misure. Il monitor di un acceleratore assolve anche la funzione di controllo della stabilità spaziale del fascio di radiazione. Se infatti il fascio di radiazione subisce uno spostamento (tipicamente un'oscillazione dell'asse del fascio) a causa di una anomalia del sistema di trasporto del fascio dell'acceleratore, tale spostamento viene registrato dal monitor che può essere predisposto per inviare un segnale al sistema di trasporto che effettua l'opportuna correzione.
Il tipico intervallo di energia, da 4 MeV a 25 MeV, entro cui opera la gran parte degli acceleratori lineari di elettroni per radioterapia, consente l'irraggiamento di volumi di trattamento a diverse profondità nel corpo umano. Nella figura 10.2 è mostrata una famiglia di curve che descrivono

l'andamento tipico della dose assorbita in acqua, D_w, in funzione dello spessore di acqua attraversato da fasci di fotoni generati in acceleratori di elettroni con energie da 4 MeV a 25 MeV. In questo intervallo di energie, la profondità (d_{max}) cui corrisponde il massimo di D_w varia in un intervallo da 1 a 4 cm. Tuttavia i valori di D_w si mantengono a livelli non eccessivamente bassi anche a profondità superiori a d_{max}.
Una famiglia di curve analoghe a quella in figura 10.2, ma relativa alla D_w dovuta a fasci di elettroni, è riportata in figura 10.3. L'andamento di D_w dovuta agli elettroni è sensibilmente diverso da quello relativo ai fasci di fotoni. La variazione di D_w alle profondità da 0 a d_{max} e poco oltre d_{max} è molto meno pronunciata rispetto alle curve relative ai fotoni. La diminuzione di D_w è invece molto più rapida, rispetto al caso dei fotoni, alle profondità sensibilmente superiori a d_{max}. Il tipico andamento di D_w in funzione della profondità, per fasci di fotoni e di elettroni, sarà ulteriormente discusso nel capitolo 11.
L'impiego dei fasci di elettroni e di fotoni, nonché la scelta delle energie più appropriate, è quindi deciso in funzione delle profondità dei volumi di trattamento rispetto alla direzione e al verso di incidenza del fascio di radiazione sul paziente.

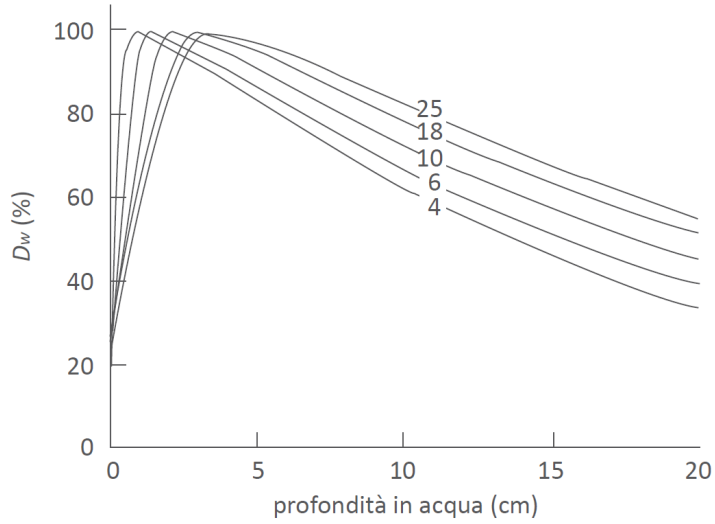


Figura 10.2 - Famiglia di curve che descrivono l'andamento della dose assorbita in acqua, D_w, in funzione dello spessore di acqua attraversato da fasci di fotoni generati in acceleratori di elettroni con energie da 4 MeV a 25 MeV. In questo intervallo di energie, la profondità, d_{max}, cui corrisponde il massimo di D_w varia in un intervallo da 1 cm a 4 cm. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

Gli acceleratori di tipo circolare, praticamente in disuso per la radioterapia con elettroni, sono invece quelli prevalentemente utilizzati in adroterapia: la radioterapia con protoni e con ioni quali il carbonio, l'elio, l'ossigeno ecc. Per l'adroterapia i ciclotroni e i sincrotroni sono infatti di gran lunga più diffusi degli acceleratori lineari.
Nel ciclotrone le particelle (protoni o ioni) si muovono lungo una traiettoria a spirale entro due cavità a forma di D poste fra i poli di un elettromagnete. Un campo magnetico costante, normale al piano del moto delle particelle, ne curva la traiettoria che assume una forma a spirale poiché a ogni ingresso in una cavità l'energia delle particelle aumenta. L'accelerazione delle particelle cariche è dovuta a un campo elettrico a radiofrequenza prodotto da un generatore di microonde. Il moto delle particelle è sincronizzato con la fase del campo elettrico in modo che esse trovino un campo accelerante ogni qualvolta fuoriescono da una cavità ed entrano nell'altra. Le particelle, iniettate inizialmente in una delle due cavità da una sorgente al centro posta del ciclotrone, attraversano ciascuna cavità in un tempo pari alla metà del periodo della radiofrequenza. Uno schema semplificato di un ciclotrone per adroterapia è mostrato nelle sue componenti essenziali in figura 10.4. Il fascio di protoni o di ioni, una volta raggiunta nella sua orbita più esterna la massima energia, viene estratto dalla cavità accelerante e trasportato verso il gantry dell'impianto. In alcuni ciclotroni, in genere quelli di più

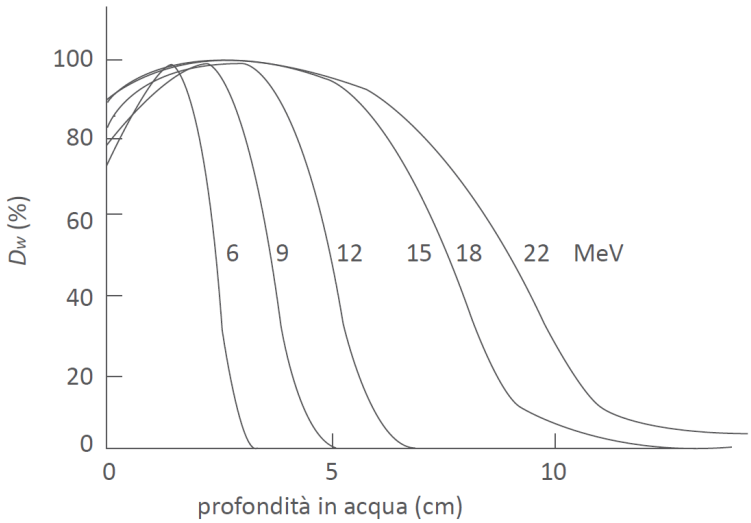


Figura 10.3 - Famiglia di curve che descrivono l'andamento della dose assorbita in acqua, D_w, in funzione dello spessore di acqua attraversato da fasci di elettroni con energie da 6 MeV a 22 MeV. In questo intervallo di energie, la profondità, d_{max}, cui corrisponde il massimo di D_w, varia in un intervallo da 2 cm a 5 cm. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

bassa energia, il gantry può essere assente se il fascio di protoni è utilizzato nei trattamenti ad angoli di incidenza fissi.
Nel sincrotrone le particelle sono accelerate lungo un percorso circolare da un campo a radiofrequenza. Il guadagno di energia avviene a ogni passaggio delle particelle attraverso una cavità risonante sulla quale sono convogliate microonde prodotte da un generatore di onde a radiofrequenza. Le particelle sono iniettate nella struttura circolare accelerante, da un apposito iniettore (tipicamente un piccolo acceleratore lineare) che fornisce loro un'energia iniziale dell'ordine di alcuni MeV. Il moto circolare delle particelle è assicurato dal campo magnetico generato da elettromagneti disposti lungo il loro percorso. Per poter mantenere costante il raggio di curvatura dell'orbita delle particelle, il campo magnetico varia all'aumentare della loro energia in modo opportunamente sincronizzato con il moto delle particelle.
Una volta raggiunta la massima energia, le particelle sono estratte dalla struttura circolare accelerante e mediante un canale di trasporto sono convogliate verso il gantry dell'acceleratore come è mostrato nello

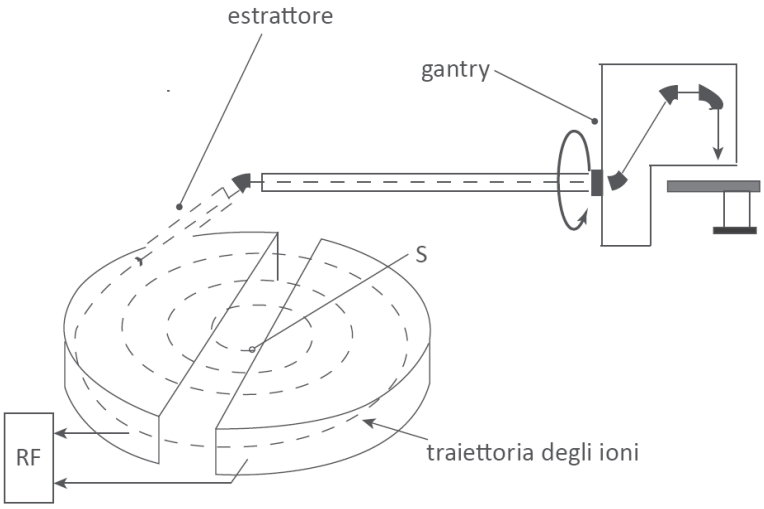


Figura 10.4 - Nel ciclotrone le particelle cariche (protoni o ioni più pesanti) provenienti da una sorgente S, posta al centro di due cavità a forma di D, sono accelerate da un campo elettrico a radiofrequenza prodotto da un generatore di microonde RF. Il moto delle particelle è sincronizzato con la fase del campo elettrico in modo che esse trovano un campo accelerante ogni qualvolta fuoriescono da una cavità ed entrano nell'altra. La traiettoria a spirale delle particelle è dovuta a un campo magnetico fisso normale alla traiettoria e prodotto da due espansioni polari (non mostrate nello schema) disposte al di sopra e al di sotto delle cavità. Il fascio di protoni o di ioni, una volta raggiunta nella sua orbita più esterna la massima energia, viene estratto dalla cavità accelerante e trasportato verso il gantry, schematizzato non in scala

schema elementare in figura 10.5.
I gantry associati ai ciclotroni e ai sincrotroni per adroterapia hanno una funzione del tutto analoga a quella descritta per gli acceleratori di elettroni. Essi sono strutture rotanti attorno all'asse del fascio delle particelle provenienti dall'acceleratore, in modo da poter irradiare con diversi angoli di incidenza il paziente posto sul lettino di trattamento. All'interno del gantry sono presenti i sistemi di formazione, collimazione e monitoraggio già menzionati per gli acceleratori lineari di elettroni. I sistemi di formazione dei fasci di protoni e di ioni non sono tuttavia identici a quelli impiegati per i fasci di elettroni e di fotoni. Per far sì che i sottili fasci di protoni e di ioni estratti dall'acceleratore siano utili per il trattamento è infatti necessario non solo, così come è richiesto per i fasci di elettroni, distribuirli su sezioni molto più grandi. È necessario anche modificare le distribuzioni di dose dei fasci sottili lungo la loro direzione di propagazione nel mezzo.
La distribuzione di dose in profondità, per particelle come i protoni e gli altri ioni più pesanti, è caratterizzata dal picco di Bragg, tipico dell'andamento della perdita dell'energia delle particelle pesanti (cfr. § 3.3.1.b). Le curve riportate nelle figure 10.6 e 10.7 mostrano la diversità,

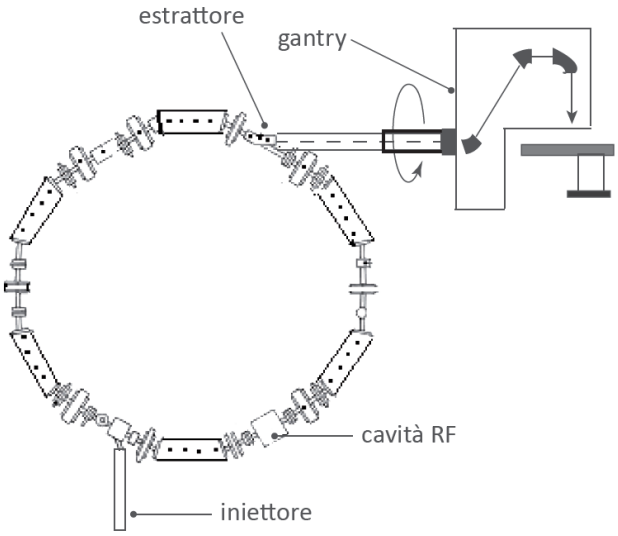


Figura 10.5 - Nel sincrotrone l'accelerazione delle particelle (tipicamente elettroni o protoni prodotte in un iniettore) avviene a ogni loro passaggio attraverso una cavità risonante sulla quale sono convogliate microonde prodotte da un generatore di onde a radiofrequenza (RF). Il moto circolare delle particelle è assicurato dal campo magnetico variabile generato da elettromagneti disposti lungo il loro percorso. Le particelle sono quindi estratte dalla struttura circolare accelerante e mediante un canale di trasporto sono convogliate verso il gantry (le cui dimensioni nella figura non sono in scala)

nell'andamento della dose in acqua, fra particelle pesanti come i protoni e gli ioni, rispetto ai fotoni e agli elettroni. Il picco di Bragg è abbastanza stretto da non permettere l'irraggiamento uniforme di volumi con spessori oltre un centimetro circa. Per gli ioni il picco di Bragg è ancora più stretto rispetto a quello dei protoni.
L'esigenza di irradiare in modo uniforme con fasci di protoni o di ioni volumi di dimensioni variabili viene soddisfatta trasformando il picco di Bragg in un picco di Bragg allargato (Spread Out Bragg Peak, SOBP). Questo allargamento si può ottenere con tecniche di tipo attivo e passivo. I metodi di tipo attivo sono praticabili negli acceleratori che, come i sincrotroni, consentono di accelerare le particelle a diverse energie. In tal caso la macchina produce fasci elementari di diversa energia e intensità la cui combinazione dà luogo a una nuova distribuzione caratterizzata da una regione, il picco allargato (SOBP), in cui la dose assorbita è uniforme entro un dato spessore del mezzo attraversato. In figura 10.8 è riportato un esempio che mostra le distribuzioni di dose in profondità dovute a fascetti elementari di protoni di diversa energia e intensità e la loro distribuzione risultante che dà luogo al picco allargato.
Anche per gli ioni possono essere ottenuti picchi allargati, SOBP, mediante la combinazione di fasci elementari. Nelle macchine a energia fissa, come i ciclotroni, le distribuzioni di dose con SOBP si possono ottenere utilizzando tecniche di tipo passivo. L'attraversamento da parte del fascio di particelle di materiali con spessore variabile, degrada

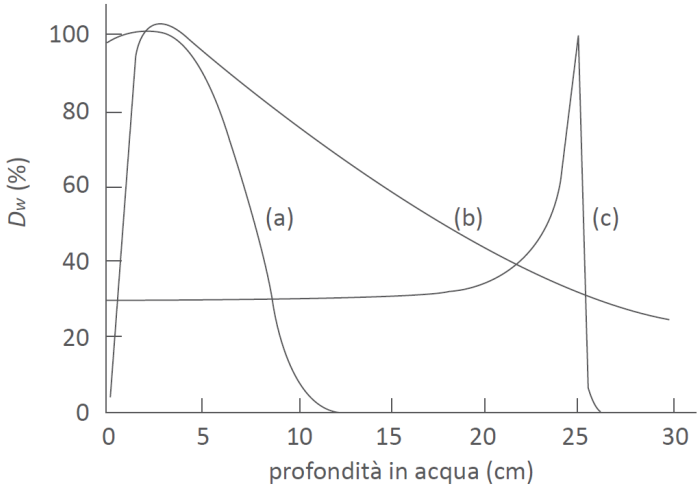


Figura 10.6 - Curve di dose assorbita in acqua, D_w, a diverse profondità per diversi tipi di radiazione: (a) elettroni da 20 MeV, (b) fotoni da 8 MeV, (c) protoni da 200 MeV. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

l'energia iniziale del fascio modulandone così l'energia e dando luogo a una distribuzione con picco allargato, SOBP, assimilabile a quella fornita con le tecniche di modulazione attive.
Le tecniche per ottenere, dai fascetti sottili iniziali di protoni e di ioni, distribuzioni di dose uniformi su un piano trasverso alla direzione del fascio, sono invece simili a quelle di tipo sia attivo che passivo già citate per i fasci di elettroni. È infine da menzionare la possibilità di conformare i fasci di protoni e di ioni anche mediante tecniche del tipo IMRT già descritte per i fasci di fotoni. Le particelle prodotte dagli acceleratori per adroterapia hanno un'energia compresa tipicamente fra 60 MeV e 250 MeV per i protoni, essendo per gli ioni l'energia per nucleone variabile, nella prevalenza dei casi, fra 200 MeV/u e 400 MeV/u (u è l'unità di massa atomica, cfr. § 3.3.1.a). Questi intervalli di energia possono essere assicurati sia dai ciclotroni che dai sincrotroni. Le differenze sostanziali fra i due tipi di macchine riguardano essenzialmente: a) la possibilità di variare l'energia del fascio per i sincrotroni, essendo i ciclotroni a energia fissa; b) la possibilità di applicare con i sincrotroni tecniche attive di formazione del fascio, essendo per i ciclotroni attuabili solo tecniche di

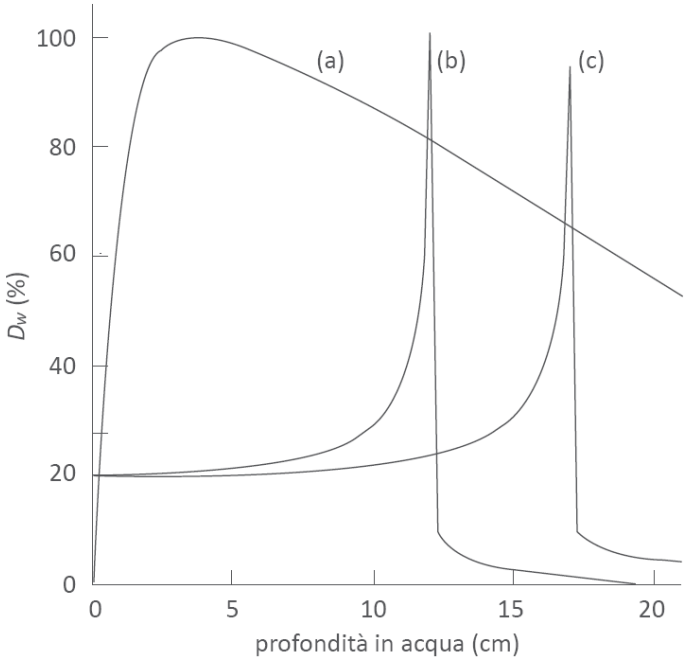


Figura 10.7 - Curve di dose assorbita in acqua, D_w, a diverse profondità per: (a) fotoni da 18 MeV, (b e (c) ioni di ^{12}C da 250 MeV/u e 300 MeV/u, rispettivamente. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

tipo passivo meno efficaci e versatili; c) la possibilità per i ciclotroni di variare agevolmente l'intensità del fascio, essendo macchine a corrente continua a differenza dei sincrotroni che sono macchine di tipo pulsato; d) la possibilità per i ciclotroni di realizzare impianti più compatti rispetto ai sincrotroni.

Impianti di irraggiamento con radioisotopi

In radioterapia sono ancora impiegati, seppur in misura modesta, impianti di irraggiamento in cui il fascio di radiazione è generato da una sorgente radioattiva. Il ^{60}Co è il radioisotopo utilizzato a tale scopo. Nei decenni passati, quando le unità di irraggiamento con radioisotopi erano ancora molto diffuse, si utilizzavano anche impianti con sorgenti di ^{137}Cs, nel seguito praticamente scomparsi.
Come illustrato schematicamente in figura 10.9, un'unità di irraggiamento con ^{60}Co è costituita da un contenitore schermato entro cui è alloggiata la sorgente radioattiva.
Questa sorgente, solidale a un meccanismo che permette il suo scorrimento lungo un cilindro, può disporsi in due posizioni: una di riposo e l'altra di lavoro. Nella posizione di riposo la sorgente è totalmente schermata in modo che all'esterno del suo contenitore il campo di radiazione rimanga dello stesso ordine di grandezza di quello dovuto al fondo naturale. Nella posizione di lavoro la radiazione emessa

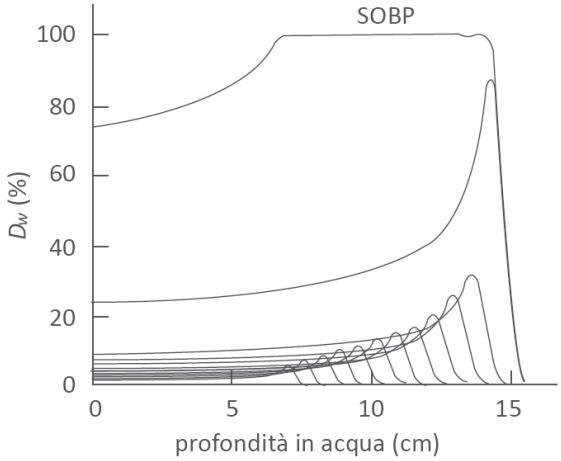


Figura 10.8 - Esempio di una distribuzione allargata di dose (SOBP) per un fascio di protoni o di ioni. La configurazione dello SOBP è ottenuta dalla combinazione delle distribuzioni di dose in profondità dovute a fascetti elementari di particelle di diversa energia e intensità. La modulazione in energia e in intensità dei fascetti elementari può essere ottenuta con tecniche di tipo sia attivo che passivo. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

dalla sorgente può uscire dal contenitore attraverso un collimatore di apertura variabile in funzione delle dimensioni del campo di radiazione richiesto nel trattamento. La velocità del pistone che spinge la sorgente nelle sue due posizioni prefissate non è di norma sufficientemente elevata da poter sempre trascurare il tempo di transito della sorgente da una posizione all'altra. Questa circostanza deve essere tenuta in debito conto quando si deve determinare il tempo effettivo di irraggiamento, poiché esso non coincide con il tempo segnato dal cronometro associato al comando elettrico di avanzamento e rientro della sorgente.
La testata in cui è alloggiata la sorgente fa parte di un sistema meccanico rotante del tutto simile al gantry già descritto per gli acceleratori.
Il gantry può ruotare, per le diverse esigenze del trattamento radioterapeutico, di circa 360° attorno a un asse che, come negli acceleratori, passa per l'isocentro. L'isocentro di una macchina acceleratrice, o di un'unità di irraggiamento con radioisotopi, è quel punto

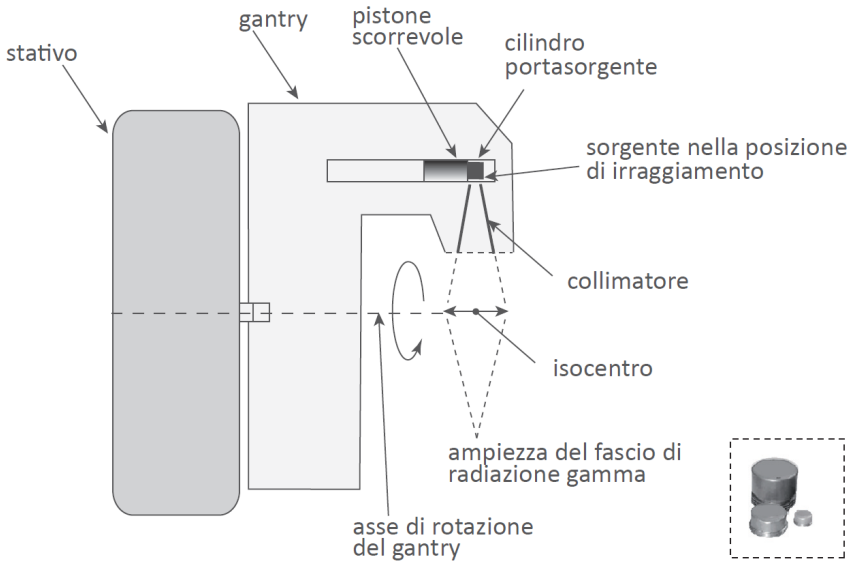


Figura 10.9 - Schema di un'unità di irraggiamento con sorgente di ^{60}Co per radioterapia. L'impianto è costituito da un contenitore schermato entro cui la sorgente radioattiva può disporsi in due posizioni: una di riposo e l'altra di lavoro. Nella posizione di lavoro la radiazione emessa dalla sorgente può uscire dal contenitore attraverso un collimatore di apertura variabile in funzione delle dimensioni del campo di radiazione richiesto nel trattamento. Il sistema di spostamento della sorgente è alloggiato nel gantry dell'unità di irraggiamento. La rotazione del gantry avviene in modo da assicurare, per qualsiasi angolo di rotazione del gantry, un valore costante della fluenza di energia della radiazione in un punto detto isocentro. Nel riquadro sono mostrati alcuni esempi di capsule metalliche (di diametro fra circa 1 cm e 2 cm) entro cui è sigillata la sorgente radioattiva

(cfr. figg. 10.1 e 10.9) in cui il valore della fluenza del fascio di radiazione rimane costante indipendentemente dall'angolo di rotazione del gantry. Affinché il gantry possa avere movimenti riproducibili ed essere adeguatamente esente da oscillazioni, esso è fissato a un solido stativo che contiene il sistema di movimentazione ed è fissato a una parete.
Le sorgenti di ^{60}Co hanno un tempo di dimezzamento di circa 5,3 anni e devono quindi essere periodicamente sostituite poiché, per il loro impiego in radioterapia, la loro attività non deve essere di molto inferiore a qualche centinaio di terabecquerel (TBq). Come mostrato nel riquadro in basso a destra della figura 10.9, queste sorgenti sono costituite da capsule metalliche di forma cilindrica con un diametro compreso tipicamente fra circa uno e due centimetri. All'interno di queste capsule, rigorosamente sigillate, il radioisotopo (tipicamente costituito da sali dell'elemento) è presente in forma di granuli fra loro sufficientemente pressati in modo da rendere l'emissione della radiazione spazialmente uniforme.
Nella figura 10.10 è mostrata una curva di dose in profondità in acqua relativa alla radiazione del ^{60}Co unitamente, per confronto, alle analoghe curve dovute a fasci di fotoni di più bassa e di più elevata energia. Da questo confronto si evince la limitazione, in termini di capacità di penetrazione in acqua, dei fasci di fotoni prodotti da radioisotopi rispetto a quelli prodotti da acceleratori.

Sorgenti radioattive per brachiterapia e medicina nucleare

Le sorgenti di radiazione usate in brachiterapia e radioterapia metabolica (medicina nucleare) sono costituite da radioisotopi. Nella maggioranza dei casi si tratta di sorgenti che emettono fotoni. In alcune particolari situazioni sono utilizzati radioisotopi in cui la radiazione prevalente è costituita da radiazione beta. Le sorgenti per brachiterapia sono costituite da sorgenti solide sigillate, tali quindi da impedire, nelle normali condizioni di impiego, la fuoriuscita della sostanza radioattiva all'esterno del loro involucro.
Le sorgenti solide hanno forme diverse e, nei casi più usuali, hanno la struttura di aghi o di fili, con spessori inferiori al millimetro, o di grani con dimensioni dell'ordine del millimetro. La disposizione delle sorgenti solide per brachiterapia all'interno dell'organismo sottoposto al trattamento segue di norma due modalità: endocavitaria e interstiziale. Nella disposizione endocavitaria le sorgenti vengono inserite all'interno di cavità corporee vicine al volume di trattamento. Nella disposizione interstiziale le sorgenti sono introdotte all'interno del volume di trattamento. In entrambe le configurazioni, le sorgenti sono poi estratte alla fine del trattamento.
L'introduzione delle sorgenti nelle loro posizioni di irraggiamento è, nei

casi più frequenti, preceduta dall'introduzione di applicatori o di cateteri all'interno dei quali le sorgenti radioattive sono successivamente inserite. I sistemi di posizionamento di questo tipo sono noti comunemente come sistemi "afterloading". L'inserimento delle sorgenti nei sistemi "afterloading" può essere di tipo manuale o può essere comandato a distanza in modo da ridurre l'esposizione alla radiazione dell'operatore.
Alcuni fra i radioisotopi più comunemente usati in brachiterapia sono riportati nella tabella 10.1 dove sono evidenziate le caratteristiche principali richieste per le sorgenti destinate a quest'uso: a) tempo di dimezzamento non elevato e quindi elevata attività specifica (cfr. § 9.3) per consentire l'uso di sorgenti sufficientemente attive ma di dimensioni e massa ridotte, b) bassa energia dei fotoni emessi dal radioisotopo, necessaria per concentrare l'energia da essi depositata in volumi piuttosto piccoli, risparmiando quanto possibile i tessuti circostanti.
Le sorgenti solide realizzate con radionuclidi emettitori di radiazione gamma sono comunemente classificate in due categorie rispetto al rateo di dose assorbita che esse inducono nel volume di trattamento: le sorgenti a basso rateo di dose (LDR) e quelle ad alto rateo di dose (HDR). Le sorgenti del tipo LDR danno luogo a ratei di dose compresi fra circa 0,5

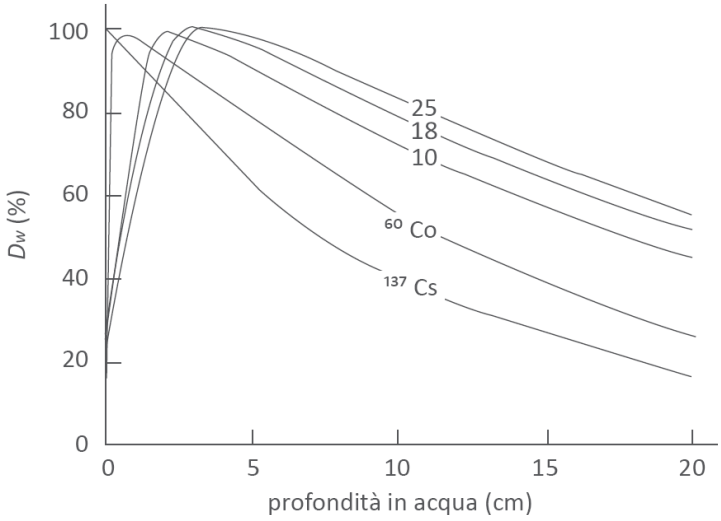


Figura 10.10 - Curve di dose assorbita in acqua, D_w, a diverse profondità, relative a un fascio di fotoni del ^{60}Co (energia media di circa 1,25 MeV) e a fasci di fotoni di più bassa energia (^{137}Cs, energia di circa 660 keV) e di energia media più elevata (fotoni generati in acceleratori di elettroni con energie di 10 MeV, 18 MeV e 25 MeV. La profondità, d_{max}, corrispondente al massimo di dose per la radiazione del ^{60}Co è di circa un centimetro, da confrontare con la d_{max} (di qualche millimetro) relativa al ^{137}Cs e alla d_{max} di (alcuni centimetri) dei fasci di fotoni prodotti in acceleratori. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

$Gy\,h^{-1}$ e 2 $Gy\,h^{-1}$, mentre quelle del tipo HDR producono ratei di dose dell'ordine di 10 $Gy\,h^{-1}$. Non sono riportati nell'elenco in tabella 10.1 i radionuclidi per sorgenti di radiazione beta e altri tipi di sorgenti che hanno nella brachiterapia una frequenza di impiego più limitata.
Fra le sorgenti radioattive per terapia vanno menzionate anche le sorgenti liquide ottenute dissolvendo il radioisotopo in opportune soluzioni da iniettare nel circolo sanguigno dell'organismo. Il radionuclide (come ad esempio il ^{64}Cu o il ^{188}Re) viene in tal modo convogliato sull'organo targhetta grazie al particolare metabolismo dell'elemento. Questa modalità di trasporto del radioisotopo nelle vicinanze del volume di trattamento dà il nome di "radioterapia metabolica" a questa forma di brachiterapia. Le principali sorgenti liquide per radioterapia metabolica sono elencate nella tabella 10.2 insieme alle sorgenti liquide usate per la formazione di immagini in radiodiagnostica. Alcune di queste sorgenti hanno infatti un duplice uso, sia per terapia che per diagnostica, grazie al fatto che nei radionuclidi in questione si sfrutta l'emissione di radiazione beta per la terapia e quella di radiazione gamma per la formazione di immagini.

Macchine a raggi x

Le macchine a raggi *x*, diffusamente utilizzate nella radioterapia oncologica fino alla prima metà del secolo scorso, hanno oggi in questo campo un impiego di entità molto modesta. La ragione di questo scarso uso risiede nella bassa energia dei raggi *x* prodotti da questo tipo di generatori. Le macchine a raggi *x* sono infatti impianti che producono fasci di fotoni con energie tipicamente non oltre i 400 keV e la capacità di penetrazione nel

Tabella 10.1 - Radioisotopi emettitori di radiazione gamma di uso più comune in brachiterapia. Tipica caratteristica di queste sorgenti è il valore relativamente basso dell'energia della radiazione gamma da essi emessa e l'elevata attività specifica che di norma è tanto più alta quanto minore è il tempo di dimezzamento. Le sorgenti realizzate con questi radionuclidi hanno forme diverse (fili, aghi, grani ecc.) per poter essere opportunamente disposte all'interno dell'organo da trattare. Esse possono essere sia del tipo HDR (ad alto rateo di dose) che LDR (a basso rateo di dose)

Isotopo	Tempo di dimezzamento (giorni)	Energia media dei fotoni (MeV)
^{103}Pd	17	0,021
^{125}I	60	0,028
^{192}Ir	73,8	0,38
^{198}Au	2,7	0,41
^{137}Cs	10 950	0,66

Tabella 10.2 - Radionuclidi con numero di massa *A*, numero atomico *Z* e tempo di dimezzamento $T_{1/2}$, usati in medicina nucleare (per radiodiagnostica e radioterapia metabolica). Delle diverse componenti della radiazione emessa da ciascun radionuclide sono riportate solo quelle di principale interesse per le applicazioni mediche e quelle con maggiore probabilità di emissione. La radiazione gamma specificata per gli emettitori di positroni non è quella direttamente emessa dai radionuclidi ma quella prodotta a seguito dell'annichilazione delle coppie (e^-, e^+). I radionuclidi di cui è specificata sia la radiazione gamma che quella beta hanno una duplice utilizzazione: in terapia tramite la radiazione beta e nella produzione di immagini tramite la radiazione gamma (valori arrotondati tratti da CEA-LNHB)

Elemento	*A*	*Z*	$T_{1/2}$ [(ii)]	Radiazione	Energia (keV)
Carbonio [(i)]	11	6	20,3 min	Gamma	511
Azoto [(i)]	13	7	10 min	Gamma	511
Ossigeno [(i)]	15	8	2 min	Gamma	511
Fluoro [(i)]	18	9	109 min	Gamma	511
Fosforo	32	15	14,3 d	Beta	1709 (E_{max})
Cromo	51	24	27,7 d	Gamma	320
Cobalto	57	27	270 d	Gamma	122, 136
Rame	64	29	12,7 h	Beta	579 (E_{max})
" " [(i)]	" "	" "	" "	Gamma	511
Gallio	67	31	78,1 h	Gamma	93, 185, 300
Zinco	69m	30	13,8 h	Gamma	440
Stronzio	85	38	65,1 d	Gamma	514
Stronzio	87m	38	2,8 h	Gamma	388
Tecnezio	99m	43	6,0 h	Gamma	141
Indio	111	49	2,8 d	Gamma	171, 245
Iodio	123	53	13 h	Gamma	159
Iodio	125	53	60,2 d	X caratt.	27
" "	" "	" "	" "	Gamma	35
Iodio	131	53	8,0 d	Beta	606 (E_{max})
Lutezio	177	71	6,7 d	Beta	489 (E_{max})
" "	" "	" "	" "	Gamma	364
Renio	188	75	16,9 h	Beta	2 212 (E_{max})
" "	" "	" "	" "	Gamma	155
Tallio	201	81	3,0 d	Gamma	167

[(i)] emettitore di positroni.
[(ii)] d: giorni, min: minuti, h: ore.

tessuto umano dei raggi *x* di tale energia è molto ridotta. L'uso delle macchine a raggi *x* in radioterapia è oggi quindi limitato solo a quei casi in cui il volume di trattamento è praticamente superficiale con un'estensione in profondità non superiore a qualche millimetro.
Una macchina a raggi *x* è costituita essenzialmente da un generatore di alta tensione, tipicamente nell'intervallo fra 10 kV e 400 kV, e dal cosiddetto tubo a raggi *x* (il tubo di Coolidge). Quest'ultimo è di norma montato su uno stativo in modo da poter essere variamente orientato affinché il fascio di raggi *x* emesso possa avere diverse direzioni.
Il generatore di alta tensione è basato su un trasformatore che, collegato alla tensione di rete, consente di variare l'alta tensione V in uscita da un valore V_{min} a uno V_{max}. I valori di V_{min} e V_{max}, nonché i valori intermedi che è possibile selezionare, sono tipici di ciascun impianto. Il trasformatore è di norma associato a un sistema di raddrizzatori e di formazione della tensione, il cui scopo è di far sì che la tensione, V, in uscita sia sempre di segno positivo, sia il meno possibile oscillante e sia quindi ragionevolmente assimilabile a una tensione continua. Un sistema che tenda a rettificare l'alta tensione è essenziale in quanto, in sua assenza, il trasformatore fornirebbe un'alta tensione alternata con una frequenza uguale a quella di rete. In tali condizioni, è del tutto evidente che il processo di accelerazione degli elettroni nel tubo sarebbe particolarmente inefficiente. Il modo più comune di rettificare l'alta tensione è di disporre di un'alimentazione di rete trifase e di sfasare opportunamente ciascuna delle fasi come mostrato nell'esempio in figura 10.11 a). Il risultato di questa operazione è di dar luogo a un'alta tensione sempre positiva, mostrata in figura 10.11 b) che, pur non essendo rigorosamente costante, è caratterizzata da increspature (ripple) la cui entità è tale da non influire apprezzabilmente sull'efficienza di accelerazione degli elettroni.
Le componenti principali di un tubo a raggi *x* sono schematicamente riportate nella figura 10.12. Il tubo a raggi *x* è costituito da un contenitore di materiale ceramico o vetroso o metallico, sigillato in modo da mantenere al suo interno un adeguato livello di vuoto.
All'interno del tubo sono montati il catodo e l'anodo, costituiti rispettivamente da un sistema che può emettere elettroni per effetto termoionico e da una targhetta di materiale di elevato numero atomico come il piombo o il tungsteno. Fra catodo e anodo è applicata l'alta tensione che accelera sulla targhetta gli elettroni emessi dal catodo. Gli elettroni diretti verso l'anodo subiscono una brusca deviazione (e decelerazione) quando sono a esso sufficientemente vicini da subire l'influenza del campo coulombiano dei nuclei degli atomi della targhetta. Si produce quindi radiazione *x* di frenamento (bremsstrahlung) caratterizzata da una distribuzione continua di energia compresa fra zero

e T_0, l'energia cinetica degli elettroni incidenti. Allo spettro continuo della bremsstrahlung possono trovarsi sovrapposte righe monocromatiche dovute ai fotoni di fluorescenza degli atomi della targhetta. Questi ultimi infatti sono continuamente sottoposti a processi di eccitazione e di diseccitazione a seguito delle interazioni con gli elettroni incidenti. Poiché la radiazione monocromatica di fluorescenza ha un'energia, E_f, che è caratteristica degli atomi della targhetta, si ha produzione di radiazione caratteristica nella targhetta di un dato materiale solo se l'energia degli elettroni incidenti, T_0, è superiore a E_f.
La radiazione *x* e quella caratteristica sono emesse in diverse direzioni. La bremsstrahlung ha, per le energie tipiche delle macchine a raggi *x*, una sezione d'urto angolare particolarmente elevata intorno alla direzione normale a quella degli elettroni incidenti. Nei tubi a raggi *x* viene perciò praticata un'apertura, dotata di finestra sottile, perpendicolare alla direzione degli elettroni accelerati. Il fascio dei fotoni, costituito sia dalla bremsstrahlung che dalla radiazione caratteristica, fuoriesce quindi dal tubo sempre normalmente all'asse longitudinale del tubo, come mostrato in figura 10.12. I fotoni emessi ad angoli più grandi rispetto all'apertura della finestra sono intercettati dall'involucro del tubo che è sufficientemente spesso da assorbirli.
I tubi a raggi *x* usati in campo medico hanno targhette spesse - tali cioè da assorbire gli elettroni incidenti - e quindi con spessore dell'ordine del

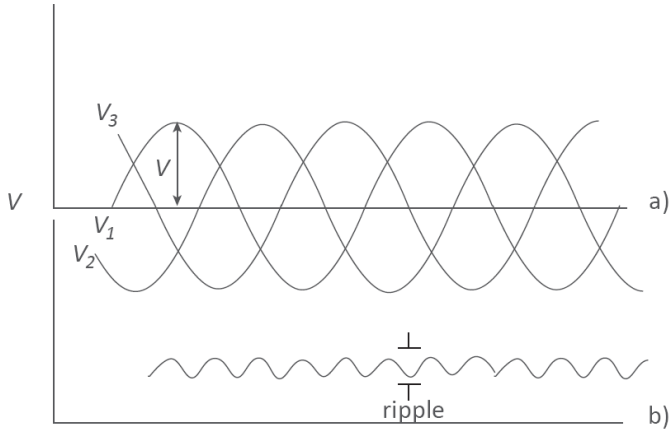


Figura 10.11 - Sistema di rettificazione dell'alta tensione in un generatore ad alimentazione di rete trifase. Se le tre fasi vengono fra loro sfasate le tensioni V_1, V_2 e V_3 assumono l'andamento mostrato nella parte a) della figura. Il successivo raddrizzamento delle tensioni negative produce il risultato mostrato nella parte b) in cui si ha un'alta tensione sempre positiva che, pur non essendo rigorosamente costante, è caratterizzata da increspature (ripple) la cui entità è riducibile a valori molto bassi

range (cfr. § 2.4) di questi elettroni nel materiale della targhetta.
Lo spettro di energia radiante R della radiazione di frenamento prodotta nella targhetta spessa di un tubo a raggi x, si può esprimere in funzione dell'energia E dei fotoni, come:

$$\frac{dR}{dE} = R_E(E) = kN_{el}Z(T_0 - E) \qquad (10.1)$$

dove k è una costante le cui dimensioni sono J MeV^{-2} se $R(E)$ è espressa in J ed E in MeV (k ≈ 3 10^{-16} J MeV^{-2}), N_{el} è il numero di elettroni incidenti sulla targhetta e Z è il numero atomico della targhetta.
La 10.1 (equazione di Kramers), valida per una targhetta spessa, si deduce a partire dalla distribuzione $R_E(E)$ calcolabile per targhette sottili, tali cioè da causare piccole perdite di energia degli elettroni incidenti. Lo spettro di energia dei raggi x, $R_E(E)$, prodotti da una macchina a raggi x, decresce dunque linearmente a partire da un valore massimo corrispondente alle più basse energie dei fotoni, fino a zero per $E = T_0$. In realtà lo spettro dei raggi x che si osserva sperimentalmente non è caratterizzato da un andamento lineare decrescente ma da una curva simile a quella mostrata in figura 10.13 dove è riportata per confronto anche la curva (tratteggiata) descritta dall'equazione 10.1.

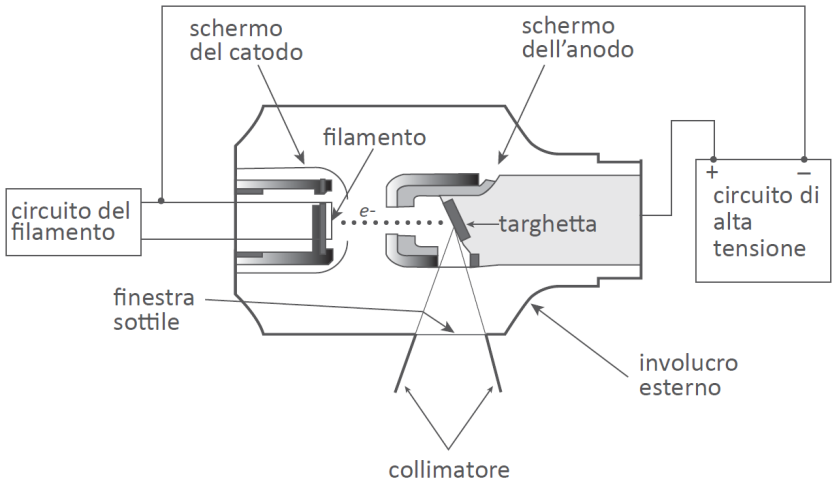


Figura 10.12 - Schema di un tubo a raggi x in cui sono mostrate le parti essenziali. L'alta tensione applicata fra catodo e anodo accelera gli elettroni (e^-) sulla targhetta (che è parte dell'anodo) dove essi si arrestano producendo raggi x come bremsstrahlung. Gli elettroni sono emessi da un filamento (che è parte del catodo) per effetto termoionico. Nell'involucro esterno del tubo è praticata una finestra sottile che consente la trasmissione all'esterno dei raggi x il cui fascio ha una sezione fissata dal collimatore

La curva parte da zero, cresce fino a un massimo e poi decresce linearmente in accordo alla 10.1 fino a zero. La evidente differenza esistente fra i due spettri di energia nella regione delle energie più basse è dovuta all'assorbimento che i fotoni di minore energia hanno nei materiali che devono attraversare fino al punto in cui essi vengono misurati. Questi materiali comprendono sia i materiali di cui è fatta la finestra sottile del tubo (la "filtrazione intrinseca"), sia i filtri assorbitori (la "filtrazione addizionale") posti lungo il percorso del fascio dei raggi *x* per modificare, a seconda delle esigenze, lo spettro di energia dei fotoni emessi dal tubo. In definitiva lo spettro di fotoni prodotti da una macchina a raggi *x* è costituito da una curva che non parte da zero ma da un'energia che è tanto più elevata quanto maggiore è l'attenuazione dovuta ai materiali attraversati dalla radiazione.
A questo spettro continuo possono sovrapporsi, come si è prima ricordato, le righe di fluorescenza (le righe k_α, k_β ecc.), la cui energia è quella corrispondente alle transizioni verso gli orbitali più interni (tipicamente gli orbitali *k*) degli atomi della targhetta. Nell'esempio in figura 10.14, la maggiore attenuazione (in termini di D_w) di un tipico

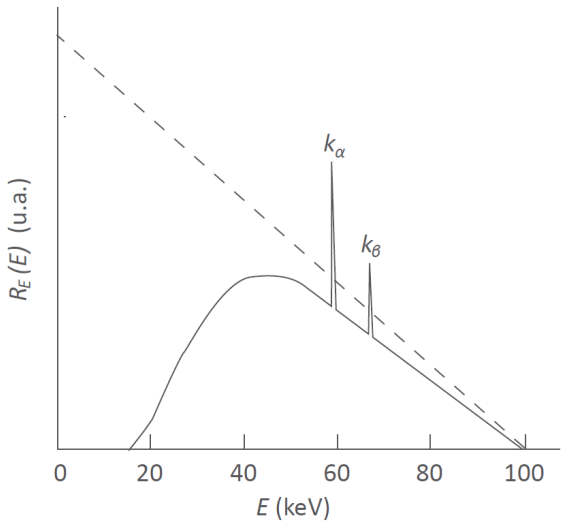


Figura 10.13 – Spettro dell'energia radiante, $R_E(E)$, di un fascio di raggi *x* in funzione dell'energia, *E*, dei fotoni. La curva tratteggiata descrive l'andamento della distribuzione per i raggi *x* che sono prodotti sulla targhetta e che hanno energie anche prossime a zero. La curva a tratto pieno descrive la distribuzione del fascio di raggi *x* all'esterno del tubo dopo che essi hanno attraversato la finestra. L'attenuazione, sia pur modesta della finestra sottile, determina un taglio della fluenza alle più basse energie. Le componenti monocromatiche sovrapposte a entrambi gli spettri sono dovute alla radiazione caratteristica di diseccitazione emessa dal materiale della targhetta

fascio di fotoni prodotti da macchine a raggi *x* può essere confrontata rispetto a quella di altri fasci di fotoni di più elevata energia.
L'insieme della filtrazione intrinseca e della filtrazione addizionale costituisce la "filtrazione totale" del tubo. La filtrazione intrinseca di un tubo è una caratteristica dell'impianto che di norma non è modificata dal suo utilizzatore. La filtrazione addizionale, costituita da sottili lamine metalliche (tipicamente piombo, stagno, rame, alluminio) può essere invece cambiata ogni qualvolta sia necessario avere fasci di raggi *x* con un'energia media diversa a parità di tensione di accelerazione del tubo.
Se la filtrazione addizionale viene aumentata lo spettro dei fotoni emessi subisce un ulteriore taglio alle basse energie, come mostrato nell'esempio in figura 10.15. L'aumento della filtrazione incrementa il valore dell'energia media dei raggi *x* pur non essendo stata modificata la tensione di accelerazione del tubo, ma per il solo effetto di far slittare l'inizio della distribuzione verso le energie più elevate.
La variazione della filtrazione di un tubo a raggi *x* consente quindi, entro certi limiti, un ulteriore margine di variazione dell'energia media della radiazione quando lo stesso effetto non è ottenibile variando l'alta

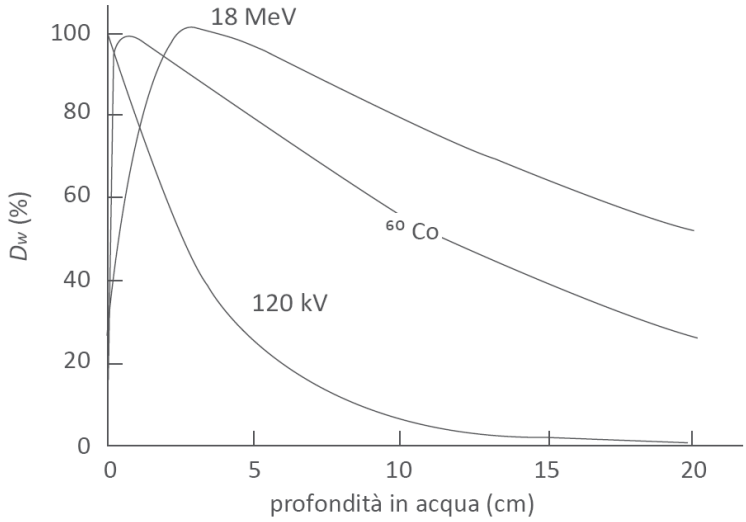


Figura 10.14 - Curva di dose assorbita in acqua, D_w, a diverse profondità, per un fascio di raggi *x* generati in tubo con tensione da 120 kV confrontata con due analoghe curve relative a fotoni di più elevata energia: fotoni del ^{60}Co (energia media di circa 1,25 MeV) e fotoni generati in un acceleratore di elettroni da 18 MeV. La maggiore attenuazione del fascio di raggi *x*, di notevole entità sin dai primi strati superficiali di acqua, è ben evidente rispetto a quella relativa ai due fasci di fotoni di maggiore energia. I valori di D_w sono normalizzati a quello di $D_w(d_{max})$ ed espressi in percento

tensione del tubo in quanto quest'ultima è stata già portata al suo massimo valore. La filtrazione addizionale dei tubi a raggi *x* è posta in genere all'ingresso o all'uscita del collimatore del tubo (cfr. fig. 10.12).

10.3 Sorgenti di radiazione per la radiodiagnostica

Macchine a raggi x

Le macchine a raggi *x* per radiodiagnostica hanno, a differenza di quelle per radioterapia, un larghissimo impiego nelle applicazioni mediche. Esse sono utilizzate in svariati tipi di esami: dalle tradizionali radiografie ai più avanzati metodi di diagnostica per immagini quali principalmente la tomografia computerizzata (CT). Le macchine a raggi *x* per radiodiagnostica sono sostanzialmente simili a quelle per radioterapia. Esistono tuttavia delle differenze costruttive fra questi due tipi di impianti che ne rendono diverse le prestazioni e, per certi aspetti, i relativi metodi dosimetrici.
Le macchine per diagnostica operano in un più ristretto intervallo di alta tensione, da circa 20 kV a circa 150 kV. Esse inoltre, a differenza delle macchine per terapia, devono fornire fasci di radiazione di brevissima durata e di alta intensità. Questa esigenza è legata alla necessità di avere immagini radiografiche nitide e ciò richiede una elevata intensità di radiazione ed esposizioni molto brevi (anche di piccole frazioni di secondo). In tal modo è possibile minimizzare gli effetti dei movimenti del paziente inclusi quelli di tipo fisiologico, come quelli indotti dalla

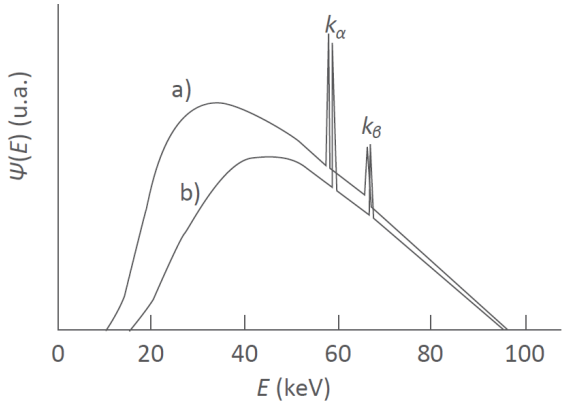


Figura 10.15 - Gli spettri di energia di raggi *x* descritti dalla curva a) e dalla curva b) sono entrambi prodotti da una macchina a raggi *x* con un'alta tensione costante di 100 kV, ma lo spettro a) è ottenuto con una filtrazione minore di quella relativa allo spettro b) che, pertanto, ha una maggiore attenuazione (soprattutto alle basse energie) e quindi un'energia media più elevata

respirazione. L'elevata fluenza di raggi *x* necessaria per questi scopi comporta un'elevata potenza dissipata nella targhetta del tubo. È utile ricordare a riguardo che, in un tubo a raggi *x*, la parte di energia degli elettroni impegnata per la produzione di bremsstrahlung è una piccola frazione (anche inferiore all'1%) della loro energia cinetica dissipata complessivamente nella targhetta. Questa dissipazione di energia produce una quantità di calore nella targhetta dei tubi per radiodiagnostica, tale da deformare la regione della targhetta dove incidono gli elettroni. Al fine di evitare periodiche e costose sostituzioni della targhetta, nei tubi per diagnostica sono montate targhette rotanti come mostrato nello schema in figura 10.16. Nella parte a) della figura sono mostrate alcune delle componenti del tubo già illustrate nella figura 10.12, rispetto al cui schema sono qui diverse le strutture del catodo e dell'anodo. Quest'ultimo è infatti costituito da un disco di tungsteno ruotante sul cui bordo incidono gli elettroni che, grazie a questa rotazione, incidono istante per istante su un area diversa del disco. Nella parte b) è mostrato, ingrandito, il disco con la regione dove gli elettroni perdono tutta la loro energia, mentre nella parte c) è schematizzato il bordo del disco lungo cui gli elettroni incidono. La regione scura evidenziata in c) è quella sezione della targhetta da cui origina la radiazione *x*. Questa regione è la "macchia focale" del tubo e la sua posizione localizza la posizione la sorgente della radiazione.
La velocità di rotazione dell'anodo è dell'ordine delle migliaia di giri al minuto. Più elevata è la velocità di rotazione maggiore è la potenza del fascetto elettronico che può essere dissipata sull'anodo potendo in tal modo ridurre i tempi di esposizione anche al di sotto del centesimo di secondo. La possibilità di dissipare elevate potenze permette in definitiva di usare più elevate tensioni di accelerazione (maggiore penetrazione del fascio) e più elevate correnti (maggiore nitidezza dell'immagine prodotta).

Sorgenti radioattive

Per la diagnostica sono usati svariati radionuclidi in forma di sorgenti liquide (medicina nucleare). Alcuni di questi radionuclidi sono utilizzati contemporaneamente anche per terapia perché hanno: a) un'emissione di radiazione (tipicamente radiazione beta di elevata intensità) appropriata per la terapia in organi circoscritti e di piccole dimensioni, b) un'emissione di radiazione (tipicamente fotoni diretti o derivanti da annichilazione di positroni) appropriata per la formazione di immagini diagnostiche contestuale alla fase di terapia.
In entrambe le applicazioni viene somministrato al paziente un radiofarmaco in cui è presente una sostanza radioattiva caratterizzata da uno specifico radionuclide. La scelta del radionuclide è fatta in modo che

esso possa concentrarsi nell'organo oggetto di studio o che si comporti come tracciante di una particolare funzione biologica. La distribuzione nell'organismo del radiofarmaco dipende essenzialmente dalla natura del radionuclide in esso presente, dalla sua costituzione chimico-fisica e dalle condizioni metaboliche del paziente.
La distribuzione spaziale e spazio-temporale del radiofarmaco è ottenuta attraverso immagini di tipo scintigrafico che possono essere ottenute sia in forma analogica che numerica.
Un elenco di radionuclidi usati in medicina nucleare, sia per scopi di terapia che di diagnostica, è riportato nella tabella 10.2.

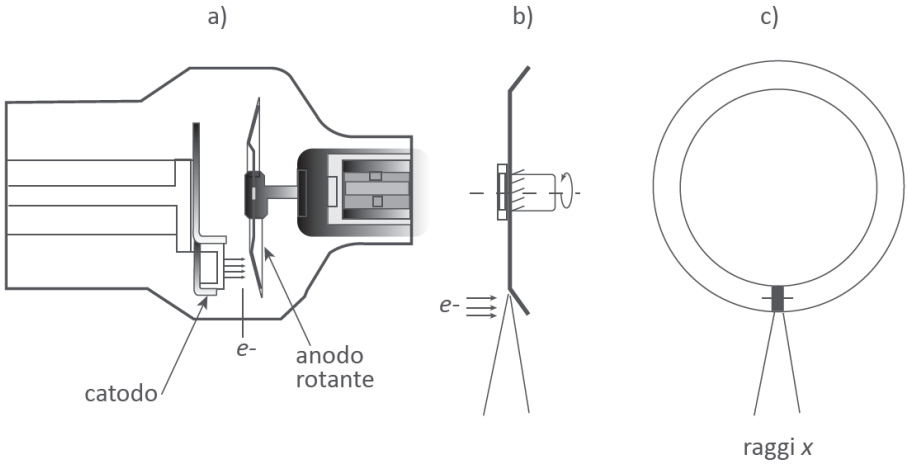


Figura 10.16 - Componenti principali di un tubo a raggi *x* per radiodiagnostica in cui sono mostrati, nello schema a), il catodo con il filamento da cui sono emessi gli elettroni e l'anodo rotante che costituisce la targhetta in cui gli elettroni accelerati sono assorbiti con emissione di raggi *x*. Nello schema b) è mostrato un ingrandimento dell'anodo la cui rotazione consente di distribuire sull'intera regione circolare esterna l'energia dissipata dal fascio di elettroni. Nello schema c) è mostrato il bordo dell'anodo dove è evidenziata la regione su cui incidono gli elettroni e la cui posizione identifica l'origine (il fuoco) della sorgente di raggi *x*

Bibliografia

Jaundrell-Thompson F., Ashworth W. J., *X-ray Physics and Equipment*, Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1970.

Johns H. E., Cunningham H. R., *The Physics of Radiology*, Thomas, Springfield IL, 1984.

Greene D., *Linear Accelerators for Radiation Therapy*, Adam Hilger Ltd., Bristol and Boston, 1986.

Klevenhagen S. C., *Physics of Electron Beam Therapy*, Adam Hilger Ltd., Bristol and Boston, 1986.

Karzmark C. J., Nunan C. S., Tanabe E., *Medical Linear Accelerators*, McGraw-Hill, Springfield IL, 1993.

Greene D., Williams P. C., *Linear Accelerators for Radiation Therapy*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997.

Pierquin B., Marinello G., *A Practical Manual of Brachytherapy*, Medical Physics Publishing, Madison WI, 1997.

Webb S., *Intensity-Modulated Radiation Therapy*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.

Aird E.G., Williams J. R., Rembowska A., *Brachytherapy – Radiotherapy Physics in Practice* (Williams and Thwaites, Eds), Oxford University Press, Oxford, 2000.

Wieszczycka W., Schaf W. H., *Proton Radiotherapy Accelerators*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2001.

Cherry S. R., Sorenson J. A., Phelps M. E., *Physics in Nuclear Medicine*, W. B Saunders Company Philadelphia, 2003.

Podgorsak E. B. (Ed.), *Radiation Oncology Physics, A Handbook for Teachers and Students*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.

Khan F. M., *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott Williams & Wilkins – Wolters Kluwer, Baltimore-Philadelphia, 2010.

CEA-LNHB, *Table of Radionuclides*, CEA, LIST, LNE-LNHB – 2011, (www.nucleide.org/DDEP_WG/Introduction_2011.pdf).

Capitolo 11

CARATTERIZZAZIONE DELLA QUALITÀ DELLA RADIAZIONE

11.1 Introduzione

La misura della dose assorbita dovuta a un campo di radiazione richiede la conoscenza del tipo e dell'energia della radiazione. Il tipo di radiazione è sempre noto poiché, sia in radioterapia che in radiodiagnostica, la sorgente di radiazione (fotoni, elettroni, protoni ecc.) viene scelta dallo stesso utilizzatore. L'energia è invece nota solo quando la radiazione proviene da un radioisotopo, mentre è conosciuta in modo approssimativo se la radiazione è prodotta da macchine. Per un'accurata dosimetria, quale è quella richiesta per la radioterapia, una conoscenza dell'energia della radiazione che sia soltanto approssimativa non è tuttavia sufficiente. La dose assorbita è infatti, come sarà illustrato nei capitoli successivi, una funzione di diverse grandezze dipendenti dall'energia. Per i fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi *x* o in acceleratori di elettroni, si conosce l'energia massima, ma non è determinabile in modo semplice e rapido il loro spettro di energia. Questo spettro dipende anche dai materiali (tipici di ciascuna macchina) con cui i fotoni prodotti nella targhetta interagiscono prima della loro uscita dall'ultimo collimatore. Anche per i fasci di particelle cariche l'energia ha una sua distribuzione tanto più ampia quanto maggiore è lo spessore dei materiali (inclusa l'aria) che le particelle devono attraversare, all'interno della testa di trattamento, dopo la loro uscita dalla struttura accelerante. Inoltre per tutti i tipi di radiazione l'energia media in un punto del fascio dipende, per effetto dei fenomeni di diffusione delle particelle da parte del mezzo attraversato, anche dall'ampiezza del campo della radiazione, ovvero dall'apertura dei collimatori di volta in volta utilizzati. Per i fasci di radiazione prodotta da radioisotopi la cui energia è rigorosamente definita all'uscita dalla sorgente, vi è sempre comunque una modificazione dell'energia iniziale a causa dei processi di diffusione nei sistemi di collimazione e nel tratto di aria che la radiazione attraversa prima di incidere sul volume di trattamento. Sia il calcolo che la determinazione sperimentale dell'energia che i fasci di radiazione hanno in regioni diverse da quella dove essi vengono generati, sono in linea di principio possibili ma non sono di immediata esecuzione. Per agevolare nella pratica ospedaliera lo svolgimento delle frequenti misure dosimetriche si ricorre in alternativa a metodi sperimentali di più rapida esecuzione che, pur non fornendo direttamente l'energia della radiazione, sono in grado di dare un'informazione a essa univocamente correlata. Con questi metodi si misura una grandezza detta "indicatore della qualità" della radiazione,

dove la "qualità" – denotata convenzionalmente con il simbolo Q – indica sia il tipo di particelle da cui la radiazione è costituita (fotoni, elettroni, protoni ecc.), sia il suo potere di penetrazione in un dato mezzo. Il potere di penetrazione di una radiazione in un mezzo è d'altra parte correlato alla sua energia massima e al suo spettro di energia.
L'indicatore della qualità è dunque una grandezza la quale è:
a) in grado di fornire un'indicazione quantitativa della capacità di penetrazione di uno specificato fascio di radiazione,
b) correlata allo spettro di energia della radiazione di interesse,
c) misurabile più agevolmente e rapidamente rispetto a una misura diretta dell'energia della radiazione.
In base a queste proprietà l'indicatore della qualità è utilizzato al posto delle informazioni quantitative sull'energia di un fascio di radiazione. Per poter usare l'indicatore della qualità al posto dell'energia della radiazione, tutti i parametri fisici che, nell'espressione della dose assorbita (cfr. cap. 12, eq. 12.30 e 12.58), dipendono dall'energia sono espressi e tabulati in funzione del valore dell'indicatore della qualità che, per una data radiazione, viene di volta in volta misurato. I valori di questi parametri in funzione dell'indicatore della qualità della radiazione di interesse, sono riportati nei protocolli internazionali di dosimetria indicati nel capitolo 16.
I metodi per determinare gli indicatori della qualità sono diversi a seconda del tipo di radiazione e riguardano anzitutto i fasci collimati di: radiazione *x* prodotta da macchine a raggi *x*, radiazione gamma prodotta da sorgenti di ^{60}Co, radiazione *x* (bremsstrahlung) prodotta in acceleratori di elettroni, elettroni, protoni e ioni pesanti prodotti in acceleratori.
Per campi di radiazione non collimati, quali quelli relativi alle sorgenti per brachiterapia, gli indicatori della qualità sono di natura diversa ma pur sempre correlati alle caratteristiche del campo di radiazione prodotto dalla sorgente.

11.2 Indicatori della qualità per i fasci di radiazione collimati

Tutti i metodi utilizzati per determinare gli indicatori della qualità dei fasci di radiazione collimati, pur fra loro diversi a seconda del tipo di radiazione, hanno un comune connotato: ognuno di essi è basato su misure con cui si determina il potere di penetrazione della radiazione in un mezzo specificato. Un fascio di radiazione che subisce una data attenuazione in un dato spessore di un materiale avrà evidentemente maggiore energia di un fascio di radiazione dello stesso tipo che subisca una maggiore attenuazione nel medesimo spessore di quel materiale. I metodi di misura dell'indicatore di qualità non sono tuttavia fra loro identici poiché l'indicatore della qualità ha una diversa definizione a seconda del tipo di radiazione.

11.2.1 Fasci di fotoni da macchine a raggi x, HVL

L'indicatore della qualità per i fasci di fotoni prodotti dalle macchine a raggi *x* è stato storicamente il primo a essere introdotto dal momento che le macchine a raggi *x* sono i più antichi fra gli impianti per produzione di fasci di radiazione. L'indicatore della qualità dei raggi *x* è costituito da una coppia di informazioni: lo *spessore di dimezzamento* e il valore della tensione (espressa in kV) applicata al tubo per generare il fascio di raggi *x* considerato.

Lo *spessore di dimezzamento*, denotato correntemente con l'acronimo *HVL* (half-value layer), è definito come lo spessore di un attenuatore – di un materiale specificato – che riduce del 50% il valore del kerma in aria, K_a, dovuto a quel fascio in un punto *P*, rispetto al valore di K_a misurato in *P* nelle stesse condizioni sperimentali ma in assenza dell'attenuatore.

La misura dell'*HVL* richiede una particolare cura nelle condizioni sperimentali che devono essere anzitutto caratterizzate dalla condizione cosiddetta di "buona geometria" (cfr. § 3.2.1). Queste condizioni richiedono che il fascio di radiazione sia sufficientemente collimato in modo da minimizzare gli effetti che l'eventuale radiazione diffusa sul rivelatore usato per misura può avere sui suoi risultati. Uno schema sperimentale per la misura dell'*HVL* è mostrato in figura 11.1.

Il fascio di raggi *x* la cui sorgente, S, è nella posizione della targhetta del tubo dà luogo nel punto *P* situato sull'asse del fascio, a un certo valore di kerma in aria, misurato con uno strumento tarato in termini di kerma in aria e il cui rivelatore è posto nel punto *P*. Il fascio, caratterizzato da un'alta tensione e da una filtrazione addizionale, F, è collimato mediante i diaframmi C_i in modo che la sua sezione al punto *P* abbia dimensioni confrontabili con la sezione del rivelatore. Questa condizione fa sì che la radiazione che incide sul rivelatore sia essenzialmente quella diretta del fascio, cioè solo quella componente del fascio che non ha, sostanzialmente, subito interazioni lungo il suo percorso da S a *P*. Lungo il percorso fra S e *P* si dispongono, trasversalmente al fascio, degli attenuatori costituiti da lamine di spessore variabile di uno specificato materiale. Se si effettuano quindi misure ripetute di K_a in funzione dello spessore degli attenuatori si può costruire una curva di assorbimento normalizzata rispetto al valore di K_a ottenuto senza alcun assorbitore. Una curva così ottenuta, simile a quella mostrata in figura 11.2, permette di determinare direttamente il valore dell'*HVL* del fascio sulla base della sua definizione. Con riferimento alla figura 11.2, lo spessore, *d*, che riduce del 50% il kerma in aria del fascio di raggi *x* considerato è di 2,5 mm di alluminio, quindi l'*HVL* di quel fascio è: 2,5 mm Al. Nella stessa curva si può determinare lo spessore, *l*, che riduce di un ulteriore 50% l'intensità del fascio. La differenza: $HVL_2 = (l - d)$, si definisce come secondo spessore di dimezzamento. Se lo spessore *g* (non mostrato in figura) è quello

necessario per un'ulteriore riduzione del 50%, si definisce come terzo spessore di dimezzamento la differenza: $HVL_3 = (g - l)$. In modo analogo si definisce lo spessore di dimezzamento *i*-esimo, HVL_i. Nello specificare l'*HVL* di un fascio di raggi *x* ci si riferisce sempre al primo spessore di dimezzamento HVL_1 che, in tal caso, non riporta nel simbolo l'indice 1.
Nello specificare l'*HVL* di un fascio di raggi *x* è necessario specificare anche l'alta tensione che genera la radiazione (ad esempio: *HVL* = 2,5 mm Al a 100 kV) poiché fasci di raggi *x* prodotti con tensioni diverse possono avere il medesimo *HVL* e viceversa. Ciò è dovuto al fatto che lo spettro dei raggi *x* dipende non solo dalla tensione del tubo ma anche dalla filtrazione che è specifica di ciascun impianto.
Valori tipici dell'*HVL* delle macchine a raggi *x* usate per scopi medici sono compresi fra 0,01 mm Al e 10 mm Al e fra 0,5 mm Cu e 4 mm Cu. I materiali usati come attenuatori per la determinazione dell'*HVL* sono, di norma, l'alluminio per fasci di raggi *x* generati con tensioni inferiori a 100 kV e il rame per quelli generati con tensioni superiori. La purezza di

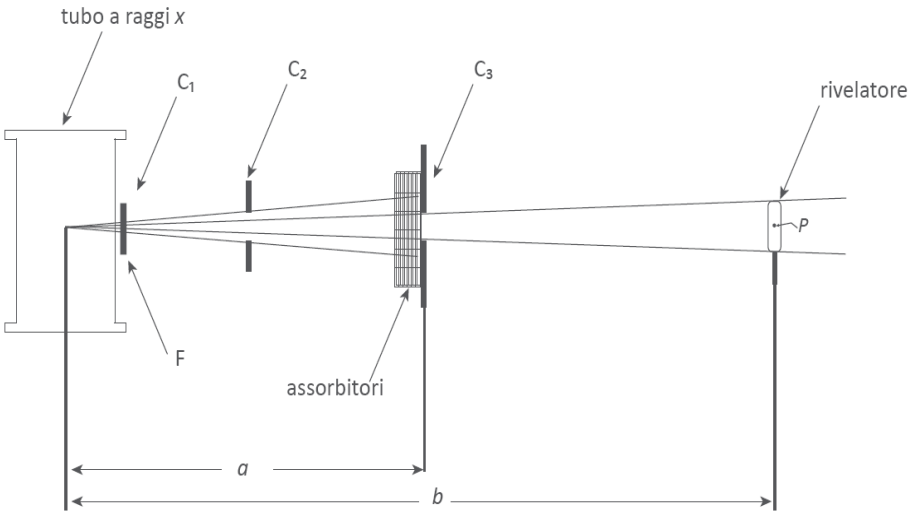


Figura 11.1 - Schema dell'apparato sperimentale per la misura dell'*HVL* di un fascio di radiazione prodotto da un tubo a raggi *x*. La radiazione, che ha origine nella targhetta del tubo con filtrazione addizionale F, è collimata tramite i diaframmi C_i in modo che la sezione del fascio ricopra la sezione del rivelatore ma non ne sia molto più grande. Gli assorbitori, costituiti da fogli metallici, sono inseriti in un apposito supporto posto a circa metà percorso fra targhetta e rivelatore ($b = 2a$). L'ultimo diaframma, a ridosso degli assorbitori, deve avere una sezione sufficientemente piccola e uno spessore sufficientemente grande da minimizzare la radiazione diffusa dagli assorbitori sul rivelatore

questi materiali deve essere non inferiore al 99,99% poiché la presenza di impurezze metalliche anche in piccole quantità può alterare apprezzabilmente il valore dell'*HVL*. Per analoghi motivi anche lo spessore degli attenuatori deve essere noto con un'incertezza non superiore a 10 μm, soprattutto per misure con raggi *x* di bassa energia (come quelli usati per mammografia) per i quali l'incertezza sullo spessore non dovrebbe superare i 5 μm.
Le curve di attenuazione dei fasci di fotoni prodotti dalle macchine a raggi *x* hanno un andamento simile a quello delle curve a) e b) riportate in figura 11.3 (nonché a quello della curva in fig. 11.2).
Queste curve non sono descritte da un esponenziale semplice come lo è invece la curva c) riportata in figura 11.3 per confronto. Infatti, mentre la curva c) si riferisce a radiazione monocromatica per la quale vale la semplice legge di attenuazione esponenziale (cfr. § 3.2.1), le curve a) e b) riguardano radiazioni con una distribuzione di energia. Quando, nella misura dell'*HVL* di raggi *x* aventi uno spettro di energia, lo spessore dell'attenuatore viene incrementato, la distribuzione di energia dei fotoni

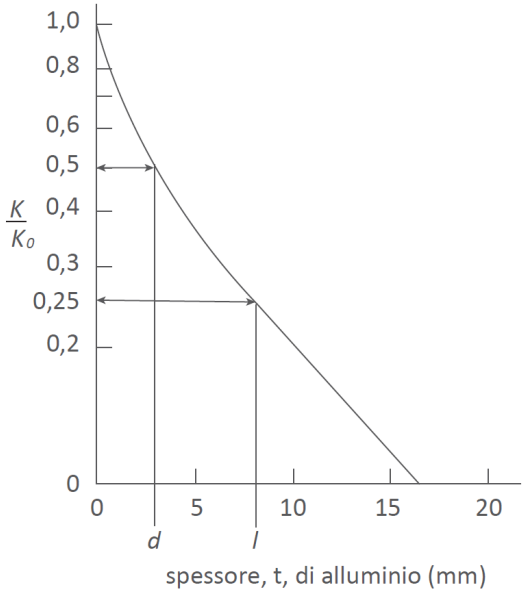


Figura 11.2 - Curva di assorbimento in alluminio di un fascio di raggi *x* con *HVL* di circa 3 mm Al. In ordinate è riportato il rapporto, K/K_0, fra il kerma in aria $K(t)$ misurato nel punto *P* (fig. 11.1) dopo uno spessore *t* di assorbitore e il kerma in aria, K_0, ottenuto nel medesimo punto di misura ma in assenza di assorbitore. Nel grafico sono evidenziati gli spessori di alluminio che riducono il valore del kerma in aria al 50% (spessore *d*) e al 25% (spessore *l*) del valore massimo iniziale. Per un tipico fascio di raggi *x* risulta sempre: $HVL_1 = d$, $HVL_2 = (l - d) > HVL_1$

– e quindi $\mu(E)$ – cambia poiché si riduce nello spettro la componente di più bassa energia. Pertanto lo spessore necessario a ottenere il primo dimezzamento dell'intensità del fascio risulta diverso da quello necessario per i dimezzamenti successivi. La variazione che si ha nello spettro di energia dei raggi *x* nel corso delle misure di attenuazione, richiede che il rivelatore (di norma una camera a ionizzazione) usato per le misure di attenuazione abbia una risposta in termini di kerma in aria il più possibile indipendente dall'energia della radiazione.
In definitiva per i fasci di raggi *x* non monocromatici si avrà di norma: $HVL_1 \neq HVL_i$ (con $i > 1$), come si può anche verificare dalle curve a) e b). Per un fascio monocromatico caratterizzato da una pura attenuazione esponenziale, curva c), sarà invece sempre: $HVL_1 = HVL_i$, come risulta evidentemente dal fatto che la curva c) ha, su scala semilogaritmica, un

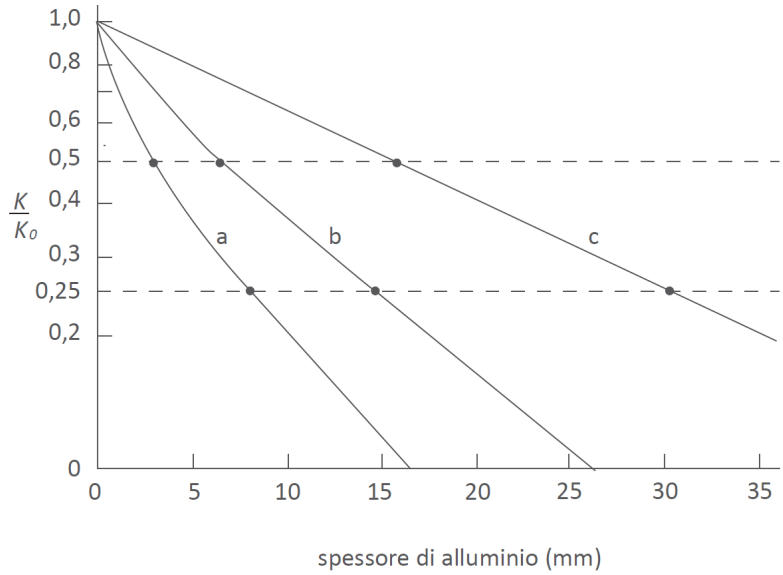


Figura 11.3 - Curve di assorbimento in alluminio per tre diversi fasci di fotoni. Le curve a e b si riferiscono a fasci di raggi *x* con differenti valori di *HVL* (circa 2 mm Al e 7 mm Al, rispettivamente). La curva c, riguarda un fascio di fotoni approssimativamente monoenergetici con energia $E \approx 100$ keV. In ordinate è riportato il rapporto, K/K_0, fra il kerma in aria $K(t)$ misurato nel punto *P* (fig. 11.1) dopo uno spessore *t* di assorbitore e il kerma in aria, K_0, ottenuto nel medesimo punto di misura ma in assenza di assorbitore. Sulle curve sono evidenziati i punti corrispondenti al primo e al secondo dimezzamento dell'intensità del fascio. Le curve a e b non sono rettilinee come la curva c poiché, a differenza di quest'ultima che riguarda radiazione monocromatica, esse descrivono l'attenuazione di fasci di radiazione *x* con un largo spettro di energie

andamento rettilineo. Maggiore è l'ampiezza della distribuzione di energia di un fascio di raggi *x* tanto più il valore di HVL_1 sarà diverso da quello di HVL_2 del medesimo fascio. Una misura della larghezza della distribuzione di energia di un fascio di raggi *x* è data dal "coefficiente di omogeneità", *h*, del fascio definito dal rapporto:

$$h = \frac{HVL_1}{HVL_2} \tag{11.1}$$

Il coefficiente *h,* che vale evidentemente 1 per radiazione monocromatica, è in genere sempre minore di 1 per i fasci di radiazione prodotti da macchine a raggi *x* e il suo valore diminuisce quanto più lo spettro di energia dei raggi *x* è largo. Per i fasci di raggi *x* tipicamente utilizzati in diagnostica il valore di *h* è compreso fra 0,7 e 0,9. Per un fascio ben collimato di radiazione *x* monocromatica di energia *E* l'attenuazione del fascio in funzione dello spessore attraversato è di tipo esponenziale (cfr. § 3.2.1) e, dalla definizione di *HVL*, si ha quindi per un tale fascio:

$$HVL_{mono} = \frac{\ln 2}{\mu(E)} \tag{11.2}$$

dove $\mu(E)$ è il coefficiente di attenuazione lineare del materiale assorbitore. La (11.2) è utile anche per poter caratterizzare indirettamente un fascio di raggi *x* avente un largo spettro di energie. Per un tale spettro è infatti possibile definire una "energia equivalente" intesa come l'energia, *E*, di quella radiazione monocromatica il cui HVL_{mono}, calcolato tramite la 11.2, risulta uguale all'$HVL_{spettro}$ determinato sperimentalmente per il fascio di raggi *x* considerato. Il valore di *E* si determina calcolando prima il valore di $\mu(E)$ in funzione di $HVL_{spettro}$ a partire dall'uguaglianza:

$$HVL_{spettro} = \frac{\ln 2}{\mu(E)} = HVL_{mono} \tag{11.3}$$

e trovando poi sulle tabulazioni dei coefficienti $\mu(E)$ il valore di *E* corrispondente al coefficiente $\mu(E)$ calcolato. La conoscenza dell'energia equivalente di un fascio di raggi *x* può essere utile per semplificare tutti quei calcoli in cui si ritiene accettabile l'approssimazione di sostituire lo spettro vero di energia del fascio con un'energia equivalente.

11.2.2 Fasci di fotoni da sorgenti di ^{60}Co e da acceleratori

Per fasci di fotoni di energia superiore a quella della radiazione prodotta dalle macchine a raggi *x*, e in particolare al di sopra di 1 MeV, il parametro *HVL* non può essere un adeguato indicatore della qualità. Ciò è dovuto al fatto che l'attenuazione dei fotoni nei diversi materiali diminuisce

notevolmente all'aumentare della loro energia e l'attenuazione di un fattore 2 dell'intensità del fascio richiederebbe materiali con spessori molto più elevati rispetto a quelli richiesti per i raggi *x*. L'aumento di spessore aumenterebbe sensibilmente il costo dei materiali (per l'elevata purezza richiesta) e renderebbe la misura dell'*HVL* potenzialmente meno accurata a causa della maggiore incertezza nella misura di spessori più elevati e della minore omogeneità del materiale. La principale limitazione nell'uso di attenuatori metallici risiede tuttavia nel fatto che il coefficiente di attenuazione, μ/ρ dei metalli ha, per i fotoni, una dipendenza dall'energia simile a quella mostrata nelle curve *a* e *b* in figura 11.4. Al di sopra di qualche MeV il coefficiente di attenuazione, che alle basse energie ha un andamento decrescente, inverte il suo andamento e aumenta al crescere dell'energia. L'andamento non monotòno di μ/ρ in funzione di E rende possibile che a uno stesso valore di μ/ρ corrispondano due valori distinti di E e perciò l'uso di un attenuatore metallico darebbe luogo a un *HVL* non univoco. Questa indeterminazione viene meno se, invece di attenuatori metallici si usa l'acqua come mezzo in cui misurare il potere di penetrazione dei fotoni. Il coefficiente di attenuazione dell'acqua ha infatti

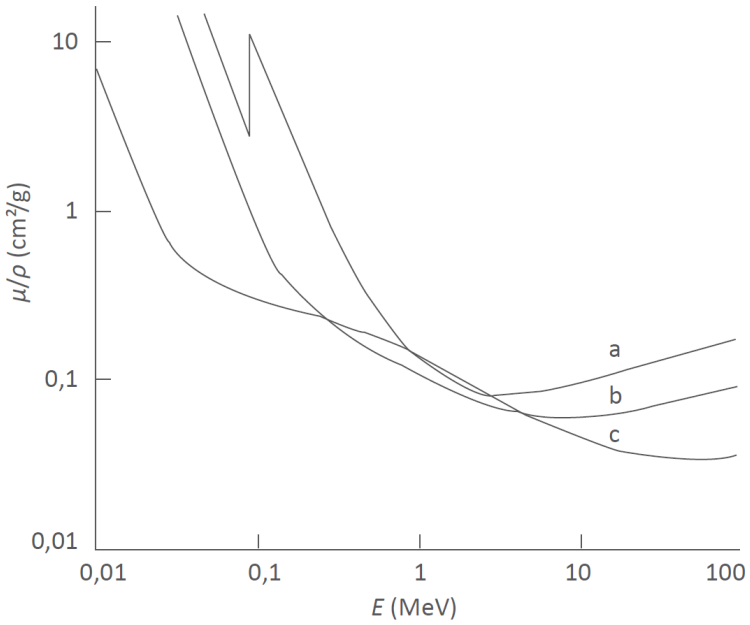


Figura 11.4 - Variazione del coefficiente di attenuazione massico, μ/ρ, in funzione dell'energia, *E*, dei fotoni per tre diversi materiali: piombo (a), rame (b) e acqua (c). Mentre per l'acqua il valore di μ/ρ è monotonicamente decrescente con l'energia, per i metalli (come il rame e il piombo) esso è inizialmente decrescente per poi aumentare a energie oltre qualche MeV. Si può quindi avere il medesimo valore di μ/ρ per due valori distinti di *E* (curve elaborate su dati di Hubbell)

un andamento sempre decrescente con l'energia (cfr. fig. 11.4). Inoltre, l'attenuazione dei fotoni in acqua nell'intervallo di energie di specifico interesse, da 1 MeV a 20 MeV, è più agevolmente misurabile rispetto a quella nei metalli in quanto il coefficiente μ/ρ dell'acqua ha in questo intervallo (cfr. fig. 11.4) una più pronunciata variazione. Fissata l'acqua come mezzo di riferimento per la determinazione dell'indicatore della qualità, non è necessario come nel caso dell'*HVL* per raggi *x*, misurare attenuazioni piuttosto elevate e quindi almeno del 50%. Un livello di assorbimento relativamente grande è infatti necessario nel caso dei raggi *x* poiché una minore attenuazione coinvolgerebbe spessori talmente sottili (dell'ordine dei micrometri) da presentare problemi di maneggevolezza e deformabilità dei fogli metallici utilizzati come attenuatori. Questi problemi non si pongono nel caso di misure di fotoni di alta energia in acqua poiché in uno strato d'acqua dell'ordine di una decina di centimetri si ha un'attenuazione dei fotoni che, pur essendo inferiore al 50%, è comunque sempre accuratamente misurabile.
A differenza di quanto descritto riguardo all'*HVL* dei raggi *x* di bassa energia, a energie superiori a quella della radiazione gamma del ^{60}Co, la grandezza tramite cui si può misurare l'attenuazione di un fascio di fotoni non può essere il kerma in aria a causa delle limitazioni già anticipate nei §§ 4.3 e 4.4 e discusse più oltre nel cap. 17. La dose assorbita in acqua è invece la grandezza appropriata per misure di attenuazione con i fasci di fotoni di alta energia tipicamente impiegati in radioterapia. La dose assorbita in acqua varia infatti in funzione dello spessore di acqua attraversato in modo tale da poter correlare in modo univoco queste variazioni all'energia del fascio dei fotoni.
A tal riguardo è utile anzitutto esaminare le modalità con cui la dose assorbita in acqua, D_w, dovuta a un fascio di fotoni nel campo di energie considerato varia in funzione dello spessore di acqua attraversato.

11.2.2.a Le curve di dose in profondità per i fasci di fotoni di alta energia

Un fascio di fotoni incidente su una massa d'acqua dà luogo a una dose assorbita il cui andamento in funzione della profondità è simile (in base a quanto descritto più avanti) a quello delle curve mostrate in figura 11.5. L'acqua è il mezzo di riferimento per la dosimetria in radioterapia essendo un materiale "equivalente al tessuto" (o tessuto-equivalente) cioè un materiale che ha proprietà di assorbimento e di diffusione della radiazione simili a quelle del tessuto biologico (cfr. 7.3.1). Nella dosimetria in radioterapia ci si riferisce quindi di norma alla dose assorbita in acqua, D_w, anche se talvolta la dose assorbita viene riferita ad altri materiali (tipicamente materiali solidi come alcune plastiche) che a loro volta hanno proprietà di diffusione e assorbimento della radiazione

simili a quelle dell'acqua (materiali "equivalenti all'acqua" o "acqua-equivalenti"). Le curve di assorbimento della radiazione in funzione della profondità, d, nel mezzo di riferimento non sono, di norma, espresse in termini di dose assorbita, D, ma di "dose percentuale in profondità", *PDD,* (Percentage Depth Dose) definita dal rapporto:

$$PDD = \frac{D(d)}{D(d_{\max})} \times 100 \qquad (11.4)$$

dove d_{max} è la profondità nel mezzo cui corrisponde il massimo valore assunto da $D(d)$ per il fascio di fotoni considerato. L'uso della quantità normalizzata *PDD,* espressa in percento, consente di confrontare più agevolmente le curve di assorbimento per fasci di diversa energia.
La variazione di *PDD*, e quindi di D, all'aumentare dello spessore, d, del mezzo m attraversato (di norma l'acqua, tranne quando diversamente specificato) ha due andamenti distinti: uno crescente per $d < d_{max}$, l'altro decrescente per $d > d_{max}$. L'andamento decrescente è dovuto all'attenuazione della fluenza dei fotoni incidenti al crescere della profondità del mezzo attraversato. L'incremento della dose assorbita nei primi strati superficiali, fino a d_{max}, deriva invece da effetti cumulativi

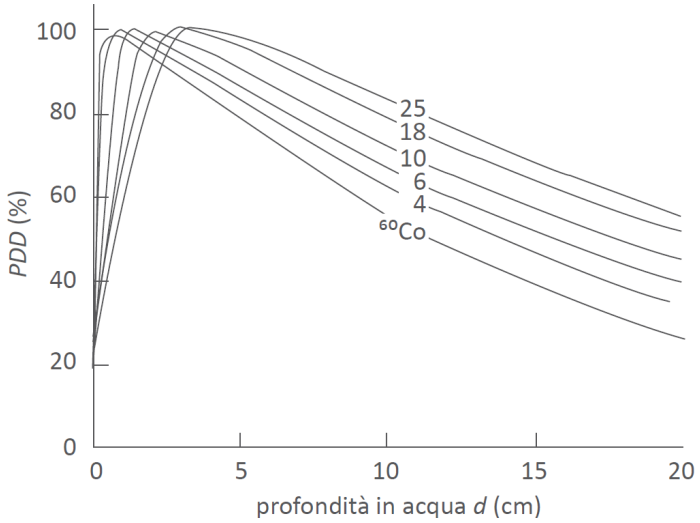


Figura 11.5 - Andamento tipico della dose percentuale in profondità (*PDD*) in acqua per fasci di fotoni generati da una sorgente di ^{60}Co e da acceleratori con energia da 4 MeV a 25 MeV. Il valore di *PDD* è crescente fino a raggiungere un massimo alla profondità d_{max} per poi decrescere, quasi esponenzialmente, all'aumentare della profondità. Il valore di d_{max} aumenta all'aumentare dell'energia dei fotoni

delle energie depositate in questi strati dagli elettroni secondari liberati dai fotoni nel mezzo. Tali effetti sono prevalenti rispetto all'attenuazione che i fotoni comunque subiscono anche nei primi strati del mezzo attraversato. Se i fotoni incidono su un mezzo come l'acqua (o altro materiale liquido o solido) provenendo dall'aria, si può supporre in prima approssimazione che, tenuto conto della grande differenza di densità fra aria e il mezzo del fantoccio, il contributo degli elettroni secondari liberati dai fotoni in aria e che penetrano fino a una data profondità *d* nel fantoccio sia trascurabile rispetto agli elettroni secondari liberati dai fotoni nel mezzo del fantoccio entro la profondità *d*. La situazione è quindi schematizzabile come mostrato in figura 11.6 a) in cui un fascio di fotoni si propaga in aria e incide su una massa di acqua posta in un contenitore le cui pareti siano di materiale equivalente all'acqua. Una massa di acqua contenuta in un siffatto contenitore è denotata usualmente come "fantoccio d'acqua": un mezzo che simula, in funzione delle sue dimensioni, le proprietà di assorbimento e diffusione che la radiazione ha in un organo del corpo umano di corrispondenti dimensioni (il tronco, la testa, un arto ecc.). Per le ipotesi fatte, non sono mostrati in figura 11.6 a) gli elettroni secondari liberati dai fotoni nel loro percorso in aria e che insieme ai fotoni incidono sull'acqua. La fluenza di questi elettroni è infatti trascurabile rispetto a quella degli elettroni secondari derivanti dalle interazioni dei fotoni primari in acqua.

Si considerino ora gli elettroni secondari più energetici liberati alle diverse profondità nelle interazioni dei fotoni primari in acqua e sia *R* il loro *range* (cfr. fig. 11.6.a). L'insieme di questi elettroni può essere suddiviso in tre categorie in relazione alle seguenti profondità, *d,* in acqua dove gli elettroni sono liberati: 1) $d = 0$ (lo strato iniziale dell'acqua), 2) *d* compresa fra 0 e *R,* 3) $d > R$. Come schematizzato in figura 11.6 b), un rivelatore di volume *V* posto in un qualsiasi punto *P* a una profondità *d* compresa fra 0 e *R*, fornisce una misura della ionizzazione dovuta agli elettroni di categoria 1) e 2). Questa ionizzazione è minima alla superficie dell'acqua e aumenta (cfr. fig. 11.5) allorché il punto *P* si sposta dalla superficie verso profondità crescenti per poi raggiungere un massimo alla profondità d_{max}. Considerato nel mezzo *m* un volumetto d'acqua, *V*, l'aumento della ionizzazione all'interno di *V*, in funzione della posizione di *V* dalla superficie dell'acqua fino a d_{max}, è dovuto al fatto che la somma delle tracce degli elettroni secondari prodotti dai fotoni e intercettate in *V* incrementa inizialmente fino a quando si ha una sovrapposizione di nuove tracce con quelle originate in punti precedenti. La densità di tracce cessa di crescere da d_{max} in poi poiché oltre d_{max} si riduce, all'interno di *V*, il contributo della ionizzazione dovuto agli elettroni prodotti negli strati d'acqua iniziali.

In generale, considerato un fascio di fotoni che incide su un mezzo *m*, la

densità di ionizzazione in ciascun elemento di volume del mezzo cresce fino a una data profondità, d_{max}, detta anche profondità di "build-up" (accumulo), per poi decrescere. La dose assorbita, D, in ogni punto alle diverse profondità del mezzo varia necessariamente come la densità di ionizzazione e il suo andamento tipico in funzione di d è mostrato nella figura 11.7, dove sono riportati anche gli andamenti del kerma, K, e del kerma per collisione, K_{col}, relativi al medesimo mezzo m. In base alla (4.8) si ha sempre: $K > K_{col}$. Inoltre, poiché K e K_{col} dipendono in primo luogo

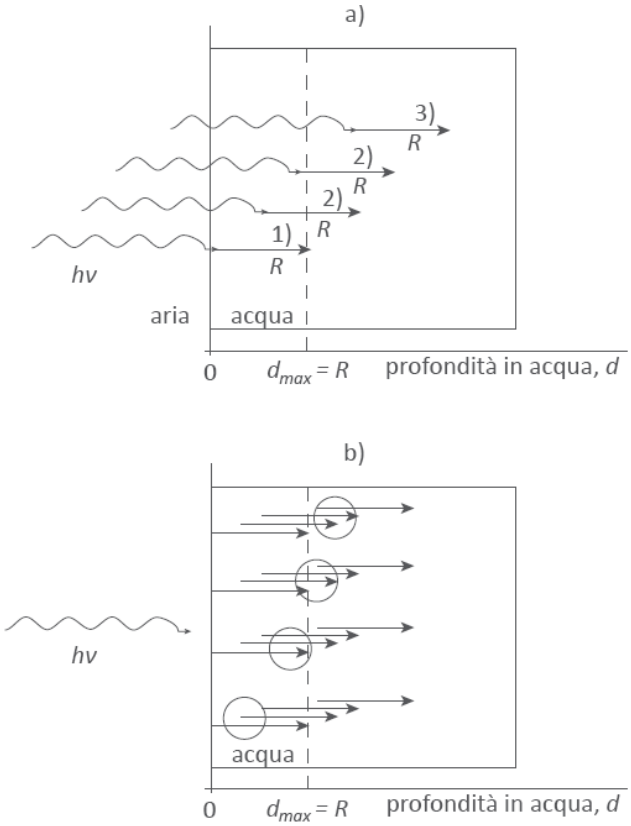


Figura 11.6 - Nello schema a) un fascio di fotoni *hv* che si propaga inizialmente in aria incide su un fantoccio d'acqua (o di un altro mezzo) dove sono liberati elettroni secondari di energia variabile e dove R è il *range* degli elettroni secondari con maggiore energia. Gli elettroni con *range* R sono prodotti a tutte le profondità, d, nel mezzo. Quelli prodotti alla profondità $d < d_{max}$ (dove $d_{max} = R$) generano una carica di ionizzazione che, misurata con un rivelatore posto a profondità crescenti (il cerchietto nello schema b), si accumula all'aumentare di d fino a raggiungere un massimo a $d = d_{max}$. Alle profondità $d > d_{max}$, la carica di ionizzazione va invece decrescendo. Viene infatti meno l'effetto di accumulo poiché, per $d > d_{max}$, si ha un bilancio fra il numero di elettroni liberati e quello degli elettroni che essendo giunti a fine range cessano di produrre ionizzazione

dalla fluenza di energia, $\Psi(E)$, dei fotoni incidenti (cfr. eq. 4.6 e 4.12), essi variano in funzione di d con un andamento che, in prima approssimazione, segue l'attenuazione esponenziale del fascio dei fotoni incidenti nel mezzo m. Se si considerano variazioni di profondità non elevate, l'andamento esponenziale si può approssimare a un tratto di retta. Le curve di K e di K_{col} nella figura 11.7 hanno, con questa approssimazione, un andamento rettilineo che, in base alla (4.6) e alla (4.12), deve essere sempre decrescente sin dalla profondità $d = 0$. La dose assorbita, D, ha invece un andamento crescente nel tratto compreso fra 0 e d_{max} per poi decrescere da d_{max} in poi.
La profondità d_{max} cui corrisponde il massimo della densità di ionizzazione e quindi della dose assorbita, coincide necessariamente con il valore di R che, per quanto descritto nel capitolo 5, coincide a sua volta con la profondità alla quale sono realizzate nel mezzo e per il fascio di fotoni considerato, le condizioni di equilibrio delle particelle cariche secondarie (CPE). In sostanza, per $d < d_{max}$ la somma delle energie cinetiche delle particelle cariche secondarie entranti in un volumetto, V,

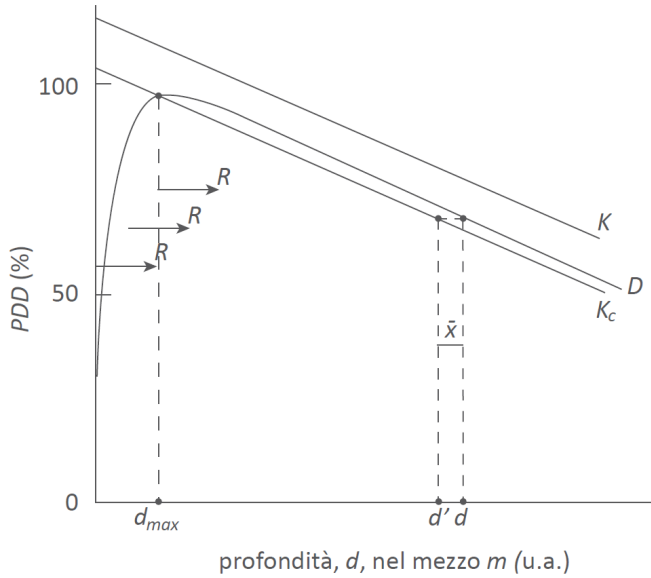


Figura 11.7 - Tipico andamento della *PDD*, del kerma K e del kerma per collisione, K_{col}, con la profondità, d, in un mezzo m, per un fascio di fotoni generato da un acceleratore di elettroni. La profondità, d_{max}, corrispondente al massimo di D (*PDD* =100%) è la distanza alla quale si realizza, per la radiazione considerata, la condizione di CPE (cfr. cap. 5). La profondità d_{max} è perciò uguale al valore del range, R (rappresentato nella figura dalla lunghezza della freccia), degli elettroni più energetici prodotti dai fotoni alle diverse profondità. Per $d > d_{max}$ si hanno le condizioni di TCPE in cui il rapporto fra D e K_{col} si mantiene costante e tale che $D(d) = K_{col}(d')$ per $d - \overline{d}' = \overline{x}$ (v. testo)

(pari, nell'esempio in figura, al volume del rivelatore) cresce all'aumentare di *d;* alla profondità $d = d_{max}$ l'energia entrante in *V* è uguale all'energia da esso uscente (condizioni di CPE); per $d > d_{max}$ l'energia entrante nel volumetto *V* sarebbe sempre uguale a quella da esso uscente se non vi fosse attenuazione del fascio primario dei fotoni. In realtà all'aumentare della profondità il flusso dei fotoni incidenti viene attenuato. Questa attenuazione non ha un andamento esponenziale poiché il fascio dei fotoni in acqua non soddisfa le condizioni di "buona geometria" (cfr. fig. 3.1). L'attenuazione ha un andamento che è solo approssimativamente esponenziale ed è caratterizzato da un coefficiente di attenuazione efficace, μ_{eff}, quantitativamente diverso dal coefficiente di attenuazione lineare, μ, (cfr. § 3.2.1) che il medesimo fascio di radiazione avrebbe se fosse in condizioni di "buona geometria". A causa dell'attenuazione del fascio primario un bilanciamento fra le energie degli elettroni secondari entranti in *V* e uscenti da *V* non può quindi mai sussistere per $d > d_{max}$. Non possono pertanto sussistere, per $d > d_{max}$, le condizioni di CPE. Come si può notare dalla figura 11.7, alla profondità d_{max}, quindi nel punto del mezzo dove sussistono le condizioni di CPE per il fascio di radiazione considerato, le curve di *D* e di K_{col} si intersecano, come previsto dalla (5.8).
A profondità maggiori di d_{max}, lungo il tratto discendente (approssimativamente lineare) della curva di *D* o di *PDD*, la curva del kerma per collisione, K_{col}, e quella della dose assorbita, *D*, si mantengono approssimativamente parallele, come mostrato in figura 11.7. Nell'esempio della figura 11.7 sono riportate entrambe le curve del kerma totale, *K*, e del kerma per collisione, K_{col}, nell'ipotesi che i valori del primo siano sensibilmente maggiori del secondo e che quindi sia non trascurabile la componente radiativa K_{rad}. In molte situazioni sperimentali si può tuttavia assumere che $K_{rad} \approx 0$ e che perciò sia $K_{col} \approx K$ (cfr. capp. 3 e 4). Nella regione delle profondità $d > d_{max}$, si ha d'altra parte sempre $K_{col} < D$ in corrispondenza della stessa profondità. Il rapporto $D(d)/K_{col}(d)$ si mantiene maggiore di 1 e costante per tutti i valori di *d* ai quali le curve $D(d)$ e $K_{col}(d)$ rimangono parallele. Ciò è spiegato dal fatto che, mentre $K_{col}(d)$ dipende dalla fluenza, $\Phi(d)$, degli elettroni secondari prodotti dai fotoni (primari) alla profondità *d*, il valore di $D(d)$ dipende invece dalla fluenza, $\Phi(d')$, relativa a elettroni secondari liberati dai fotoni a varie profondità $d' < d$. In altri termini, l'energia depositata in un elemento di volume d*V* a una profondità *d* è dovuta a elettroni liberati dai fotoni in punti diversi situati a monte di *d*. Di queste profondità variabili, *d'*, si può calcolare un valore medio, $\overline{d}'$, in cui si può immaginare sia concentrata la produzione degli elettroni secondari che perdono poi energia nell'elemento di volume d*V* alla profondità *d*. La grandezza: $\overline{x} = d - \overline{d}'$, rappresenta quindi il percorso medio che gli elettroni secondari compiono nel mezzo considerato, prima di perdere energia nell'elemento di volume

dV posto alla profondità d, a partire da un punto definibile come baricentro o origine media della produzione di tutti gli elettroni secondari che attraversano dV. Il rapporto $D(d)/K_{col}(d)$, dove $K_{col}(d) \propto \Psi(d)$ e $D(d) \propto \Psi(d')$, risulta, alle profondità $d > d_{max}$, sempre maggiore di 1 essendo $\Psi(d') > \Psi(d)$. Il fatto che entro un intervallo di profondità, d – più o meno ampio a seconda dell'energia dei fotoni – le curve di D e di K_{col} risultino parallele, consegue dal fatto che il valore di $\overline{x}$ si mantiene costante in quell'intervallo di profondità.
Nella regione in cui d è maggiore di d_{max} e in cui le curve $D(d)$ e $K_{col}(d)$ possono considerarsi parallele, è sempre possibile trovare due distinti valori di profondità cui corrispondono valori uguali di D e di K_{col}. Per un dato valore di $d > d_{max}$, il punto corrispondente è evidentemente $\overline{d}'$ tale che $D(d) = K_{col}(\overline{d}')$, come mostrato in figura 11.7. Per ogni coppia di punti corrispondenti, d e $\overline{d}'$, la differenza $d - \overline{d}' = \overline{x}$ è costante per un dato mezzo e per una data energia della radiazione primaria. La variazione del kerma per collisione, $K_{col}(d)$, nel tratto $\overline{x}$ si può pertanto esprimere come (cfr. Attix):

$$K_{col}(d) = K_{col}(\overline{d}')e^{-\mu_{eff}\overline{x}} = D(d)e^{-\mu_{eff}\overline{x}} \qquad (11.5)$$

ovvero

$$\frac{D(d)}{K_{col}(d)} = e^{\mu_{eff}\overline{x}} = \beta \qquad (11.6)$$

dove β può essere ragionevolmente approssimato a $(1 + \mu_{eff}\,\overline{x})$. Il valore di $\overline{x}$ aumenta al crescere dell'energia dei fotoni incidenti (e quindi del *range* degli elettroni secondari) e può essere calcolato per un dato mezzo m in funzione dello spettro di energia della radiazione primaria incidente. La regione della curva di dose in profondità in cui la (11.6) è valida è denotata come regione di equilibrio transiente delle particelle cariche (transient charged particle equilibrium, TCPE). Con ciò si evidenzia la circostanza che in questa regione il rapporto fra D e K_{col}, pur non essendo uguale a 1 come nella regione di CPE, si mantiene tuttavia costante e ha un valore noto. Nelle regioni di TCPE il valore della dose assorbita D può essere quindi ancora determinato in funzione di K_{col}.
Una caratteristica peculiare delle curve di *PDD* per fasci di fotoni è, pertanto, il fatto che al crescere dell'energia dei fotoni, il rapporto tra il valore di $D(d)$, relativo a una qualsiasi profondità $d < d_{max}$, e il valore di $D(d)$ a d_{max} decresce, come mostrano gli esempi in figura 11.5. La diminuzione del gradiente della *PDD* che si verifica nella regione superficiale ($d < d_{max}$) al crescere dell'energia dei fotoni deriva dal diverso valore del *range*, R, degli elettroni secondari (cfr. fig. 11.6), dalla conseguente diversa profondità alla quale si hanno le condizioni di CPE e quindi dal diverso valore di d_{max} nel mezzo irraggiato. Tale caratteristica rende vantaggioso, in radioterapia, l'uso di fasci di fotoni prodotti

mediante gli acceleratori rispetto a quelli (di energia molto minore) prodotti con le macchine a raggi *x*. Nella radioterapia in regioni dell'organismo situate in profondità si ha infatti, con i fotoni di maggiore energia, un'evidente riduzione della dose al paziente nelle regioni sane cutanee o poco profonde, come mostrato nell'esempio in figura 11.8.
Lo schema tipico della configurazione sperimentale per ottenere una curva di *PDD* è mostrato in figura 11.9. Mediante un rivelatore posto sull'asse del fascio di radiazione in un fantoccio d'acqua, posto a sua volta a una data distanza (di norma 100 cm), si determina $D_w(d)$ spostando il rivelatore lungo l'asse del fascio a diverse profondità. Dopo aver calcolato la *PDD* dalla (11.4) si ottiene quindi una curva simile a quella mostrata in figura 11.7.
La dose percentuale in profondità, *PDD,* per un fascio di fotoni dipende per sua definizione dalla fluenza e dall'energia dei fotoni oltreché dalle caratteristiche del mezzo irradiato che, tranne quando diversamente specificato, è di norma l'acqua. La *PDD* per un dato fascio di fotoni dipende tuttavia anche da alcuni parametri relativi alle condizioni sperimentali con cui la *PDD* si determina. Questi parametri sono, principalmente, la distanza fra la sorgente e la superficie del fantoccio *SSD* (Source Surface Distance) e le dimensioni della sezione *A* del fascio di radiazione (le "dimensioni del campo") sulla superficie del fantoccio. In condizioni di riferimento (cfr. §§ 12.1 e 12.4) l'area *A* è di norma riferita a una sezione di forma quadrata. I valori di *SSD* e di *A* devono essere

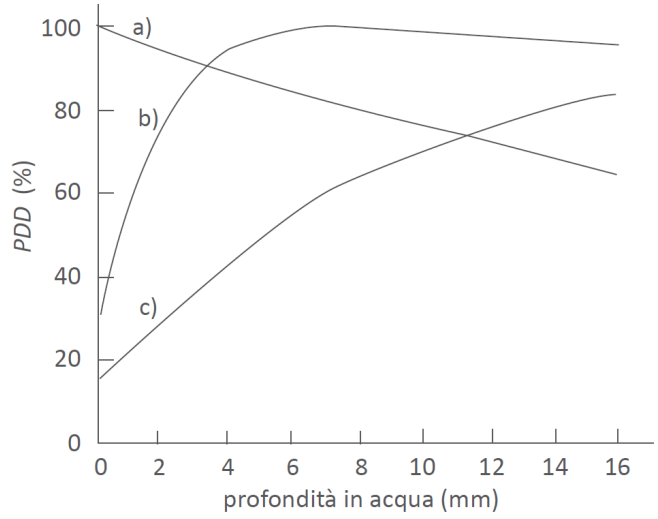


Figura 11.8 – Tipiche curve di *PDD* negli strati iniziali in acqua per fasci di fotoni (bremsstrahlung) con diversa energia massima, E_{max}: a) 140 kV, b) 4 MeV, c) 22 MeV. All'aumentare di E_{max} la *PDD* alle profondità iniziali d'acqua diminuisce sensibilmente

specificati ogni qualvolta si fa riferimento a una curva di *PDD* affinché essa non risulti indeterminata e affinché possa essere confrontata con curve relative ad altri fasci di fotoni. Curve di *PDD* ottenute con il medesimo fascio di fotoni ma con diversi valori di *A* e/o di *SSD,* sono infatti fra loro diverse.
A valori più elevati della *SSD* si hanno, a parità delle altre condizioni, minori variazioni della *PDD* con la profondità *d*. Ciò dipende dal fatto che di norma è *SSD* >> *d* e che quindi una maggiore *SSD* ha un minor peso sulla variazione percentuale che la fluenza dei fotoni ha in funzione di *d*. La fluenza dei fotoni primari diminuisce infatti in funzione dell'inverso del quadrato della distanza, *L*, fra la sorgente *S* e il punto *P* al quale si riferisce la dose *D*(*d*), dove *L = SSD + d* (cfr. fig. 11.9).
Anche le variazioni delle dimensioni del campo, *A*, influiscono apprezzabilmente sulla *PDD*. In particolare la *PDD* aumenta al crescere di *A* poiché a una maggiore dimensione del campo corrisponde un maggior numero di interazioni dei fotoni nel mezzo che essi attraversano.

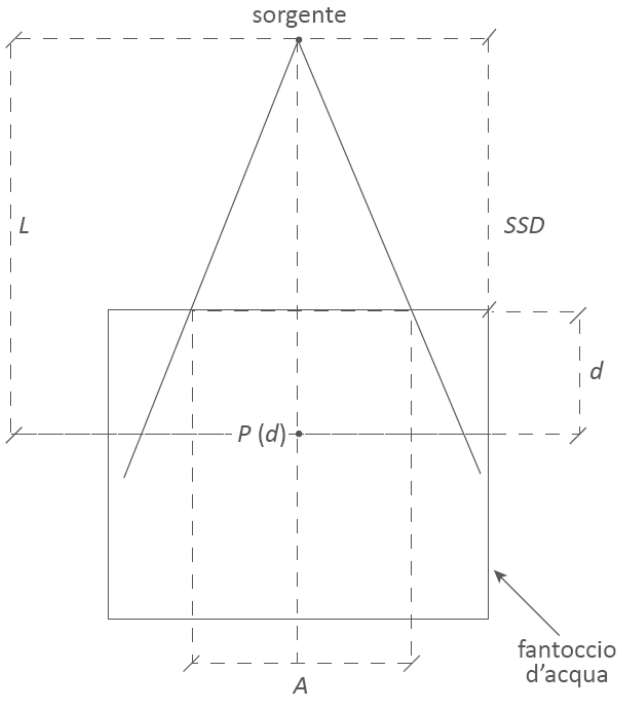


Figura 11.9 - Schema di un fascio collimato di radiazione incidente su un fantoccio d'acqua di forma cubica. L'apertura del fascio è definita dalla sua sezione, *A*, in corrispondenza della superficie dell'acqua. La sorgente di radiazione ha una distanza *SSD* (di norma uguale a 100 cm) dalla superficie del fantoccio. La misura della *PDD* si effettua nei punti *P*(*d*) sull'asse del fascio posti a diverse profondità, *d*, in acqua e alla distanza, *L*, dalla sorgente dove *L = SSD + d*

Aumenta in particolare il numero dei fotoni diffusi e quindi anche il numero di quegli elettroni secondari con una traiettoria diretta verso l'asse del fascio nei diversi punti cui è riferita la *PDD*.
Per determinare le variazioni della dose assorbita in un mezzo al variare di *A*, si utilizzano parametri che esprimono il rapporto fra la dose corrispondente a un campo con le dimensioni d'interesse e la dose relativa a un campo con le dimensioni di riferimento. Questi parametri hanno denominazioni varie a seconda delle condizioni sperimentali in cui sono determinati (cfr. Khan). Uno dei parametri più comuni a riguardo è il cosiddetto "output factor" (OF) dato dal rapporto:

$$\mathrm{OF} = \frac{\left(\dot{D}_m\right)_{nr}}{\left(\dot{D}_m\right)_{rif}} \tag{11.7}$$

dove $(\dot{D}_m)_{rif}$ è il rateo di dose assorbita determinato in un fantoccio di materiale *m,* in un punto sull'asse del fascio a una data profondità di riferimento (tipicamente d_{max}) alla quale il fascio ha la dimensione di riferimento A_{rif}, e $(\dot{D}_m)_{nr}$ è il valore della stessa grandezza ottenuto nello stesso punto nel mezzo *m*, con la stessa radiazione ma con un campo di dimensioni, A_{nr}, diverse da quelle di riferimento.
Poiché il contributo della radiazione diffusa è tanto maggiore quanto maggiori sono le dimensioni del campo, il fattore *OF* è maggiore di 1 se il fascio d'interesse è più ampio di quello di riferimento. In figura 11.10 è mostrata schematicamente la configurazione sperimentale per la misura di *OF*. Il valore di *OF* cresce all'aumentare delle dimensioni del campo, *A*, con tendenza alla saturazione. All'aumentare di *A* oltre un dato valore, dipendente dall'energia della radiazione incidente, il *range* degli elettroni diffusi nei punti ai bordi del campo può infatti risultare inferiore alla distanza fra il punto di diffusione e il punto *P* di misura.
Al decrescere di *A* al di sotto di determinati valori l'uso della (11.7) richiede particolari cautele (cfr. § 12.4).

11.2.2.b Gli indicatori TPR_{10}^{20} e $PDD(10)_x$

Per definire un indicatore della qualità per fasci di fotoni prodotti da sorgenti di ^{60}Co o da acceleratori, si potrebbe considerare in linea di principio come parametro utile la profondità d_{max} in acqua, una volta determinata sperimentalmente la curva di *PDD* per il fascio di radiazione considerata. Il parametro d_{max} dipende infatti dall'energia dei fotoni e quindi dalla loro capacità di penetrazione in un mezzo. Alcuni valori indicativi di d_{max} per fasci di fotoni di diversa energia sono riportati nella tabella 11.1. Il valore accurato di d_{max} dipende però non solo dall'energia del fascio dei fotoni ma anche da altri elementi. Fra questi può avere un

ruolo importante la contaminazione del fascio dovuta agli elettroni prodotti dai fotoni nei materiali (collimatori, schermature ecc.) con cui essi hanno interagito prima di incidere sul fantoccio d'acqua.
La presenza di questi elettroni può deformare la parte iniziale della curva di dose in profondità fino a d_{max} (cfr. fig. 11.7) e di conseguenza la stessa posizione di d_{max} può essere alterata. La scelta del parametro d_{max} come indicatore della qualità di un fascio di fotoni non sarebbe quindi la più appropriata poiché fasci di fotoni con uguale energia massima possono avere un diverso valore di d_{max} in relazione alle diverse possibili condizioni sperimentali cui si è fatto prima riferimento.
Alle profondità $d > d_{max}$ le curve di dose in profondità per i fasci di fotoni non dipendono, come accade alle profondità iniziali, dalla eventuale presenza di elettroni secondari diffusi all'esterno del fantoccio d'acqua. La curva alle profondità $d > d_{max}$ è caratterizzata essenzialmente dalle proprietà del fascio di fotoni incidenti sul fantoccio. Ciò rende possibile correlare univocamente le proprietà di penetrazione del fascio alle

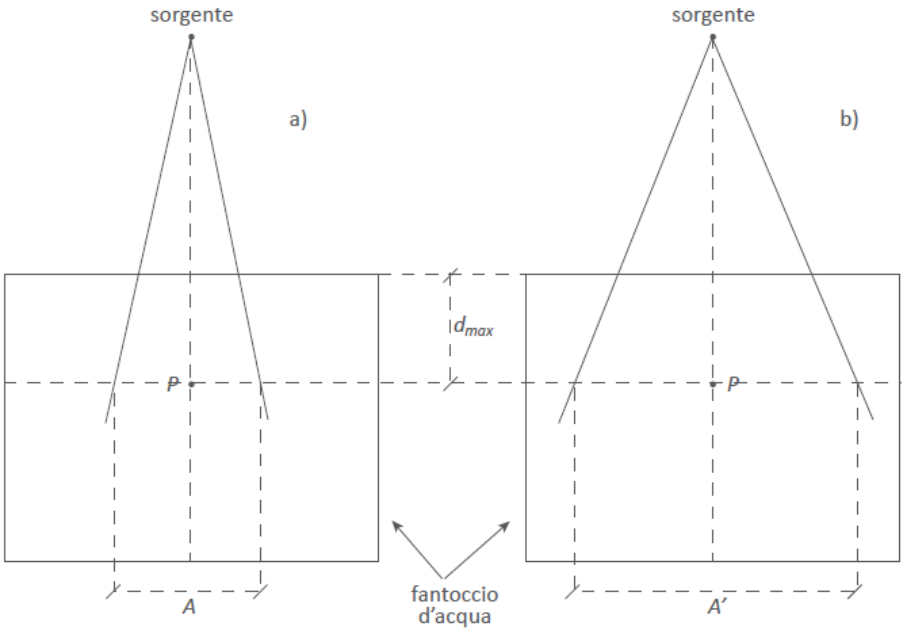


Figura 11.10 - Schema della configurazione sperimentale per la determinazione del fattore *OF* al variare delle dimensioni del campo, *A*. Il fattore *OF* è definito come rapporto fra i ratei di dose $D_w(P, A')/t$ e $D_w(P, A)/t$, dove *P* è il punto di misura, *A* e *A'* sono rispettivamente la dimensione del fascio di riferimento (di norma 100 cm²) alla profondità di misura (tipicamente d_{max}) e quella del medesimo fascio alla stessa profondità ma con $A' \neq A$

caratteristiche della curva di assorbimento alle profondità $d > d_{max}$. Come si vede dalla tabella 11.1, i valori di d_{max} per i fasci di fotoni utilizzati in radioterapia sono sempre al di sotto di 10 cm. Un idoneo indicatore della qualità di fasci di fotoni prodotti da sorgenti di ^{60}Co e da acceleratori è pertanto rappresentato dalla grandezza adimensionale denotata con il simbolo TPR_{10}^{20} e data dal rapporto:

$$TPR_{10}^{20} = \frac{D_w(20)}{D_w(10)} \tag{11.8}$$

dove $D_w(20)$ e $D_w(10)$ sono due distinti valori della dose assorbita in acqua misurati in un fantoccio d'acqua alle profondità, rispettivamente, di 10 cm e di 20 cm sull'asse centrale del fascio di fotoni, alla distanza fissa di 100 cm dalla sorgente e con un campo di 10 cm x 10 cm. Il simbolo *TPR* è l'acronimo di "Tissue-Phantom Ratio", un parametro che ha però un significato diverso da quello del TPR_{10}^{20}.
Le condizioni sperimentali per la misura dell'indicatore TPR_{10}^{20} sono schematizzate nella figura 11.11. Il rivelatore (tipicamente una camera a ionizzazione opportunamente impermeabilizzata) viene posto in acqua e mantenuto alla distanza fissa di 100 cm dalla sorgente. Si varia quindi lo spessore d'acqua al di sopra del rivelatore nel fantoccio in modo che esso si trovi, nelle due misure di D_w, alle rispettive profondità di 10 cm e 20 cm. In alternativa, si potrebbe mantenere fisso il livello d'acqua nel fantoccio e spostare il rivelatore in modo che esso si venga a trovare alle due diverse profondità in ciascuna delle due misure di D_w. Questa procedura è tuttavia sconsigliabile poiché essa comporta una variazione della fluenza della radiazione sul rivelatore dovuta a: *a)* la variazione della distanza sorgente-rivelatore, *SDD* (Source-Detector Distance), *b)* la conseguente variazione delle dimensioni della sezione del fascio nel punto dove è collocato il rivelatore. La prima circostanza richiede una correzione per la variazione, secondo l'inverso del quadrato della *SDD*, della fluenza dei fotoni sul rivelatore. Anche il secondo effetto comporta una correzione dovuta al fatto che la fluenza dei fotoni sul rivelatore è diversa alle due profondità in quanto le due differenti sezioni del fascio danno luogo a una diversa componente della radiazione diffusa sul rivelatore. La determinazione di queste due correzioni può essere tuttavia

Tabella 11.1 - Valori indicativi di d_{max} per fasci di radiazione gamma del ^{60}Co e per fasci di fotoni generati in acceleratori di elettroni con energie da 4 MeV a 25 MeV

Tipo di fascio di fotoni	^{60}Co	4 MeV	6 MeV	10 MeV	18 MeV	25 MeV
d_{max} (cm)	0,5	1	1,5	2,5	3,5	5

fonte di errori, richiedendo oltretutto un lavoro aggiuntivo. Pertanto nella determinazione del TPR_{10}^{20} si raccomanda di adottare la procedura inizialmente descritta, basata sulla configurazione sperimentale in cui la profondità di misura viene variata mantenendo costante la distanza sorgente-rivelatore. La determinazione del TPR_{10}^{20} richiede, a rigore, la conoscenza preventiva della dose assorbita in acqua alle due diverse profondità specificate nella sua definizione (cfr. eq. 11.8). Con buona approssimazione si può tuttavia sostituire, nell'equazione 11.8, al rapporto delle dosi assorbite il rapporto dei corrispondenti segnali forniti alle due profondità dalla camera a ionizzazione utilizzata per la misura.
Come sarà illustrato nel capitolo 12, l'espressione della dose assorbita in

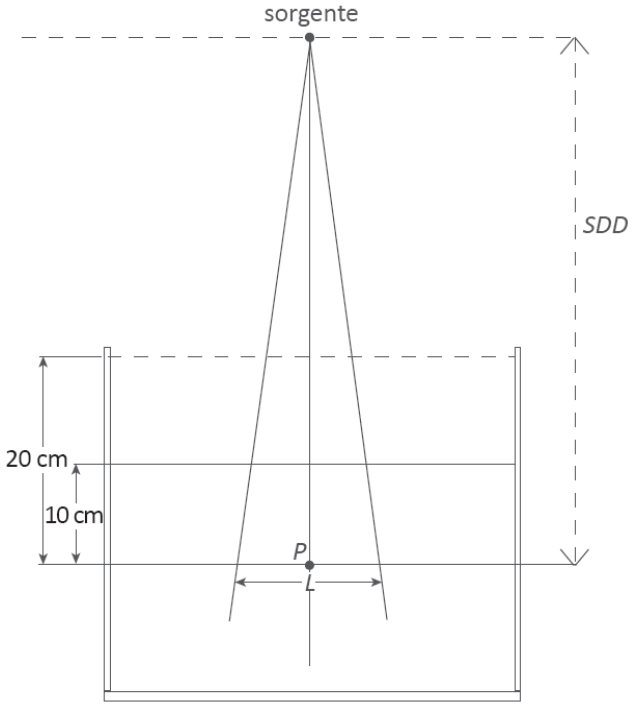


Figura 11.11 - Schema della configurazione sperimentale per la determinazione dell'indicatore TPR_{10}^{20}. La distanza tra sorgente e rivelatore, *SDD*, è mantenuta costante (tipicamente *SDD* = 100 cm), facendo variare lo spessore d'acqua al di sopra del rivelatore posto in un punto fisso *P* sull'asse del fascio di radiazione. Si effettuano due serie di misure in cui il punto *P* viene a trovarsi, rispettivamente, a 10 cm e a 20 cm di profondità in acqua. Affinché il valore dell'indicatore TPR_{10}^{20} sia univocamente determinato si fissa la dimensione del campo *A* nel punto *P*. Con un campo a sezione quadrangolare di lato *L*, si pone *L* = 10 cm

acqua, D_w, che dipende in primo luogo dall'entità del segnale, M, fornito dal rivelatore, è una funzione anche di altre variabili. Ma il rapporto dei valori di D_w corrispondenti a due diverse profondità è, per valori di $d > d_{max}$, praticamente indipendente da queste variabili e risulta perciò approssimabile al rapporto dei corrispondenti valori di M. Si può quindi ragionevolmente porre $D_w(20)/D_w(10) \approx M(20)/M(10)$ e pertanto:

$$TPR_{10}^{20} = \frac{D_w(20)}{D_w(10)} \approx \frac{M(20)}{M(10)} \tag{11.9}$$

Grazie all'approssimazione data dalla (11.9) la determinazione sperimentale dell'indicatore TPR_{10}^{20} risulta semplificata. L'utilità del parametro TPR_{10}^{20} nell'indicare la capacità di penetrazione in acqua di un fascio di fotoni è misurata dal fatto che esso è un parametro univocamente correlato alle caratteristiche di energia e di distribuzione di energia dei fasci di fotoni. Fasci di fotoni con caratteristiche anche di poco diverse danno luogo infatti a valori diversi di TPR_{10}^{20}.
Un indicatore della qualità per fasci di fotoni, alternativo al TPR_{10}^{20}, introdotto dall'associazione di fisica medica americana (cfr. AAPM 1999), è il parametro $PDD(10)_x$. Esso è definito come il valore della dose percentuale in profondità, *PDD*, determinato alla profondità di 10 cm in un fantoccio d'acqua sull'asse centrale del fascio di fotoni alla distanza fissa di 100 cm dalla sorgente e con un campo di 10 cm x 10 cm. La *PDD* è una quantità che per definizione (cfr. eq. 11.4) dipende dal valore massimo della dose assorbita $D_w(d_{max})$. Alla profondità d_{max} nel fantoccio d'acqua il campo di radiazione contiene sempre una componente non trascurabile di elettroni provenienti dall'esterno del fantoccio. Si tratta di quegli elettroni prodotti dai fotoni nelle interazioni con i diversi materiali presenti nella testa dell'acceleratore e la cui energia è tale da consentire loro di penetrare in acqua fino ad alcuni centimetri di profondità. Questi elettroni, che contribuiscono alla dose assorbita nei primi strati di acqua, sono poi man mano assorbiti e la loro presenza diventa trascurabile all'aumentare della profondità.
Per evitare che il parametro $PDD(10)_x$ dipenda da $D_w(d_{max})$ in modo non prevedibile, a causa della contaminazione elettronica del fascio di fotoni incidente, prima di determinare $PDD(10)_x$ il fascio di fotoni deve essere filtrato con un spessore metallico tale da assorbire gli elettroni indesiderati. Questa operazione, fa sì che la $PDD(10)_x$ risulti dipendente solo dai fotoni del fascio (i raggi *x* di frenamento prodotti nella targhetta dell'acceleratore), e questa circostanza è evidenziata dall'indice *x* che compare nel simbolo di questo indicatore. L'assorbimento degli elettroni presenti nel fascio di fotoni, mediante l'uso di lamine metalliche, sebbene concettualmente semplice, richiede del tempo e delle attrezzature

supplementari, rendendo quindi la misura della $PDD(10)_x$ meno immediata di quanto lo sia quella del TPR_{10}^{20}.
Entrambi gli indicatori sono correlabili con le grandezze, presenti nell'espressione di D_w, che dipendono dall'energia e perciò dalla capacità di penetrazione del fascio dei fotoni (cfr. cap. 12). Tra queste grandezze vi sono i poteri frenanti relativi agli elettroni secondari prodotti dai fotoni e in particolare il rapporto dei poteri frenanti massici di acqua e aria, $s_{w,air}$, come sarà successivamente illustrato in dettaglio (cfr. cap. 12). Mentre il parametro $PDD(10)_x$ è caratterizzato da una variazione lineare rispetto alla grandezza $s_{w,air}$, (cfr. fig. 11.12), il parametro TPR_{10}^{20} ha da essa una dipendenza che non è lineare e che per valori di TPR_{10}^{20} maggiori di 0,7 ha un forte gradiente, come si vede dalla curva riportata in figura 11.13. Nell'uso del TPR_{10}^{20} si può avere quindi una maggiore incertezza nella selezione dei valori delle quantità $s_{w,air}$ in particolare nella regione in cui la curva (TPR_{10}^{20}, $s_{w,air}$) ha una maggiore pendenza. Tuttavia, alla luce del fatto che nella maggior parte dei fasci di fotoni prodotti negli acceleratori per radioterapia i valori del TPR_{10}^{20} sono compresi nell'intervallo fra 0,5 e 0,7 e tenendo presente che la pendenza della curva (TPR_{10}^{20}, $s_{w,air}$) è in questo intervallo relativamente modesta, è ragionevole ritenere che il

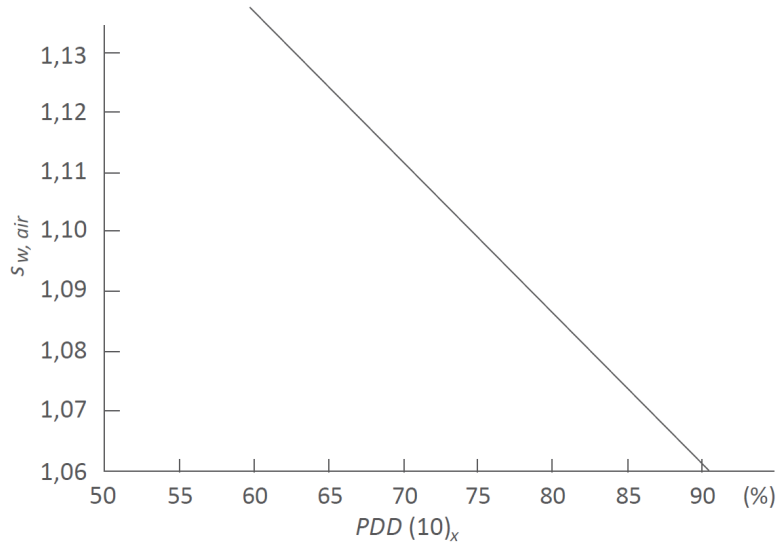


Figura 11.12 - Andamento del rapporto tra il potere frenante massico dell'acqua e quello dell'aria, $s_{w,air}$, per fasci di fotoni prodotti da acceleratori, in funzione dell'indicatore di qualità $PDD(10)_x$. La linearità di questa relazione è una caratteristica positiva dell'indicatore $PDD(10)_x$ il cui uso ha però ha lo svantaggio (cfr. testo) di richiedere una non semplice procedura sperimentale (dati tratti da IAEA 2000)

bilancio fra vantaggi e svantaggi nell'uso dei due indicatori risulti decisamente a favore del TPR_{10}^{20}.

11.2.3 Fasci di elettroni prodotti da acceleratori

La qualità dei fasci di elettroni prodotti dagli acceleratori di uso medico è specificata, come per i fotoni, dalla capacità di penetrazione degli elettroni in acqua. Tale capacità può essere determinata misurando la dose assorbita, D_w, in funzione dello spessore di acqua attraversato. È utile quindi esaminare le modalità con cui la dose assorbita in acqua dovuta a un fascio di elettroni varia in funzione dello spessore di acqua attraversato e come la capacità di penetrazione in acqua di un fascio di elettroni sia correlabile alla loro energia.

11.2.3.a Le curve di dose in profondità per i fasci di elettroni

Un fascio di elettroni che incide in una massa d'acqua dà luogo a una dose assorbita in funzione della profondità in acqua, il cui andamento è quello

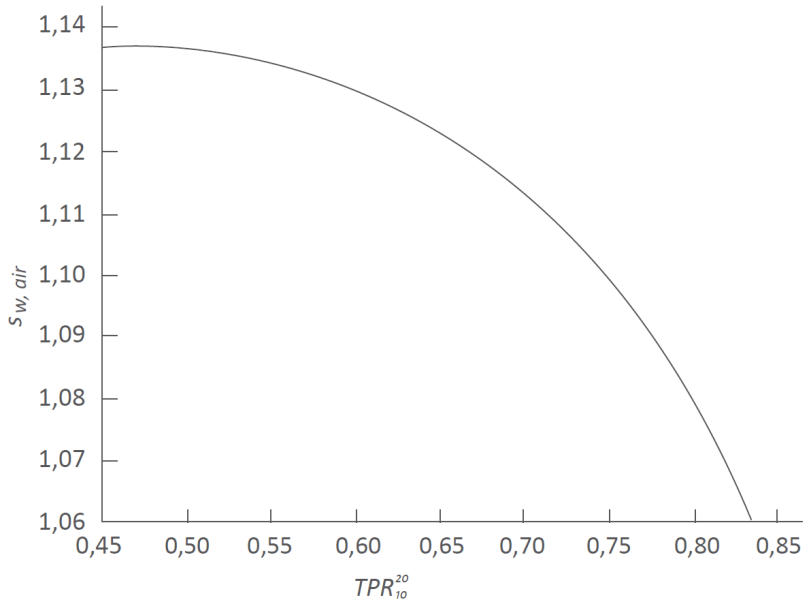


Figura 11.13 - Andamento del rapporto tra il potere frenante massico dell'acqua e quello dell'aria, $s_{w,air}$, per fasci di fotoni prodotti da acceleratori, in funzione dell'indicatore di qualità TPR_{10}^{20}. La non linearità della relazione rappresenta uno svantaggio di questo indicatore rispetto all'indicatore $PDD(10)_x$. La relativa semplicità di misura del TPR_{10}^{20} unitamente alla sua poco pronunciata dipendenza da $s_{w,air}$ per i valori più frequenti in radioterapia, rende tuttavia questo indicatore preferibile al $PDD(10)_x$ (dati tratti da IAEA 2000)

mostrato in figura 11.14 dove sono riportate alcune tipiche curve di *PDD* per fasci di elettroni con energie comprese fra 4 MeV e 20 MeV. La definizione di *PDD* per fasci di elettroni (e in generale di particelle cariche) è analoga a quella relativa ai fasci di fotoni (cfr. eq. 11.4). La forma della curva di *PDD* per un fascio di elettroni è sensibilmente diversa da quella relativa ai fotoni. Se si confrontano infatti le curve riportate nelle figure 11.5 e 11.14, risulta evidente che la *PDD* riguardante gli elettroni ha, per $d < d_{max}$, una crescita molto meno pronunciata rispetto alla *PDD* dei fotoni, mentre si verifica la situazione opposta alle profondità $d > d_{max}$. Questa diversità è dovuta ai diversi effetti nelle interazioni dei fotoni e degli elettroni incidenti in un mezzo, che nel caso specifico è l'acqua. Le modalità che danno origine a una curva di *PDD* per fasci di fotoni incidenti su un fantoccio d'acqua sono state descritte nel § 11.2.2.a.
In un fascio di elettroni le particelle che incidono sul fantoccio d'acqua provenienti dall'acceleratore hanno traiettorie che sono inizialmente parallele. All'aumentare della profondità nel mezzo, una parte delle iniziali traiettorie parallele diventano oblique a seguito dei processi di diffusione degli elettroni nel mezzo. Questo effetto può dar luogo, nella regione iniziale della curva, a un aumento della fluenza di elettroni sull'asse del fascio (dove è situato il punto di misura) e questo aumento è più o meno pronunciato a seconda dell'energia degli elettroni incidenti. L'aumento della *PDD* negli strati iniziali di acqua è sempre più modesto al

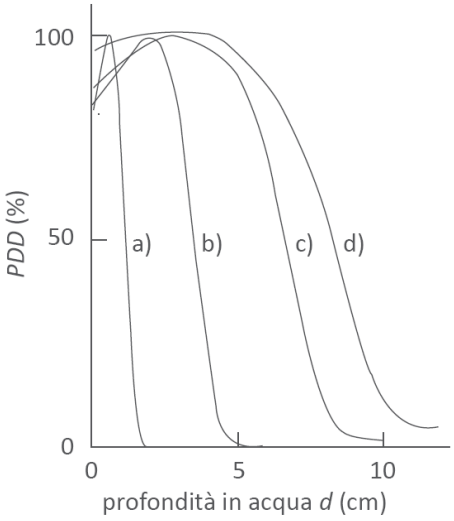


Figura 11.14 - Tipiche curve di *PDD* per fasci di elettroni prodotti da acceleratori per radioterapia con energia di: 4 MeV (a), 9 MeV (b), 15 MeV (c), e 20 MeV (d)

crescere dell'energia degli elettroni (cfr. fig. 11.14) e quindi al diminuire dell'angolo di diffusione degli elettroni secondari. La piccola pendenza della parte iniziale della curva di *PDD* rende, soprattutto alle energie degli elettroni più elevate, non sempre immediata la identificazione del massimo valore di $D_w(d)$ e quindi di d_{max}.
La dipendenza di d_{max} dall'energia nominale, E_0, del fascio di elettroni non ha, a differenza di quanto avviene per i fotoni, un andamento regolare o prevedibile. Tale dipendenza è infatti legata non solo a E_0 ma anche alle specifiche caratteristiche tecniche dell'acceleratore in esame fra cui in primo luogo il sistema di collimazione e quello dei fogli diffusori all'interno della testa di trattamento (cfr. § 10.2).
La forma della curva di *PDD* per gli elettroni è diversa da quella dei fotoni anche nella regione corrispondente alle profondità $d > d_{max}$. In questa regione della curva di *PDD* la principale differenza risiede nella pendenza che nel caso degli elettroni risulta molto più elevata rispetto a quella relativa ai fasci di fotoni. Il più forte gradiente nella diminuzione di D_w all'aumentare di d, per $d > d_{max}$, rende i fasci di elettroni più vantaggiosi rispetto ai fotoni in diversi trattamenti di radioterapia. Questa caratteristica consente infatti di ridurre apprezzabilmente la dose assorbita nei tessuti sani situati posteriormente al volume di trattamento lungo la direzione del fascio di radiazione.
Come è mostrato nell'esempio in figura 11.15, un'ulteriore differenza fra le curve di *PDD* relative ai fotoni e agli elettroni riguarda la parte finale della curva. A differenza delle curve di *PDD* per fotoni, quelle relative ai fasci di elettroni presentano nella parte finale una coda che si estende a profondità che vanno oltre il percorso massimo degli elettroni del fascio primario. Questa coda, degradante lentamente verso lo zero, è dovuta alle particelle cariche secondarie prodotte dalla bremsstrahlung che viene generata dagli elettroni del fascio primario a seguito del loro rallentamento in acqua. La presenza della coda di bremsstrahlung deriva dal fatto che la radiazione di frenamento ha un cammino libero medio tale che essa può continuare a produrre ionizzazioni anche oltre la profondità alla quale gli elettroni del fascio primario sono stati assorbiti completamente in acqua. La lunghezza della coda di bremsstrahlung e il contributo alla dose da essa derivante, aumentano al crescere dell'energia degli elettroni incidenti.
Le curve di *PDD* per elettroni differiscono da quelle relative ai fotoni anche per il fatto che i parametri dipendenti dall'energia presenti nell'espressione di D_w (cfr. cap. 12) variano con la profondità – soprattutto per $d > d_{max}$ – in modo molto più consistente per gli elettroni rispetto ai fotoni.
Per ragioni analoghe a quelle prima indicate nel caso dei fotoni, anche nei fasci di elettroni la dose assorbita nei punti sull'asse del fascio dipende

dalle dimensioni *A* del campo di radiazione. Le dosi nei punti sull'asse del fascio in funzione di *A* possono essere ottenute dall'uso di parametri come l'output factor, OF, - definito per i fasci di elettroni in modo analogo a quanto descritto in precedenza per i fotoni - richiede particolari cautele come sarà illustrato nel seguito (cfr. § 12.4).

11.2.3.b L'indicatore R_{50} per i fasci di elettroni

Analogamente a quanto già illustrato per i fotoni, anche per gli elettroni l'indicatore della qualità è un parametro che deve essere correlato univocamente alla loro energia e che sia al contempo più agevolmente e rapidamente misurabile rispetto a una misura diretta dell'energia degli elettroni. Alcune grandezze descrittive della capacità di penetrazione delle particelle cariche in un materiale sono state discusse nel capitolo 3 in riferimento alle diverse definizioni di *range* di un fascio di particelle cariche. Nessuna di tali grandezze rappresenta tuttavia una soluzione conveniente per ottenere un indicatore della qualità con le proprietà necessarie per questo parametro. Il *range* R_{CSDA} è infatti una grandezza chesi calcola a partire dalla conoscenza dell'energia degli elettroni, richiedendo quindi preventivamente proprio l'informazione di cui non si dispone. Il *range estrapolato,* R_e, introdotto essenzialmente per fornire una misura

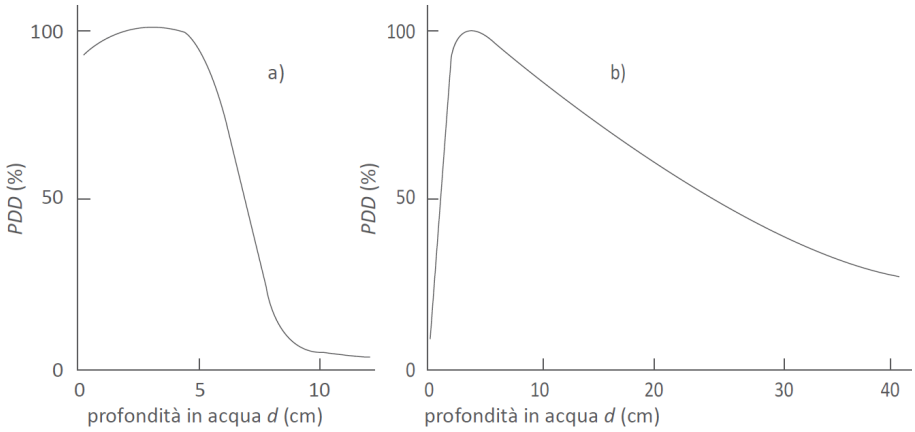


Figura 11.15 - Tipiche curve di *PDD* per: (a) fasci di elettroni da 15 MeV, (b) fasci di fotoni prodotti in acceleratori da 18 MeV. A differenza della curva di *PDD* per fasci di fotoni, la parte iniziale della curva di *PDD* per elettroni cresce molto lentamente mentre decresce con un maggior gradiente alle più elevate profondità dopo il massimo di dose assorbita

dello spessore massimo che un fascio di elettroni riesce ad attraversare in un mezzo, correla in modo diretto non l'energia degli elettroni ma il numero di particelle allo spessore da esse attraversato in un dato materiale (cfr. § 3.3.3).
Le misure di *PDD* in fantoccio d'acqua hanno invece la caratteristica di fornire gli elementi utili per estrarre da esse un indicatore della qualità anche per i fasci di elettroni. Nella figura 11.16 è riportata una tipica curva di *PDD* per fasci di elettroni, simile a quelle già mostrate nelle figure 11.14 e 11.15 a), ma con alcune indicazioni aggiuntive. Queste indicazioni evidenziano alcuni parametri direttamente utilizzabili per l'individuazione di un indicatore della qualità del fascio di elettroni considerato. Si tratta di parametri basati su alcune accezioni di *range* degli elettroni in acqua, diverse ma non dissimili concettualmente da alcune di quelle introdotte nel capitolo 3. Essi sono, in particolare, il *range* R_{100}, il *range* R_{50} e il *range pratico,* R_p, le cui definizioni sono intuitivamente deducibili anche dalla semplice osservazione diretta della figura 11.18. Il *range* R_{100} e il *range* R_{50} corrispondono alle profondità in acqua alle quali la *PDD* assume, rispettivamente, il massimo valore (100%) e la metà (50%) del massimo valore della dose assorbita in acqua D_w. Il *range pratico,* R_p, ha una definizione identica a quella del

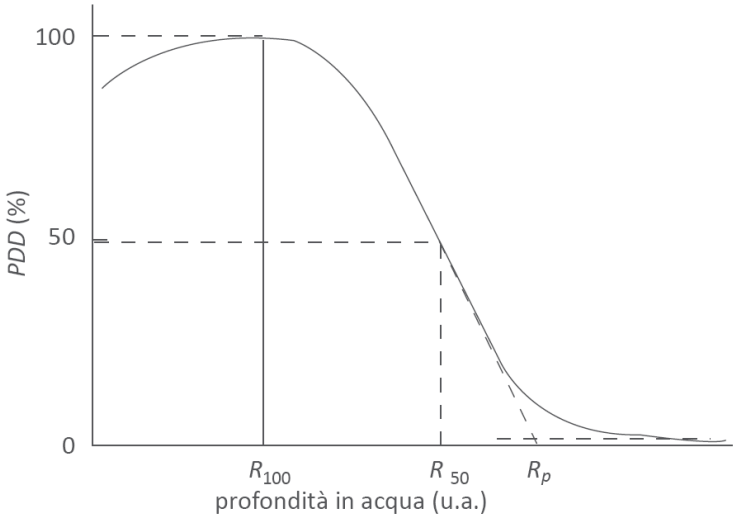


Figura 11.16 - Tipica curva di *PDD* per un fascio di elettroni in un fantoccio ad acqua. La curva mostra la lenta salita della dose fino al suo valore massimo e la successiva rapida discesa verso il livello del fondo di bremsstrahlung. In figura sono indicate le principali grandezze che si riferiscono al potere di penetrazione degli elettroni nel mezzo assorbitore: R_{100}, R_{50}, e R_p

range estrapolato, R_e, (cfr. § 3.3.3) tenendo comunque presente la circostanza che il *range* R_p si determina dalla curva di *PDD*, mentre il *range* R_e è riferito alla curva che descrive le variazioni della fluenza di elettroni in funzione della profondità del mezzo. Le due curve hanno un diverso andamento poiché la curva di *PDD* tiene conto non solo delle variazioni della fluenza degli elettroni lungo la profondità, ma anche di altre grandezze che figurano nell'espressione di D_w (cfr. cap. 12) e che variano con l'energia degli elettroni e quindi con la profondità del mezzo. I *range* R_{100}, R_{50} e R_p, sono parametri facilmente individuabili nell'esaminare una curva di *PDD*, essendo essi associati a luoghi notevoli della curva, quali la profondità alla quale *PDD* = 100%, (R_{100}), quella alla quale *PDD* = 50%, (R_{50}), e quella che approssima il fine percorso degli elettroni (R_p). In modo del tutto analogo si possono definire a partire dalla curva di *PDD* altri parametri, come R_{90}, R_{80} ecc. Ciascuno di questi *range* ottenibili dalla curva di *PDD*, è correlabile all'energia degli elettroni incidenti sul fantoccio d'acqua. La scelta di quale fra questi parametri possa in modo più adeguato rappresentare un indicatore della qualità è legata essenzialmente a motivi di convenienza pratica quali, ad esempio, la possibilità che fra l'indicatore della qualità e l'energia del fascio di elettroni esista una relazione lineare. A tale scopo è necessario definire le condizioni cui riferire l'energia del fascio degli elettroni. Infatti l'energia delle particelle, così come lo spettro di energia della loro fluenza, variano man mano che il fascio si propaga dall'uscita dell'acceleratore verso il fantoccio d'acqua e poi al suo interno. La situazione a riguardo è schematizzata nella figura 11.17 dove sono riportate le variazioni che subisce lo spettro di energia del fascio degli elettroni quando essi si propagano lungo la direzione di incidenza a partire dall'uscita della finestra sottile dell'acceleratore, (a), per giungere prima sulla superficie del fantoccio d'acqua, (b), e poi a una data profondità, d, in acqua, (c). In uscita dall'acceleratore, lo spettro degli elettroni è relativamente stretto ed è tipico dell'acceleratore in esame. La distribuzione rispetto all'energia della fluenza degli elettroni uscenti dall'acceleratore è caratterizzata da un valor medio dell'energia, $\overline{E}_u$, e dal suo valore più probabile, $E_{p,u}$. Come è mostrato nella figura 11.17 a), i valori di queste due energie non coincidono fra loro. Infatti gli effetti di diffusione degli elettroni nella finestra sottile, pur essendo di modesta entità, sono comunque tali per cui lo spettro subisce uno spostamento verso le basse energie, unitamente a un allargamento a causa delle fluttuazioni nelle perdite di energia. Poiché anche l'allargamento dello spettro non può che avvenire solo verso le basse energie, lo spettro risultante non è mai simmetrico.

Nel percorrere il tratto in aria dalla finestra dell'acceleratore fin sulla superficie del fantoccio d'acqua, gli elettroni perdono energia causando un ulteriore spostamento e allargamento dello spettro verso le basse

energie. Sulla superficie dell'acqua (profondità d = 0) gli elettroni avranno dunque un'energia media $\overline{E}_0 < \overline{E}_u$ e si avrà anche $E_{p,0} < E_{p,u}$ nonché $E_{p,0} - \overline{E}_0 > E_{p,u} - \overline{E}_u$ (cfr. fig. 11.17 b). La perdita di energia è ancor più consistente una volta che il fascio degli elettroni penetra a maggiori profondità in acqua. Anche l'allargamento dello spettro è più pronunciato, a maggiori profondità, poiché le fluttuazioni nelle perdite di energia aumentano al diminuire dell'energia degli elettroni. All'aumentare di d diminuiscono dunque sia l'energia media, $\overline{E}_d$, sia l'energia più probabile, $E_{p,d}$, degli elettroni. Per $d > 0$, si avrà in generale $\overline{E}_d < \overline{E}_0$ e anche $E_{p,d} < E_{p,0}$ nonché $\overline{E}_{p,d} - \overline{E}_d > E_{p,0} - \overline{E}_0$ (cfr. fig. 11.17 c). Sia $\overline{E}_0$ che $E_{p,0}$ sono grandezze che ben caratterizzano in termini di energia un fascio di elettroni nelle sue condizioni di impiego. Entrambi i valori di $\overline{E}_0$ e di $E_{p,0}$ dipendono infatti sia dall'energia degli elettroni in uscita dall'acceleratore, sia dalle condizioni di irraggiamento (quali la distanza sorgente-fantoccio d'acqua, le dimensioni del campo di

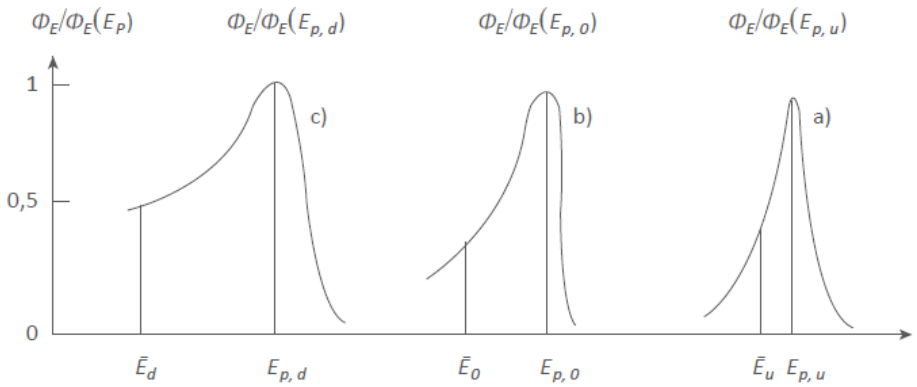


Figura 11.17 – Distribuzioni, rispetto all'energia, della fluenza di elettroni prodotti in un acceleratore. I valori di Φ_E sono normalizzati al massimo della distribuzione. La curva a) è lo spettro in uscita dall'acceleratore, la cui larghezza è dovuta alla diffusione degli elettroni nell'attraversare la finestra di uscita dell'acceleratore; lo spettro in uscita ha un'energia più probabile (il valore modale), $E_{p,u}$, e un'energia media, $\bar{E}_u$. La curva b) è lo spettro in un punto in aria prossimo alla superficie del fantoccio prima che gli elettroni interagiscano con l'acqua; lo spettro b) è simile allo spettro a) ma ha una maggiore larghezza dovuta alla diffusione degli elettroni con l'aria con conseguente incremento della fluenza alle basse energie; lo spettro b) ha quindi un'energia più probabile $E_{p,0} < E_{p,u}$ e un'energia media, $\bar{E}_0 < \bar{E}_u$. La curva c) è lo spettro in un punto in acqua nel fantoccio alla profondità d; lo spettro c) ha un'ampiezza ancor maggiore rispetto ai precedenti, con un ulteriore incremento della fluenza alle basse energie; lo spettro c) ha un'energia più probabile $E_{p,d} < E_{p,0}$ e un'energia media, $\bar{E}_d < \bar{E}_0$ (cfr. ICRU 1984)

radiazione, l'angolo di incidenza del fascio sul fantoccio ecc.) che, per il medesimo acceleratore, modificano in misura diversa i valori di $\overline{E}_u$ e di $E_{p,u}$.

Ciascuno dei *range* R_{100}, R_{50} e R_p, è correlabile sia con $\overline{E}_0$ che con $E_{p,0}$. La scelta del più appropriato tipo di *range* come indicatore della qualità dipende essenzialmente da motivi di ordine pratico e specificamente dal fatto che per un dato tipo di *range* si abbia una correlazione con $\overline{E}_0$ o con $E_{p,0}$ che risulti univoca e la più agevolmente determinabile. Una relazione lineare, la correlazione che meglio risponde a questo scopo, sussiste fra $\overline{E}_0$ e R_{50} mentre fra $E_{p,0}$ e R_p si ha una corrispondenza che non è rigorosamente lineare soprattutto all'aumentare dell'energia (e quindi di R_p). In particolare si ha (cfr. ICRU 1984):

$$\overline{E}_0 = C_1 R_{50} \tag{11.10}$$

e

$$E_{p,0} = C_2 + C_3 R_p + C_4 R_p^2 \tag{11.11}$$

con C_1 = 2,33 MeV cm^{-1}, C_2 = 0,22 MeV, C_3 = 1,98 MeV cm^{-1}, C_4 = 0,0025 MeV cm^{-2}.

Le variazioni del *range* R_{100} in funzione dell'energia sono meno pronunciate di quelle relative a R_{50} e R_p soprattutto oltre i 10 MeV. Inoltre la dipendenza di R_{100} da $\overline{E}_0$ o da $E_{p,0}$ non è mai lineare entro tutto l'intervallo di energie di interesse in radioterapia.

In definitiva, il *range* R_{50} risulta essere il parametro più conveniente come indicatore della qualità di un fascio di elettroni. Le relazioni (11.10) e (11.11) sono valide per fasci paralleli di elettroni e per campi molto grandi. Per campi con sezioni, A, inferiori a 10 cm^2 il valore di R_{50} risulta infatti dipendere sensibilmente dal valore di A a parità di energia degli elettroni. È importante perciò assicurare che, nel determinare la qualità di un fascio di elettroni tramite i parametri R_{50} ed $\overline{E}_0$, le dimensioni del campo in esame siano sufficientemente ampie, in pratica non inferiori a 10 cm^2, e la distanza, *SSD*, fra la sorgente e la superficie del fantoccio non sia inferiore a 1 m. Nella determinazione di R_{50} ed $\overline{E}_0$, in condizioni sperimentali molto diverse da quelle indicate (in particolare con fasci molto sottili) aumenta l'incertezza di misura tanto più quanto più da esse ci si discosta. Valori indicativi di R_{50}, R_p e R_{100} in funzione di alcuni valori di $\overline{E}_0$ sono riportati nella tabella 11.2.

La determinazione di R_{50} comporta, in base alla definizione di questo parametro, la conoscenza delle curve di *PDD* e quindi la determinazione della dose assorbita in acqua, D_w, in funzione della profondità d. D'altra parte la determinazione di $D_w(d)$ presuppone la conoscenza di svariati parametri dipendenti dall'energia (cfr. cap. 12) che si ottengono proprio in funzione dell'indicatore R_{50}. Una rigorosa determinazione di R_{50}

richiederebbe quindi un procedimento iterativo basato su approssimazioni successive che, sebbene non complesso, risulta di non rapida esecuzione. Si può superare questa difficoltà ricavando il *range* R_{50} non da curve di *PDD* ma da curve di ionizzazione costruite con il segnale di carica, $M(d)$, fornito da opportuni rivelatori in funzione della profondità in acqua. Se si usano diodi al silicio l'andamento di $M(d)$ è simile a quello di $D_w(d)$ poiché il rapporto dei poteri frenanti fra silicio e acqua (cfr. cap. 12) è pressoché indipendente dall'energia degli elettroni e quindi dalla profondità in acqua. Le curve del segnale $M(d)$ sono in tal caso sovrapponibili alle curve di *PDD* e forniscono perciò valori di R_{50} sufficientemente accurati. Se le curve di ionizzazione in profondità sono misurate con una camera a ionizzazione, esse non sono sovrapponibili a quelle di *PDD* ma da esse possono essere ottenuti accurati valori di R_{50} utilizzando le seguenti relazioni empiriche (cfr. IAEA, 2000):

$$R_{50} = 1{,}029\,R_{50}^{ion} - 0{,}06 \text{ , per 2 cm} \le R_{50}^{ion} \le 10 \text{ cm} \qquad (11.12)$$

$$R_{50} = 1{,}059\,R_{50}^{ion} - 0{,}37 \text{, per } R_{50}^{ion} \ge 10 \text{ cm} \qquad (11.13)$$

dove R_{50}^{ion} (espresso in centimetri) è, in analogia alla definizione di R_{50}, la profondità in acqua alla quale il segnale M si dimezza rispetto al suo valore massimo nella curva di ionizzazione $M(d)$.
Il *range* R_{50}^{ion} può essere correlato a $\overline{E}_0$ sia tramite la 11.12 e la 11.13, sia direttamente tramite la relazione empirica (cfr. IAEA 1999):

$$\overline{E}_0 \cong 2{,}38\,R_{50}^{ion} \qquad (11.14)$$

che è però basata su un'approssimazione meno rigorosa della 11.10.

Tabella 11.2 - Valori indicativi (arrotondati) dei range R_{100}, R_{50} e R_p, per fasci di elettroni con diversi valori dell'energia media alla superficie del fantoccio, $\bar{E}_0$

$\bar{E}_0$ (MeV)	R_{100} (cm)	R_{50} (cm)	R_p (cm)
6	1,5	2,5	3
7	2	3	4
9	3	4	5
11	3,5	5	6
14	4,5	6	7
17	5	7	9

La conoscenza delle energie $\overline{E}_0$ ed $E_{p,0}$ è importante per sapere come varia l'energia degli elettroni una volta che il fascio sia penetrato nell'acqua e si propaghi in profondità. L'energia più probabile E_p varia infatti con la profondità d in acqua lungo l'asse del fascio di elettroni, in funzione del valore $E_{p,0}$ che essa assume in superficie, secondo la relazione:

$$E_p(d) = E_{p,0}\left(1 - \frac{d}{R_p}\right) \tag{11.15}$$

dove E_p è espressa in MeV e R_p in cm. Dalla 11.15 si ricava con alcune approssimazioni un'analoga espressione in cui l'energia più probabile è sostituita dall'energia media, ottenendo (cfr. IAEA 1999):

$$\overline{E}(d) = \overline{E}_0\left(1 - \frac{d}{R_p}\right) \tag{11.16}$$

L'approssimazione su cui è basata la 11.16, nota come relazione di Harder, pone dei limiti alla sua applicazione in quanto essa perde man mano di accuratezza all'aumentare dell'energia degli elettroni oltre i 10 MeV.

11.2.4 Fasci di protoni e di ioni

Per i fasci di protoni e di ioni prodotti dagli acceleratori di uso medico la determinazione della qualità viene fatta, come per gli elettroni e i fotoni, in relazione alle capacità di penetrazione delle particelle in acqua. I protoni e gli ioni, che hanno con la materia interazioni di tipo elettromagnetico – come i fotoni e gli elettroni, danno luogo anche a interazioni di tipo forte facendo parte della famiglia degli adroni. La radioterapia con fasci di protoni o di ioni è perciò comunemente denotata anche come adroterapia. Alle energie di interesse per la radioterapia, le interazioni di queste particelle (soprattutto dei protoni) sono però prevalentemente di tipo elettromagnetico. Indipendentemente dalla diversa natura delle interazioni cui tutti questi diversi tipi di radiazione possono dar luogo, la grandezza tramite cui si misura la capacità di penetrazione in acqua è sempre, così come per i fasci di fotoni ed elettroni, la dose assorbita in acqua, D_w. Anche per i protoni e gli ioni infatti, la dose D_w varia in funzione dello spessore di acqua attraversato e questa variazione è correlabile in modo univoco all'energia del fascio delle particelle. A tal riguardo è necessario esaminare le curve di *PDD* in acqua dovute a fasci di protoni o di ioni.

11.2.4.a Le curve di dose in profondità per i fasci di protoni e di ioni

Per un fascio di protoni che incide in un mezzo, l'andamento della dose assorbita in funzione della profondità è caratterizzato dal tipico picco di Bragg presente alla fine del percorso delle particelle. La dose assorbita dipende infatti dal potere frenante del mezzo (cfr. cap. 12) che, a fine percorso, quando l'energia delle particelle è molto bassa, ha un forte aumento (cfr. § 3.3.1.b).
Per gli ioni l'andamento della dose assorbita è analogo a quello relativo ai protoni, ma per gli ioni l'effetto della concentrazione della perdita di energia a fine percorso è ancor più pronunciato, risultando infatti il picco di Bragg degli ioni più stretto di quello tipico dei protoni. Inoltre le curve di *PDD* degli ioni presentano a fine percorso una tipica coda assente nelle curve di *PDD* per protoni. Questa coda è dovuta ai nuclei prodotti dagli ioni in reazioni nucleari di frammentazione. Questi nuclei di frammentazione possono avere una velocità confrontabile a quella degli ioni del fascio primario e per questo possono raggiungere profondità superiori a quella in cui gli ioni che li hanno prodotti si arrestano. La presenza di questi nuclei di frammentazione nei fasci di ioni per adroterapia influenza la risposta biologica dei tessuti irradiati e di ciò si deve tener conto nel fissare i valori ottimali di dose assorbita nei diversi

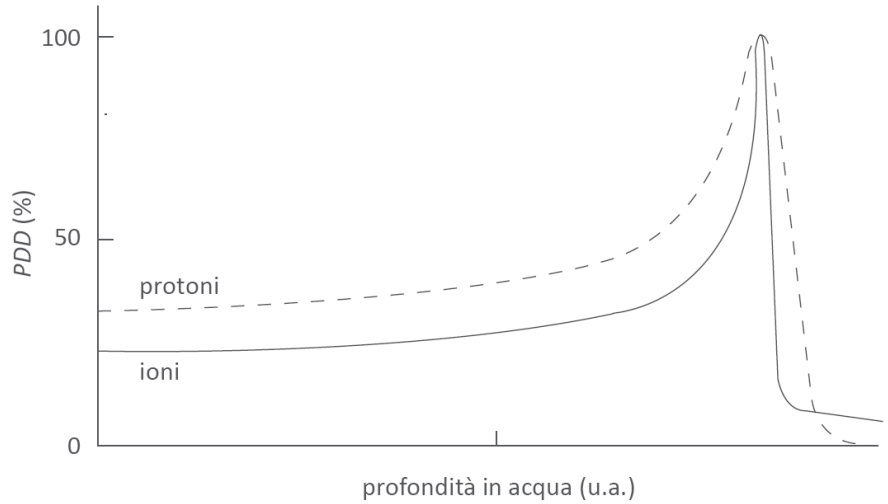


Figura 11.18 - Tipiche curve di *PDD* in acqua relative a fasci di protoni e di ioni. Il picco di Bragg della curva relativa agli ioni è sensibilmente più stretto rispetto a quello dei protoni. Nella curva di *PDD* relativa agli ioni è evidente la coda a fine percorso dovuta a nuclei prodotti da reazioni nucleari di frammentazione

tipi di trattamento. Il tipico andamento della dose assorbita per fasci di protoni e di ioni è mostrato, rispettivamente, nelle due curve di *PDD* in figura 11.18. La diversità delle curve di *PDD* dei fasci di protoni e di ioni rispetto a quelle riguardanti i fasci di fotoni e di elettroni è notevole. Per i fotoni e gli elettroni il massimo valore della dose assorbita si ha a una profondità, d_{max}, alla quale la radiazione ha ancora sufficiente energia da poter attraversare il mezzo fino a profondità sensibilmente oltre d_{max}. I protoni e gli ioni, che hanno invece speso alla profondità d_{max} (corrispondente al picco di Bragg) la quasi totalità della loro energia, hanno una minima capacità di penetrare ulteriormente nel mezzo oltre d_{max}. La diversità nelle curve di *PDD* dei diversi tipi di particelle riguarda inoltre i valori di d_{max} che, a parità di energia, si ottengono con i diversi tipi di radiazione. Valori indicativi delle energie e dei corrispondenti valori di d_{max} per fasci di protoni e di alcuni tipi di ioni, sono riportati nella tabella 11.3.
Come già illustrato nel § 10.2, la radioterapia con fasci di protoni e di ioni utilizza di norma fasci modificati in modo da ottenere il picco di Bragg allargato (SOBP). Le curve di dose in profondità cui si fa riferimento per la determinazione dell'indicatore di qualità del fascio sono quindi usualmente le *PDD* con picco di Bragg allargato come quelle mostrate nell'esempio in figura 11.19.

Tabella 11.3 - Valori indicativi di d_{max} in acqua (in corrispondenza del picco di Bragg) per fasci di protoni e di alcuni tipi di ioni (di diverso numero di massa, *A*, diversa carica, *Z*, e diversa energia $\bar{E}$). I valori di d_{max} sono indicativi poiché l'effettiva profondità del picco di Bragg dipende dalle condizioni sperimentali di misura (quali la distribuzione di energia delle particelle intorno al valore medio, $\bar{E}$, la distanza sorgente-superficie del fantoccio ecc.)

Protoni		Ioni		
$\bar{E}$ (MeV)	d_{max} (cm)	Tipo di ioni ($^{A}N^{+Z}$)	$\bar{E}/A$ [(i)] (MeV/u)	d_{max} (cm)
65	3	$^{4}He^{+2}$	200	26
80	5	$^{7}Li^{+3}$	230	26
115	10	$^{14}N^{+7}$	400	25
175	20	$^{12}C^{+6}$	250	12
200	25	$^{12}C^{+6}$	300	17
220	30	$^{12}C^{+6}$	400	27

[(i)] Per un fascio di ioni l'energia cinetica di ciascuna particella è solitamente espressa in termini di energia per unità di massa atomica e quindi in termini di MeV/u, dove u è l'unità di massa atomica (cfr. § 3.3.1.a, Nota). L'energia cinetica dello ione espressa in MeV/u è denotata anche come energia per nucleone in quanto essa corrisponde all'energia cinetica di ciascun protone e neutrone dello ione. L'energia cinetica dello ione espressa in MeV si ottiene quindi dal prodotto dell'energia per nucleone per il numero di massa, *A*, dello ione.

11.2.4.b L'indicatore R_{res} per i fasci di adroni

La scelta dell'indicatore della qualità di un fascio di adroni, costituiti da protoni o da ioni più pesanti, non può prescindere dal fatto che i fasci di adroni in radioterapia sono quasi sempre fasci modulati con un *SOBP* la cui estensione varia, a parità di energia massima del fascio di particelle, a seconda delle esigenze del trattamento. Le caratteristiche fisiche del fascio, in particolare il suo spettro di energia che ne determina le modalità di assorbimento, non possono quindi essere esaurientemente descritte da un parametro legato soltanto al *range*, come per gli elettroni. In pratica, per una data conformazione della curva di *PDD* di un fascio di adroni, le caratteristiche del fascio risultano univocamente fissate se, insieme al *range* delle particelle di quel fascio si specifica anche la coordinata, *z*, in acqua lungo la direzione del fascio, alla quale si intende fare la misura o comunque caratterizzare il fascio. L'energia delle particelle a una data profondità *z* dipende infatti da quanta energia le particelle hanno speso prima di *z*.
L'indicatore della qualità per i fasci di adroni è il *range residuo*, R_{res}, definito come (cfr. IAEA 2000):

$$R_{res} = R_p - z \tag{11.17}$$

dove *z* è la profondità in acqua alla quale il parametro R_{res} è riferito e R_p è

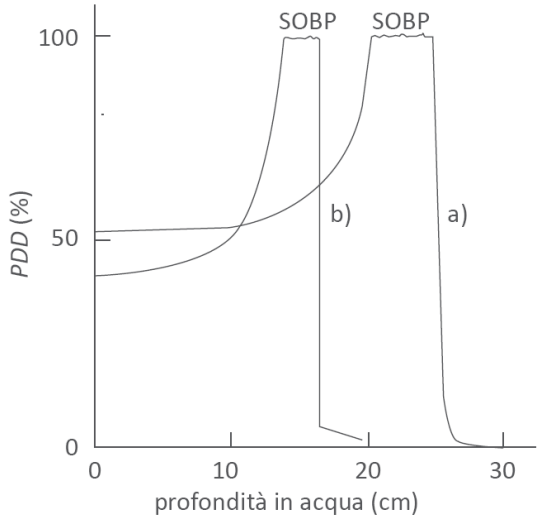


Figura 11.19 - Esempi di curve di *PDD* in acqua per: a) un fascio modulato di protoni con E_{max} di circa 200 MeV e una larghezza del SOBP di circa 5 cm, b) un fascio modulato di ioni di $^{12}C^{+6}$ con E_{max} di circa 300 MeV/u e una larghezza del SOBP di circa 2 cm. Nella curva di *PDD* relativa agli ioni carbonio si distingue la coda a fine percorso dovuta a nuclei prodotti da reazioni nucleari di frammentazione

il *range pratico* del fascio di particelle considerato. Il *range pratico* corrisponde alla profondità in acqua alla quale la dose assorbita, D_w, si è ridotta al 10% del suo valore massimo. La definizione del *range pratico* per i fasci di adroni non coincide quindi con quella che con lo stesso nome è stata data per i fasci di elettroni (cfr. § 11.2.3.b).
Nella figura 11.20 è mostrato un esempio di curva di *PDD* per un fascio modulato di adroni nella quale risulta evidente la definizione di R_p e di R_{res}. Per un dato fascio di protoni o di ioni, con una data energia massima e una data ampiezza del picco allargato, il valore di R_{res} aumenta o diminuisce a seconda che z si sposti in posizioni più vicine o più lontane dalla superficie del fantoccio d'acqua. La profondità alla quale nella prevalenza dei casi si determina il valore di R_{res} per un dato fascio di protoni o di ioni, è quella corrispondente a metà larghezza del picco allargato. Questa profondità è detta profondità di riferimento, z_{ref}, come anche indicato nella figura 11.20. Analogamente agli indicatori della qualità dei fasci di fotoni e di elettroni, il parametro R_{res} è correlato univocamente allo spettro di energia e all'energia massima per i fasci di protoni e di ioni e può essere agevolmente determinato sperimentalmente.

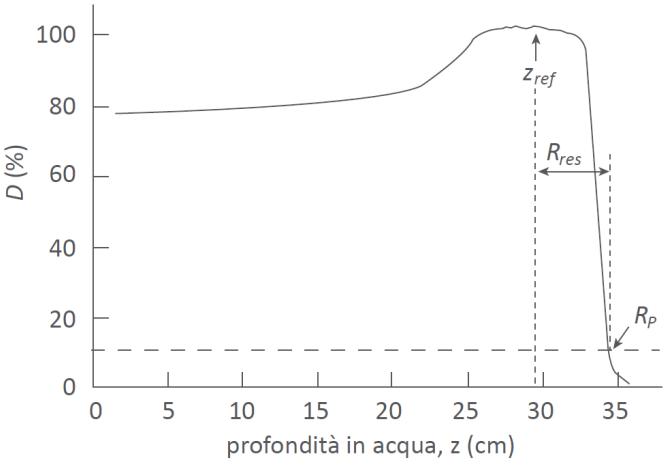


Figura 11.20 - Tipica curva di *PDD* relativa a un fascio di protoni da circa 240 MeV con SOBP. Nel grafico sono mostrati il range pratico, R_p, (secondo la sua definizione) e la profondità di riferimento z_{ref} (al centro del picco allargato) con il range residuo, $R_{res,}$ ad essa corrispondente

11.3 Indicatori della qualità per le sorgenti di radiazione per la brachiterapia e la medicina nucleare

Le sorgenti radioattive utilizzate in brachiterapia e in medicina nucleare sono, rispettivamente, di tipo solido e liquido. In ciascun caso è diverso l'indicatore della qualità della radiazione prodotta dalla sorgente. Per determinare la qualità della radiazione emessa dalle sorgenti usate in brachiterapia e in medicina nucleare (tipicamente radionuclidi emettitori beta-gamma o beta puri) non si utilizzano indicatori basati su misure di assorbimento come quelli descritti per i fasci di radiazione collimati. Accurate misure di assorbimento non sarebbero infatti agevoli con questo tipo di sorgenti. D'altra parte la determinazione della dose assorbita in acqua in diversi punti può essere fatta, per le sorgenti solide, a partire dalla conoscenza del kerma in aria o della dose assorbita in acqua che queste sorgenti determinano in punti e in condizioni di riferimento, e per le sorgenti liquide a partire dalla conoscenza dell'attività della sorgente.

Per le sorgenti solide che emettono fotoni, una grandezza direttamente correlata alla fluenza Φ dei fotoni emessi è il kerma in aria, $K_a(P)$, (cfr. § 4.3) che questi fotoni determinano in un punto P in aria. Pertanto se per una sorgente emettitrice di fotoni si conosce, oltre al radionuclide da cui essa è costituita, anche il valore di $\dot{K}_a(P)$ in un punto in aria posto a una data distanza dalla sorgente, risultano definite tutte le caratteristiche dosimetriche della radiazione emessa da quella sorgente. Ciò consente di individuare un indicatore della qualità per le sorgenti solide radioattive che emettono fotoni, di fatto la grande maggioranza dei radioisotopi. Questo indicatore è il *rateo di kerma in aria di riferimento* (reference air-kerma rate):

$$\dot{K}_a(d_{ref}) = \left(\frac{\mathrm{d}K_a}{\mathrm{d}t} \right)_{d_{ref}=1\ \mathrm{m}} \quad (\mathrm{Gy\ s^{-1}}) \tag{11.18}$$

dove $\dot{K}_a(d_{ref})$ è il rateo di kerma in aria misurato in aria alla distanza dalla sorgente d_{ref} = 1 m e corretto per l'attenuazione e la diffusione della radiazione da parte dell'aria.

La convenienza del parametro $\dot{K}_a(d_{ref})$ come indicatore della qualità deriva dal fatto che esso caratterizza adeguatamente le proprietà della sorgente e consente le determinazioni dosimetriche nel mezzo in cui la sorgente è introdotta. La dose assorbita in un punto in acqua, dovuta a una sorgente per brachiterapia, può essere infatti espressa in funzione di $\dot{K}_a(d_{ref})$ (cfr. cap. 13).

L'indicatore $\dot{K}_a(d_{ref})$ presuppone che la sorgente solida cui esso si riferisce emetta radiazione gamma (oltre a eventuali altri tipi di radiazione) e sia impiegata proprio in quanto sorgente di fotoni. La definizione di kerma

non è infatti applicabile alle particelle cariche.
Per le sorgenti che emettono radiazione beta – sia elettroni che positroni – e sono impiegate come tali indipendentemente dal fatto che esse possano emettere anche fotoni, il parametro utilizzato dipende dalla circostanza che le sorgenti considerate siano sorgenti solide sigillate (impiegate essenzialmente per radioterapia) o sorgenti disciolte in soluzioni liquide (impiegate essenzialmente per radiodiagnostica e in alcuni casi in radioterapia).
Per le sorgenti, solide sigillate, di radiazione beta l'indicatore tramite cui specifica il loro campo di radiazione è il *rateo di dose assorbita di riferimento*:

$$\dot{D}_w(r_0,\theta_0) \tag{11.19}$$

dove r_0 e θ_0 sono le coordinate (la distanza r e l'angolo θ rispetto al centro della sorgente) che identificano il punto di riferimento, $P(r_0,\theta_0)$ al quale viene determinato il rateo di dose assorbita in acqua, $\dot{D}_W$, dovuto alla radiazione beta della sorgente. Il punto di riferimento $P(r_0,\theta_0)$ varia, in base ai valori convenuti a seguito di raccomandazioni internazionali (cfr. ICRU 2004), a seconda del tipo di sorgente. Per sorgenti a configurazione planare (piastrine o dischetti) il punto $P(r_0,\theta_0)$ ha la distanza di 1 mm dalla superficie della sorgente a un dato angolo. Per le sorgenti di tipo filiforme o a forma di grani il punto P_0 ha la distanza di 2 mm dal centro della sorgente a un dato angolo.
Per le sorgenti in soluzioni liquide, correntemente usate in medicina nucleare, l'uso di indicatori della qualità, quali il $\dot{K}_a(d_{ref})$ per le sorgenti di radiazione gamma e il $\dot{D}_W(r_0,\theta_0)$ per le sorgenti di radiazione beta, sarebbe problematico. Le sorgenti liquide (che di norma si introducono nel paziente per via endovenosa) hanno infatti una localizzazione diffusa nell'organismo. Ciò rende complicato definire un valore di kerma o di dose assorbita di riferimento poiché queste grandezze sono definite in un punto a una specificata distanza dalla sorgente e presuppongono quindi che la sorgente sia anch'essa ben localizzata in un punto.
La specificazione della qualità riferita alle sorgenti radioattive liquide è fatta perciò limitandosi a precisare il tipo di radionuclide e l'attività, A, della sorgente (cfr § 9.2.1). In linea di principio queste due informazioni sono di per sé sufficienti per una rigorosa caratterizzazione, in un punto, del campo di radiazione derivante dalla sorgente. Per un radionuclide, infatti, le caratteristiche attinenti al tipo di radiazione e alla sua energia sono univocamente definite dallo schema di decadimento del radionuclide considerato (cfr. § 9.2.2). Il metodo di determinazione di D_w a partire dalla conoscenza dell'attività, A, del radionuclide considerato risulta in pratica molto meno accurato rispetto a tutti i metodi dosimetrici basati sugli altri indicatori di qualità illustrati in precedenza. Il motivo di

questa minore accuratezza è essenzialmente dovuto al fatto che la determinazione di D_w in funzione dell'attività della sorgente richiede numerose approssimazioni.
La caratterizzazione di una sorgente in termini di $\dot{K}_a(d_{ref})$ o di $\dot{D}_w(r_0,\theta_0)$ o di A non è fatta, di norma, dagli utilizzatori ma dagli istituti metrologici o dai centri di taratura accreditati. Questa caratterizzazione corrisponde infatti a una taratura per la quale è emessa una formale certificazione. Prima di utilizzare una sorgente per brachiterapia o per medicina nucleare è importante accertare che essa abbia un certificato di taratura in termini di $\dot{K}_a(d_{ref})$ o di $\dot{D}_w(r_0,\theta_0)$ o di A, in relazione al tipo di sorgente.

Bibliografia

Hubbell J. H., *Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorbtion Coefficients From 10 keV to 100 GeV*, NSRDS-NBS 29, NBS 1969 - Gaithersburg, MD 20899 USA (www.physics.nist.gov).

ICRU Report 35, *Radiation Dosimetry: Electron Beams with Energies between 1 and 50 MeV*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1984.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley& Sons, 1986.

ICRU Report 59, *Clinical Proton Dosimetry – Part I: Beam Production, Beam Delivery and Measurement of Absorbed Dose*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1998.

IAEA TRS 277, *Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams: An International Code of Practice*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1999.

AAPM, *AAPM's TG-51 Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon and Electron Beams, Task Group No. 51*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 26, 1847-1870, 1999.

IAEA TRS 398, *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2000.

ICRU Report 64, *Dosimetry of High-Energy Photon Beams based on Standards of Absorbed Dose to Water*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2001.

ICRU Report 72, *Dosimetry of Beta Rays and Low-Energy Photons for Brachytherapy with Sealed Sources*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2004.

Podgorsak E. B. (Ed.), *Radiation Oncology Physics, A Handbook for Teachers and Students*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.

Khan F. M., *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott Williams & Wilkins-Wolters Kluwer, Baltimore-Philadelphia, 2010.

Capitolo 12

METODI DOSIMETRICI PER I FASCI COLLIMATI DI FOTONI E DI PARTICELLE CARICHE USATI IN RADIOTERAPIA

12.1 Introduzione

La dosimetria nei fasci collimati di radiazione per radioterapia richiede misure di vario tipo, raggruppabili in due categorie: la "dosimetria di base" e la "dosimetria clinica".
La dosimetria di base ha lo scopo di determinare la dose assorbita in acqua in condizioni di riferimento, cioè in determinati punti in un fantoccio d'acqua omogeneo irradiato da un fascio di radiazione con determinate caratteristiche di energia e con dimensioni di campo e angolo di incidenza prefissati.
I valori dosimetrici di riferimento così ottenuti consentono di ottenere, con procedimenti di calcolo detti "piani di trattamento", i valori di dose assorbita nelle diverse regioni d'interesse degli organi irradiati con fasci di radiazione analoghi (per tipo ed energia della radiazione) a quelli usati nelle condizioni di riferimento.
La dosimetria clinica comprende tutte le misure da effettuare quando le condizioni sperimentali dell'irradiazione sono diverse da quelle relative alle condizioni di riferimento (cfr. § 12.4). Anche le misure necessarie per la verifica sperimentale dei piani di trattamento fanno parte della dosimetria clinica. Queste verifiche sono tanto più importanti quanto maggiormente diverse sono le condizioni sperimentali da quelle di riferimento (ad es. nei casi di irradiazione al corpo intero, di presenza di forti disomogeneità negli organi irraggiati, ecc.).
I metodi dosimetrici trattati in questo testo riguardano essenzialmente la dosimetria di base. Alla fine del capitolo (cfr. § 12.4) si accennerà ad alcuni aspetti riguardanti la dosimetria clinica.
La dosimetria di base può essere effettuata in linea di principio con strumenti di misura che utilizzano rivelatori di diverso tipo. In pratica la dosimetria di base si effettua prevalentemente mediante le camere a ionizzazione. Come sarà illustrato nel prossimo paragrafo, questi rivelatori consentono di determinare la dose assorbita in acqua in condizioni di riferimento, con un'accuratezza, una praticità d'uso e una dipendenza di risposta dall'energia che sono ottimali rispetto ad altri tipi di rivelatori. I metodi di dosimetria di base illustrati nel seguito sono perciò quelli basati sulle camere a ionizzazione. Gli altri tipi di rivelatori, come quelli descritti nel cap. 8, sono usati essenzialmente per la dosimetria clinica.

Quelle camere a ionizzazione che, per le specifiche caratteristiche, sono dette camere "a cavità" (v. oltre), sono i rivelatori di elezione per la dosimetria di base.
Come sarà illustrato nel seguito, l'espressione della dose assorbita in acqua su cui si basano le misure con le camere a cavità è diversa a seconda del tipo di taratura della camera. Due alternative sono a riguardo disponibili: a) le tarature in termini di esposizione o di kerma in aria, b) le tarature in termini di dose assorbita in acqua. In ciascuno dei casi è necessario avere accesso ai rispettivi sistemi campione (cfr. cap. 17).
In passato le tarature delle camere a ionizzazione per la dosimetria in radioterapia erano effettuate in termini di esposizione o di kerma in aria poiché i rispettivi sistemi campione erano gli unici disponibili a tale scopo. I campioni di dose assorbita in acqua e le relative tarature, sono stati sviluppati solo negli ultimi anni. Attualmente le due procedure di taratura coesistono anche se quelle in termini di dose assorbita in acqua tendono a prevalere poiché presentano l'indubbio vantaggio di una maggior semplicità concettuale, come si vedrà nel seguito. Questa prevalenza è comunque condizionata dalla possibilità che i campioni primari di dose assorbita in acqua, oggi disponibili negli istituti metrologici nazionali di alcuni Paesi, vengano sviluppati e realizzati in un numero crescente di altri istituti metrologici.
I metodi dosimetrici descritti nel seguito riguardano tutti i tipi di radiazione maggiormente impiegati per la radioterapia e la radiodiagnostica con fasci collimati. Questi metodi non comprendono la dosimetria dei fasci di neutroni. Questa esclusione è giustificata dal fatto che alla particolare complessità (unitamente alla ridotta accuratezza) della dosimetria neutronica fa riscontro uno scarso uso, verosimilmente tale anche in prospettiva, dei neutroni nelle applicazioni mediche.

12.2 Dosimetria con camere a ionizzazione tarate in esposizione o in kerma in aria

Le camere a ionizzazione usate per la dosimetria di base sono del tipo cosiddetto "a cavità". Una "camera a cavità" è una particolare camera a ionizzazione il cui gas di riempimento è solitamente (ma non necessariamente) l'aria, e le cui dimensioni e il cui spessore e materiale delle pareti soddisfano i criteri derivanti dalla teoria di Bragg-Gray o teoria della cavità (cfr. § 12.2.1 e sgg.). La caratteristica che rende praticamente unici questo tipo di rivelatori rispetto ad altri è che, una volta opportunamente tarati mediante un tipo di radiazione ad una data energia, possono poi effettuare misure di dose assorbita in acqua (la grandezza d'interesse in radioterapia) in fasci di radiazione anche di tipo ed energia diversi da quelli usati in taratura.

12.2.1 La teoria della cavità di Bragg-Gray

La teoria della cavità, sviluppata in fasi successive da W. H. Bragg e da L. H. Gray fornisce le i criteri in base ai quali poter determinare la dose assorbita in un mezzo (di norma l'acqua) in funzione della carica prodotta da una camera a cavità, posta nel punto d'interesse nel mezzo irradiato.
La teoria della cavità non prevede la camera a ionizzazione come unico possibile rivelatore. Tuttavia l'impiego di rivelatori diversi dalle camere rende problematico (v. oltre) soddisfare i requisiti richiesti dalla teoria. Le applicazioni della teoria della cavità riguardano perciò essenzialmente le camere a ionizzazione.
Trattazioni della teoria di Bragg-Gray (B-G) e delle sue successive elaborazioni possono essere trovate in diversi testi (cfr. ad es. Attix, Burlin, Kase). La descrizione che segue è limitata agli aspetti essenziali.
Si consideri un mezzo di materiale m nel quale vi sia un campo di particelle cariche. Le particelle cariche possono essere la radiazione primaria (direttamente ionizzante) cui il mezzo è esposto, oppure le particelle cariche secondarie se la radiazione primaria cui il mezzo è esposto è indirettamente ionizzante. Si consideri in questo mezzo un volume sufficientemente piccolo da poter assumere costante al suo interno il potere frenante elettronico $(\mathrm{d}T/\mathrm{d}l)_{el,m}$ per le particelle cariche che lo attraversano. Si assuma inoltre che: a) entro questo piccolo volume sia realizzata la condizione di CPE (cfr. § 5.2) per i raggi δ prodotti nel mezzo dalle particelle cariche e che attraversano il volume, b) i fotoni prodotti all'interno di questo piccolo volume a seguito di perdite radiative delle particelle cariche, fuoriescano dal volume senza aver interagito al su interno. In tali ipotesi la dose assorbita, $D_m(P)$, nel punto P all'interno del piccolo volume nel mezzo m, è data da:

$$D_m(P) = \Phi_m(P)\left[\left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,m}\right]_T \qquad (12.1)$$

dove $\Phi_m(P)$ è la fluenza di particelle cariche nel punto P del mezzo m e

$$\left[\left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,m}\right]_T$$

è il potere frenante massico elettronico (cfr. § 3.3.1) del mezzo m di densità ρ, per le particelle cariche di un dato tipo con energia cinetica T.
Si noti che in assenza delle due condizioni a) e b) e in base alla definizione di potere frenante, il secondo membro della (12.1) non corrisponde alla dose assorbita $D_m(P)$. Esso esprime, formalmente, il rapporto fra l'energia media persa dalle particelle cariche (per ionizzazioni ed eccitazioni) nella

massa del piccolo volume del mezzo nell'intorno del punto *P,* e il valore di quella massa. Se invece sussistono le condizioni a) e b) l'energia media energia persa coincide con l'energia trattenuta nella piccola massa intorno a *P* e in tal caso il secondo membro della (12.1) rappresenta anche la dose assorbita $D_m(P)$.

La condizione a) assicura che quell'energia dei raggi δ che essi perdono nel volume d'interesse ma che ne fuoriesce, sia compensata da una uguale energia che altri raggi δ trasportano entro quel volume; il valore dell'energia persa nel volume dalle particelle cariche è quindi statisticamente uguale a quello dell'energia depositata al suo interno. In assenza della condizione a) la (12.1) sarebbe valida solo se nel processo di rallentamento delle particelle cariche non vi fosse produzione di raggi δ. Si dovrebbe perciò ipotizzare che le perdite delle particelle cariche nel mezzo siano tutte "perdite locali" (cfr. § 3.3.2). Ciò non è però quanto accade nella realtà, anche se la gran parte delle perdite di energia delle particelle cariche sono di piccola entità e approssimabili a perdite locali.

La condizione b) assicura che le eventuali perdite radiative - che non sono tenute in conto (per definizione) nel potere frenante elettronico $(\mathrm{d}T/\mathrm{d}l)_{el,m}$ - non abbiano alcun effetto sull'energia depositata nel volume d'interesse; si assume infatti che i fotoni dovuti a queste perdite non interagiscano in quel piccolo volume. Le condizioni a) e b) sono quasi sempre ragionevolmente soddisfatte purché il mezzo considerato sia omogeneo nella sua composizione atomica.

Si supponga ora di introdurre nel mezzo *m,* intorno al punto *P,* una piccola cavità riempita di gas *g* (fig. 12.1a) e di esporre il mezzo a una fluenza di particelle cariche uguale a quella usata quando la cavità era assente (fig. 12.1b). Si assumano quindi soddisfatte le due seguenti condizioni:

1- la cavità, riempita con il gas *g*, è tanto piccola da non perturbare la fluenza e lo spettro di energia che le particelle cariche hanno nel mezzo omogeneo in assenza della cavità (1ª condizione di B-G);
2- se la radiazione primaria è costituita da fotoni le interazioni dei fotoni con il gas *g* della cavità sono trascurabili (2ª condizione di B-G)[13].

La 1ª condizione di B-G indica che l'inserimento della cavità con il gas *g* intorno al punto *P* non debba alterare la fluenza e lo spettro di energia che le particelle cariche hanno in *P* nel mezzo *m* omogeneo senza cavità.

La 2ª condizione di B-G specifica che la fluenza degli elettroni secondari prodotti dai fotoni nella cavità debba essere trascurabile rispetto a quella

[13] La 2ª condizione di B-G dovrebbe riferirsi più in generale ai casi in cui la radiazione primaria è indirettamente ionizzante includendo perciò anche i neutroni. Qui e nella trattazione che segue si fa riferimento solo ai fotoni poiché in questo testo la dosimetria neutronica non è trattata. Alla fine del paragrafo si accenna comunque alle principali implicazioni della 2ª condizione di B-G nel caso dei neutroni.

dei secondari che, prodotti dai fotoni nel mezzo *m*, attraversano la cavità. Ciò equivale ad assumere che gli elettroni che depositano energia nella cavità siano solo quelli liberati dai fotoni nel mezzo *m* e quindi provenienti dall'esterno della cavità (fig. 12.2). Si noti che, se questa condizione non fosse soddisfatta, la distribuzione di energia degli elettroni secondari nella cavità sarebbe diversa da quella esistente nel corrispondente volume del mezzo in assenza della cavità e ciò non renderebbe possibile quanto richiesto dalla 1ª condizione. La 2ª condizione è, a rigore, un corollario della 1ª poiché se essa non fosse soddisfatta si avrebbe una variazione dello spettro di energia delle particelle cariche e quindi una violazione della 1ª condizione. Tuttavia essa continua ad essere abitualmente indicata come "condizione" per sottolineare l'importanza della prescrizione indicata.
Sia la 1ª che la 2ª condizione di B-G sono tanto meglio approssimabili quanto minore è lo spessore della cavità rispetto al percorso medio (in termini di spessore massico) delle particelle cariche che l'attraversano. In virtù della 1ª condizione la fluenza di particelle, $\Phi_g(P)$, nel punto *P* nella cavità (con il gas *g*) è uguale alla fluenza $\Phi_m(P)$ esistente in *P* nel mezzo *m* in assenza della cavità. Le particelle cariche che nell'attraversare il mezzo perdono energia anche nel gas della cavità, rilasciano nel gas della cavità la dose assorbita $D_g(P)$. Grazie alle condizioni di equilibrio dei raggi δ che, in base alle ipotesi fatte, sussistono anche in presenza della cavità,

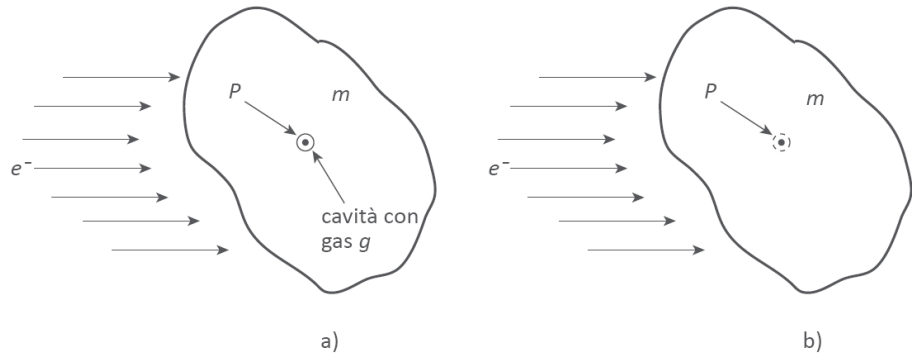


Figura 12.1 – Lo schema mostra un mezzo omogeneo, *m*, esposto a radiazione ionizzante (nell'esempio specifico, elettroni) in due distinte condizioni sperimentali. Lo schema a) indica il mezzo all'interno del quale si trova, centrata nel punto *P*, una piccola cavità riempita di un gas, *g*. Lo schema b) illustra una situazione analoga a quella dello schema a) tranne che per il fatto che la cavità di gas, tratteggiata nel disegno, è assente e il suo volume è occupato dal mezzo *m*. Una condizione posta dalla teoria di B-G è che la fluenza delle particelle, $\Phi_m(P)$, esistente in *P* nel mezzo in assenza della cavità, non sia perturbata quando in *P* si introduce la cavità. Si ha quindi $\Phi_m(P) = \Phi_g(P)$ dove $\Phi_g(P)$ è la fluenza nel punto *P* all'interno della cavità con il gas *g*

la dose assorbita $D_g(P)$ si può esprimere in modo analogo alla (12.1). In base alla 1ª condizione di B-G si ha $\Phi_g(P) = \Phi_m(P)$ e la dose $D_g(P)$ si può esprimere come:

$$D_g(P) = \Phi_g(P) \left[\left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l} \right)_{el,g} \right]_T \tag{12.2}$$

con il potere frenante elettronico e la densità ρ entrambi riferiti al gas *g*. Dal rapporto tra la (12.1) e la (12.2) e alle le condizioni specificate, si ottiene:

$$\frac{D_m(P)}{D_g(P)} = \frac{\left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l} \right)_{el,m}}{\left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l} \right)_{el,g}} \tag{12.3}$$

dove la dose assorbita nel mezzo *m* e quella nel gas *g*, sono dovute alla medesima fluenza di particelle cariche di energia cinetica *T*. Nelle espressioni al secondo membro della (12.3) si è omesso per concisione il pedice *T*. Per semplificare la notazione si possono utilizzare i simboli del potere frenante già introdotti nel § 3.3 e la (12.3) diventa perciò:

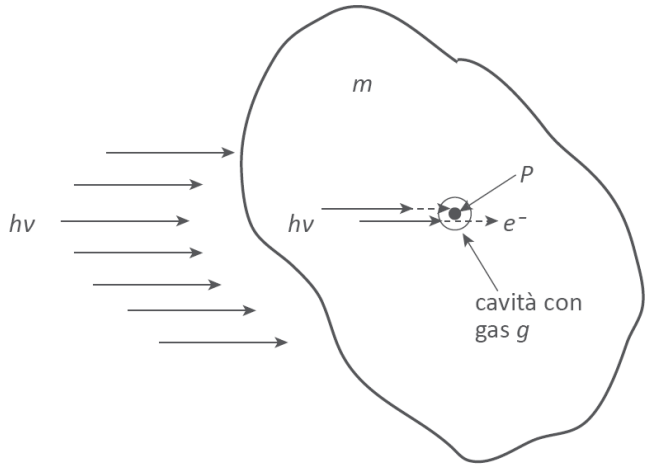


Figura 12.2 – Schema di un mezzo *m*, al cui interno è realizzata una piccola cavità riempita con un gas *g*. Il mezzo e la cavità sono irradiati da un fascio di fotoni, *hv*, (linee piane) le cui interazioni producono elettroni secondari, e^-, (linee tratteggiate) i quali ultimi sono i responsabili dei processi di deposizione di energia. Non sono mostrati nello schema i fotoni secondari derivanti dalle interazioni della radiazione primaria. La teoria della cavità presuppone che gli elettroni secondari che attraversano la cavità siano solo quelli liberati nel mezzo *m* e che le interazioni dei fotoni con il gas *g P* della cavità siano trascurabili

$$\frac{D_m(P)}{D_g(P)} = [(S/\rho)_{el}]_g^m \tag{12.4}$$

avendo utilizzato la consueta notazione: $X_a/X_b = [X]_b^a$.
La (12.4) è solitamente= $[(S/\rho)_{el}]_g^m$ espressa in modo più conciso, come:

$$D_m = D_g[(S/\rho)_{el}]_g^m \tag{12.5}$$

La relazione (12.5), nota come relazione di Bragg e Gray (B-G), fornisce un strumento molto importante per la dosimetria. La relazione di B-G consente infatti di determinare, sotto le condizioni specificate, la dose assorbita, D_m, in un mezzo m senza dover fare una misura diretta di D_m, purché si conosca la dose assorbita D_g – ovvero la dose assorbita nel gas, g, di una cavità realizzata nel mezzo m – nello stesso punto P in cui si intende determinare D_m.
La (12.5) è stata ottenuta per particelle cariche di con identica energia cinetica T. Una relazione simile alla (12.5) sussiste anche quando le particelle non sono monoenergetiche. In realtà le particelle cariche che attraversano un mezzo hanno sempre una distribuzione di energie, sia se il fascio incidente è monoenergetico sia, a maggior ragione, quando la radiazione incidente è costituita da fotoni.
Se la fluenza di un fascio di particelle cariche ha, in un dato punto P nel mezzo m, una distribuzione rispetto all'energia:

$$\Phi_T(P,T) = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}T}(P,T) \tag{12.6}$$

la dose assorbita, $D_m(P)$, espressa dalla (12.1) per radiazione monoenergetica, diventa:

$$D_m = \int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,m} \mathrm{d}T \tag{12.7}$$

avendo per brevità omesso nell'espressione il riferimento al punto P ed essendo T_{max} il massimo valore dell'energia nella distribuzione considerata.
Se entrambi i membri della (12.7) sono divisi per la fluenza Φ, si ha:

$$\frac{D_m}{\Phi} = \frac{1}{\Phi}\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,m} \mathrm{d}T = \frac{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,m} \mathrm{d}T}{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,} \mathrm{d}T} \tag{12.8}$$

dove $(\bar{S}/\rho)_m$[14] esprime la media pesata del potere frenante massico elettronico del mezzo m, (S/ρ), rispetto alla distribuzione Φ_T.
Se le stesse considerazioni si estendono alla (12.2), che fornisce la dose assorbita D_g nel gas g della cavità, si ottiene un'espressione del rapporto D_g/Φ analoga al rapporto D_m/Φ (cfr. eq. 12.8) tranne che per il pedice m che va invece sostituito con il pedice g. Dal rapporto fra le espressioni di D_m/Φ e di D_g/Φ, si ha quindi:

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{(\bar{S}/\rho)_m}{(\bar{S}/\rho)_g} = \frac{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,m} \mathrm{d}T}{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{\mathrm{d}T}{\varrho \mathrm{d}l}\right)_{el,g} \mathrm{d}T} = (\bar{S}/\rho)_g^m \qquad (12.9)$$

ovvero:

$$D_m = D_g[(\bar{S}/\rho)_{el}]_g^m \qquad (12.10)$$

La (12.10), concettualmente analoga alla (12.5), mostra come la relazione di B-G continui a valere anche per un campo di radiazione con uno spettro di energia, Φ_T, avendo però cura di sostituire in quella relazione i poteri frenanti massici elettronici per le particelle monoenergetiche con il loro valore medio, pesato per la distribuzione di energia, Φ_T. Quando la radiazione primaria è costituita da fotoni, lo spettro di energia, Φ_T, è quello degli elettroni secondari prodotti nel mezzo m dai fotoni incidenti. Si noti che il valore di D_m espresso dalla (12.10) rappresenta, in base alle ipotesi di B-G, la dose assorbita nel punto P del mezzo m omogeneo, in assenza della cavità. La dose assorbita D_g può essere determinata con una misura della ionizzazione che la radiazione produce nel gas g della cavità. A tale scopo D_g può essere espressa (in base alla definizione di dose assorbita) come:

$$D_g = \frac{q}{m_g}\left(\frac{W}{e}\right)_g \qquad (12.11)$$

dove q è la carica prodotta a seguito della ionizzazione del gas g da parte delle particelle cariche che attraversano la cavità, m_g è la massa del gas che riempie la cavità e $(W/e)_g$ è il rapporto fra l'energia media (W_g) necessaria per produrre una coppia di ioni nel gas g (cfr. § 3.3.4) e la carica elementare (e).

[14] Nella (12.8) e nelle successive espressioni attinenti alla relazione di B-G è omesso, per concisione, il pedice *"el"* nel simbolo del rapporto (S/ρ), essendo implicito dal contesto che esso sia riferito a $(S/\rho)_{el}$.

Dalla (12.10) e dalla (12.11), si ottiene infine:

$$D_m = \frac{q}{\varrho V}\left(\frac{W}{e}\right)_g \left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_g^m \qquad (12.12)$$

dove il prodotto ρV corrisponde alla massa m_g del gas di densità ρ che occupa il volume V della cavità.
Tre commenti conclusivi sulla teoria di B-G possono ulteriormente chiarire quanto già descritto.
a) La 1ª condizione di B-G è sempre soddisfatta per una cavità posta in un mezzo m, quando sussiste la condizione la condizione di equilibrio delle particelle cariche (CPE) in un volume $V_m(P)$ - centrato nel punto P del mezzo - uguale a quello della cavità. È bene però tener presente che le condizioni di B-G non richiedono di per sè l'esistenza di CPE in quel volume. Ciò che la (12.10) richiede è che il rapporto $(\bar{S}/\rho)_g^m$ (eq. 12.9) sia calcolato in funzione dello spettro Φ_T esistente nel mezzo nel punto P. L'esistenza delle condizioni di CPE nel volume $V_m(P)$ consente notevoli semplificazioni nel calcolo di questo spettro (cfr. Attix). Ma anche in assenza delle condizioni di CPE il calcolo di Φ_T è comunque possibile ricorrendo a metodi come il calcolo Monte Carlo. Le condizioni di CPE sono invece sempre necessarie per i raggi δ, per i motivi illustrati in precedenza.
b) Se la radiazione primaria indirettamente ionizzante è costituita da neutroni, valgono le medesime considerazioni fatte per i fotoni con l'avvertenza che, nel caso dei neutroni, la validità della relazione di B-G è limitata a un numero di situazioni sperimentali meno ampio di quello relativo ai fotoni. Infatti quando la radiazione primaria è costituita da neutroni, le particelle cariche secondarie sono protoni o particelle più pesanti per le quali, le condizioni di B-G possono essere soddisfatte in un numero di casi più limitato. Basti a riguardo considerare una cavità con un gas contenente elementi con un'elevata sezione d'urto di cattura neutronica (cfr. § 3.4). Una tale cavità pur potendo soddisfare la 1ª condizione di B-G se irradiata da fotoni, non sarebbe più idonea allo scopo quando fosse irradiata da neutroni se questi liberassero nella cavità un non trascurabile numero di protoni o di particelle alfa.
c) Nell'esporre la teoria di B-G si è fatta l'ipotesi che la cavità introdotta nel mezzo m contenga un gas g. La teoria della cavità non impone tuttavia che la cavità sia riempita esclusivamente con sostanze gassose. È però evidente che quando il materiale di una cavità fosse costituito da un solido o da un liquido, sarebbe, da un punto di vista pratico, molto più difficile soddisfare entrambe le condizioni della teoria di B-G. Per avere caratteristiche confrontabili con una cavità di B-G riempita di gas, una

cavità di B-G riempita con un materiale condensato (liquido o solido) dovrebbe infatti avere un diametro (o corda media) di almeno un fattore 10^3 inferiore.

12.2.2 Verifica sperimentale della teoria della cavità

La carica q che la radiazione produce in una cavità del mezzo si può misurare inserendo nel punto d'interesse una camera a ionizzazione il cui volume sensibile, contenente il gas g, costituisce una cavità nel mezzo. Se le dimensioni di questa camera sono tali da renderla assimilabile a una cavità di B-G rispetto alla radiazione considerata, la misura della carica fornita dalla camera a ionizzazione dovrebbe fornire, in base alla (12.12), la dose D_m nel punto del mezzo dove la camera è stata posizionata. Verifiche sperimentali effettuate in tal senso hanno però mostrato che la (12.12) non è sempre confermata (cfr. Attix). I risultati di queste verifiche mostrano che alcune delle condizioni della teoria di B-G sono soddisfatte solo in particolari situazioni sperimentali, indicando la necessità di una riformulazione della relazione di B-G. A questo scopo è utile esaminare come queste verifiche sperimentali sono state svolte e i risultati.
Sono state esposte a un fascio di fotoni due camere a cavità con volumi della cavità, V_1 e V_2, riempiti con il medesimo gas g. Le pareti delle due camere - di materiali m_1 e m_2, rispettivamente - hanno uno spessore non inferiore al *range*, R_{max}, che le particelle cariche secondarie più energetiche prodotte dai fotoni hanno nel materiale m delle pareti. Uno spessore siffatto, noto comunemente come "spessore di equilibrio" o "spessore di build-up", assicura che gli elettroni secondari che attraversano e ionizzano la cavità della camera siano – come richiesto dalla teoria di B-G – sempre e solo quelli generati nel materiale che circonda la cavità. Se lo spessore delle pareti fosse inferiore a quello di equilibrio, gli elettroni secondari che attraversano la cavità potrebbero provenire da distanze superiori al loro *range* R_{max} nel materiale m – quindi da distanze più grandi dello spessore delle pareti della camera – e potrebbero essere stati generati dai fotoni anche in materiali esterni alla camera e diversi da m.
Una camera a cavità con pareti di materiale m, aventi uno "spessore di equilibrio", consente di fare una misura di dose assorbita, D_m, nel mezzo m, in base alla relazione (12.12), senza necessità che la camera sia introdotta in un'ulteriore massa di materiale m come nell'esempio in figura 12.3 c). La cavità della camera infatti, sia per le sue dimensioni sufficientemente piccole (come richiesto dalla condizione 1 di B-G) sia per essere circondata da uno spessore di materiale m non inferiore allo "spessore di equilibrio", è di per sé assimilabile a una cavità di B-G interna al mezzo m. Quando le due camere a cavità sono esposte in aria al medesimo fascio di fotoni (fig. 12.4), esse misurano, rispettivamente, la

carica q_1 e q_2. Poiché i materiali m_1 e m_2 sono fra loro diversi, sarà sempre $q_1 \neq q_2$ anche se $V_1 = V_2$. Poiché per le due camere si assumono soddisfatte le condizioni di B-G, la dose assorbita nei due mezzi m_1 e m_2 si può ottenere tramite la (12.12). Per il mezzo m_1 si ha quindi:

$$D_{m_1} = \left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_g^{m_1} = \frac{q_1}{\varrho V_1}\left(\frac{W}{e}\right)_g \left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_g^{m_1} \tag{12.13}$$

e, analogamente, la dose assorbita nel mezzo m_2 sarà:

$$D_{m_2} = \left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_g^{m_2} = \frac{q_2}{\varrho V_2}\left(\frac{W}{e}\right)_g \left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_g^{m_2} \tag{12.14}$$

La (12.13) e la (12.14) rappresentano, rispettivamente per ciascuno dei mezzi m_1 e m_2, la dose assorbita al centro di una piccola massa omogenea nel materiale m, di volume pari a quello occupato dalla camera a ionizzazione, quando ciascuna di queste masse è irradiata dalla medesima fluenza di energia da parte del fascio di fotoni considerato. Poiché entrambe le masse hanno uno spessore non inferiore allo "spessore di equilibrio", al loro interno si possono ritenere soddisfatte le condizioni di CPE (cfr. § 5.2). Tenendo presente le relazioni che, in queste condizioni, esistono fra le grandezze e dosimetriche (cfr. cap. 5), i valori della dose assorbita nei mezzi m_1 e m_2 possono essere determinati anche

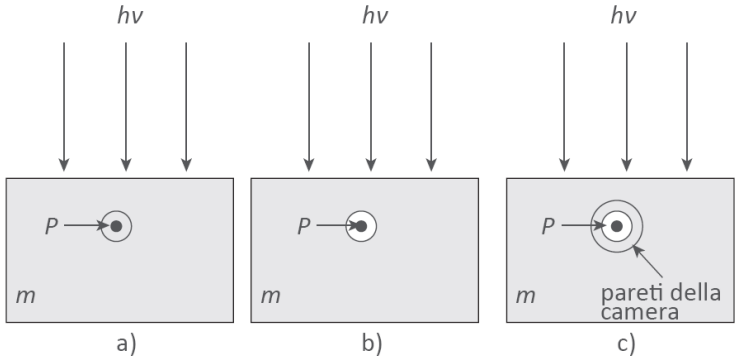


Figura 12.3 - Per una cavità ideale inserita in un punto *P* del mezzo *m* come nello schema b), il valore di D_m espresso dalla relazione di B-G rappresenta la dose assorbita nel punto *P* del mezzo *m* omogeneo, in assenza della cavità, come nello schema a). Se una camera a cavità viene inserita in un punto *P* del mezzo *m*, come nello schema c) e se le pareti della camera sono dello stesso materiale *m*, la misura della carica *q* fornita dalla camera a ionizzazione consente di ottenere, in base alla relazione di B-G, la dose assorbita D_m nel mezzo *m* nel punto *P*

come:

$$D_{m_1} \overset{CPE}{=} (K_{col})_{m_1} = \Psi \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\varrho} \right)_{m_1} \tag{12.15}$$

e

$$D_{m_2} \overset{CPE}{=} (K_{col})_{m_2} = \Psi \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\varrho} \right)_{m_2} \tag{12.16}$$

dove $(K_{col})_m$ è la componente di collisione del kerma nel mezzo m, Ψ e $(\overline{\mu}_{en}/\varrho)_m$ sono, rispettivamente, la fluenza di energia del fascio di fotoni considerato e il coefficiente di assorbimento di energia massico del mezzo m, mediato sulla distribuzione di energia dei fotoni. Dal rapporto fra la (12.13) con la (12.15) e fra la (12.14) con la (12.16) si ottiene la relazione:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{V_2}{V_1} \frac{\left(\overline{\mu}_{en}/\rho\right)_{m_2}}{\left(\overline{\mu}_{en}/\rho\right)_{m1}} \frac{(\bar{S}/\rho)_g^{m_1}}{(\bar{S}/\rho)_g^{m_2}} \tag{12.17}$$

che può essere riscritta come:

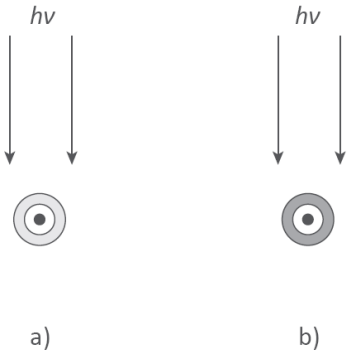


Figura 12.4 - Camere a cavità con pareti di materiale *m* di spessore maggiore o uguale allo "spessore di equilibrio", se esposte a un fascio di fotoni, *hv*, consentono di determinare la dose assorbita, D_m, nel materiale *m* anche se irraggiata in aria. Lo spessore di equilibrio della camera assicura infatti che gli elettroni che ionizzano il gas della cavità provengano tutti dal materiale *m*, così come se la cavità della camera fosse inserita nel mezzo *m* (cfr. fig. 12.3 c). Le due camere a cavità a) e b), con cavità di identico volume ma con pareti di diverso materiale m_1 e m_2, se esposte in aria al medesimo fascio di fotoni misurano cariche *q* fra loro diverse poiché la fluenza di particelle cariche nella cavità dipende da *m*

$$\frac{q_2/V_2}{q_1/V_1} = \frac{\left(\overline{\mu}_{en}/\rho\right)_{m_2}}{\left(\overline{\mu}_{en}/\rho\right)_{m1}} \frac{(\bar{S}/\rho)_g^{m_1}}{(\bar{S}/\rho)_g^{m_2}} \qquad (12.18)$$

La (12.18) indica che, se le condizioni della teoria di B-G sono soddisfatte il rapporto fra le densità di ionizzazione, q_i/V_i, misurate da due camere a cavità aventi diverso materiale delle pareti (rispettivamente, m_1 e m_2) ed esposte al medesimo fascio di radiazione gamma, deve risultare definito dai valori dei coefficienti di assorbimento di energia e dei poteri frenanti massici elettronici relativi ai materiali (pareti e gas) delle camere e all'energia della radiazione considerata.
Le verifiche sperimentali della (12.18) mostrano in realtà che questa relazione non è sempre confermata. Si trova infatti che il rapporto fra le densità di ionizzazione determinato sperimentalmente con due camere a cavità aventi pareti di diverso materiale non sempre corrisponde, al valore che si ottiene calcolando il rapporto dei coefficienti di assorbimento di energia e dei poteri frenanti massici elettronici presenti nel secondo membro della (12.18). Lo scostamento del rapporto $(q_1/V_1)/(q_2/V_2)$ dal valore calcolato dei parametri fisici nella (12.18) è tanto più elevato quanto maggiore è la diversità dei materiali m_1 e m_2 dal gas g delle camere a ionizzazione. Ad esempio, se per entrambe le camere il gas g è l'aria si hanno deviazioni molto modeste o trascurabili solo quando sia m_1 che m_2 sono materiali con numero atomico Z molto prossimo a quello medio dell'aria ($\bar{Z} \approx 7{,}6$), mentre si ottengono deviazioni tanto più elevate quanto maggiori sono i valori dei numeri atomici di m_1 e/o di m_2 rispetto a quello dell'aria. L'entità di queste deviazioni varia con l'energia dei fotoni incidenti ma essa non è mai nulla, a qualsiasi energia, se lo Z di entrambi i materiali m_1 e m_2, o di uno solo di essi, è diverso da quello di g.

12.2.3 L'effetto dei raggi δ nell'analisi di Spencer e Attix della teoria di Bragg-Gray

La non completa conferma sperimentale della teoria di B-G, è spiegata da parte di Spencer e Attix a seguito della loro analisi sul ruolo che i raggi δ hanno nello spettro di rallentamento delle particelle cariche nel mezzo (cfr. Attix).
Le particelle cariche che producono raggi δ sono quelle incidenti se il mezzo è esposto a radiazione direttamente ionizzante (elettroni, protoni, ecc.), sono invece gli elettroni secondari liberati dai fotoni se questi ultimi sono la radiazione primaria.
Si consideri quindi un evento di ionizzazione in cui la particella carica ionizzante produce un raggio δ con energia tale da poter a sua volta ionizzare. Un modo di interpretare questo evento, evidenziato da Spencer e Attix, è di vedere, nello stato iniziale, una particella carica ionizzante di

energia T sostituita, nello stato finale, da due particelle cariche: la particella originaria e il raggio δ (da essa prodotto), entrambe con energia minore di T ma ancora ionizzanti. L'effetto netto della produzione di raggi δ è pertanto quello di modificare lo spettro di energia delle particelle cariche che trasportano energia e che ionizzano il mezzo. La modifica dello spettro dovuta alla produzione di raggi δ si manifesta in ciascun punto del mezzo con un incremento della fluenza delle particelle cariche ionizzanti nella regione delle basse energie. Lo spettro delle particelle cariche ionizzanti viene dunque modificato proprio dove (alle basse energie) è maggiormente pronunciata la dipendenza da T del potere frenante elettronico $S_{el}(T)$. Tale circostanza è alla base della spiegazione (v. oltre) di Spencer e Attix della mancata conferma sperimentale della (12.18) e quindi della relazione di B-G.

Nell'originaria impostazione di B-G il calcolo del potere frenante massico elettronico è fatto in funzione di uno spettro di energia Φ_T che non tiene conto della presenza dei raggi δ. Lo spettro Φ_T delle particelle ionizzanti è infatti dedotto assumendo tutte le perdite di energia delle particelle cariche come perdite locali. Questa semplificazione può portare nella (12.18) a valori di $(\bar{S}/\rho)_g^m$ sensibilmente diversi da quelli calcolati per uno spettro (più realistico) Φ'_T che includa i raggi δ in quanto particelle ionizzanti

In un qualsiasi rivelatore, e in particolare in una camera a cavità come quelle usate per la verifica sperimentale della (12.18), la carica misurata è dovuta anche alle ionizzazioni prodotte dai raggi δ. Affinché la (12.18) risulti in accordo con i risultati sperimentali il valore dei poteri frenanti in essa usati deve essere coerente con le perdite di energia e quindi con la ionizzazione realmente avvenute. È necessario perciò che lo spettro di energia delle particelle cariche rispetto a cui sono calcolati i poteri frenanti, sia quello di tutte le particelle cariche che ionizzano e queste comprendono anche i raggi δ. Se il potere frenante usato è $S_{el}(\Phi_T)$ anziché $S_{el}(\Phi'_T)$, il segnale di carica fornito dal rivelatore può non confermare la (12.18).

Nel corso delle verifiche sperimentali della relazione di B-G viene osservato che le deviazioni fra i risultati sperimentali e quelli previsti dalla (12.18) (dove il rapporto dei poteri frenanti massici elettronici, $(\bar{S}/\rho)_g^m$, è calcolato in funzione di Φ_T anziché di Φ'_T) si manifestano tanto meno quanto maggiore è la somiglianza (in termini di composizione atomica) del materiale m delle pareti della camera usata con quello del gas, g, della cavità. Le minori deviazioni che si rilevano quando i materiali m e g sono fra loro maggiormente simili derivano dal fatto che i poteri frenanti $(\bar{S}/\rho)_m$ e $(\bar{S}/\rho)_g$ sono presenti nella (12.10) attraverso il loro rapporto $(\bar{S}/\rho)_g^m$ e in esso la dipendenza dall'energia tende a ridursi quanto più simili sono le composizioni atomiche di m e g. In generale

$(\bar{S}/\rho)_m$ varia con l'energia in modo diverso da $(\bar{S}/\rho)_g$ e la dipendenza dall'energia non è in pratica mai trascurabile anche per il rapporto $(\bar{S}/\rho)_g^m$. Le modalità con cui determinare i poteri frenanti in funzione dell'effettivo spettro di energia Φ'_T saranno descritte nel § 12.2.5, dopo aver illustrato nel prossimo paragrafo i vantaggi che si hanno per la dosimetria quando in un rivelatore il materiale delle pareti è uguale (o molto simile) a quello del suo materiale sensibile.

12.2.4 Il teorema di Fano e le sue implicazioni in dosimetria

Se, con riferimento alla (12.10), il materiale m del mezzo e quello del gas g della cavità hanno una composizione atomica simile da poter considerare il rapporto $(\bar{S}/\rho)_g^m$ uguale a 1, la relazione di B-G espressa dalla (12.10) diventa:

$$D_m = D_g \tag{12.19}$$

La (12.19) presuppone comunque che la cavità posta nel mezzo soddisfi le condizioni di B-G.

L'uguaglianza fra D_m e D_g si può ottenere indipendentemente dal verificarsi delle condizioni richieste dalla teoria di B-G, se sono soddisfatte altre specifiche condizioni. Questa possibilità è basata sul teorema di Fano, di cui ci si limita qui a riportare solo l'enunciato:

> "In un mezzo di data composizione atomica, esposto a un campo uniforme di radiazione indirettamente ionizzante, il campo della radiazione secondaria prodotta nel mezzo è anch'esso uniforme ed è indipendente dalla densità del mezzo e dalle variazioni di densità al suo interno".

La dimostrazione di questo teorema (cfr. Attix, Roesch) richiede l'impostazione dell'equazione del trasporto della radiazione in un mezzo di densità variabile ma di identica composizione atomica, irradiato uniformemente. La validità del teorema può venir meno per fotoni di alta energia a causa della maggiore dipendenza dalla densità dell'effetto di polarizzazione (cfr. § 3.3.1.a). Questo effetto non è infatti tenuto in conto nel teorema. Il teorema di Fano si applica anche ai neutroni.

Si evince dal teorema di Fano che se in un volume V di un mezzo m irradiato da fotoni sussistono le condizioni di CPE (cfr. § 5.2), la fluenza delle particelle cariche secondarie in quel volume è indipendente (a meno dell'effetto di polarizzazione) dalle variazioni di densità all'interno di V. Queste variazioni non devono essere causate dalla presenza nel mezzo di materiali fra loro diversi, ma essere eventualmente dovute solo al fatto che il medesimo materiale m abbia entro V una densità variabile (ad es. una massa di acqua al cui interno vi siano bolle di vapore acqueo). Poiché la fluenza delle particelle cariche risulta costante entro V e indipendente dalle variazioni di densità in V, sarà valida in ogni punto di V una relazione

simile alla (12.19) dove g rappresenta lo stesso mezzo m ma con diversa densità (idealmente, il materiale m allo stato gassoso g). L'uguaglianza $D_m = D_g$ deriva in tal caso non dall'esistenza delle condizioni poste dalla teoria di B-G, ma da quelle del teorema di Fano. La differenza fra le due situazioni è che, nel secondo caso, si ha $D_m = D_g$ anche per cavità che non soddisfano le condizioni di B-G, quindi senza restrizioni sulle dimensioni della cavità.
Si consideri un mezzo m irraggiato da fotoni e una camera a ionizzazione posta in un punto del mezzo per la misura di D_m in quel punto. Si supponga che nella regione del mezzo occupata dalla camera sussistano le condizioni di CPE per le particelle cariche secondarie liberate dai fotoni. Se le pareti della camera sono dello stesso materiale m del mezzo e il gas della camera ha una composizione atomica simile a m (differendo dal materiale delle pareti solo nella densità), la camera è del tutto assimilabile a una regione di diversa densità all'interno del mezzo. Si può in tal caso applicare il teorema di Fano e la dose D_m risulta data da:

$$D_m = D_g = \frac{q}{\varrho V}\left(\frac{W}{e}\right)_g \left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_g^m \qquad (12.20)$$

avendo espresso D_g tramite la (12.11). La validità della (12.20) dipende solo dalle condizioni poste dal teorema di Fano e non da quelle della teoria della cavità di B-G. La (12.20) vale quindi anche per dimensioni non piccole del volume sensibile della camera.
Una camera a ionizzazione con pareti e gas della cavità di materiali fra loro simili è detta "camera omogenea". Il vantaggio di disporre di una camera omogenea è evidente se essa è utilizzata per misure di dose assorbita in un mezzo simile a quello delle pareti della camera. Poiché il mezzo d'interesse in dosimetria è l'acqua, ciò limita la possibilità di realizzare camere rigorosamente omogenee per gli scopi della dosimetria in radioterapia. Se le misure d'interesse sono misure di kerma in aria (o di esposizione) effettuate in aria libera, l'omogeneità della camera deve essere invece riferita a materiali simili all'aria e in questo caso una ragionevole approssimazione di camera omogenea è rappresentata dalle camere ad aria con pareti di grafite.
Ciò nondimeno le conclusioni del teorema di Fano hanno importanza pratica anche per le misure di dose assorbita in acqua. È infatti evidente che quanto meglio una camera a cavità reale approssima una camera omogenea (per la dosimetria in acqua) tanto meno restrittive risultano le condizioni di B-G sulle dimensioni della cavità. L'aria è, per motivi pratici, il materiale sensibile delle più diffuse camere a cavità e la scelta dei materiali della camera è in tal caso limitata alle pareti della camera. L'influenza del materiale delle pareti sulla relazione di B-G per la dose assorbita in acqua è discussa nel seguito (cfr. § 12.7.2a).

12.2.5 La revisione di Spencer e Attix della teoria di Bragg-Gray

L'analisi originaria di Spencer e Attix (S-A) è sviluppata in riferimento a quelle situazioni sperimentali in cui gli elettroni siano l'unico tipo di particelle cariche cui è dovuta la deposizione di energia (quindi la dose assorbita) nel mezzo irradiato. L'analisi è tuttavia direttamente estendibile a situazioni più generali in cui le particele cariche che contribuiscono alla dose assorbita siano non solo gli elettroni ma anche altri tipi di particelle cariche, come i protoni. La possibilità di questa generalizzazione sarà brevemente illustrata alla fine del paragrafo, limitandoci qui nel seguito a considerare solo le situazioni relative agli elettroni.

L'aspetto centrale dell'analisi di S-A è il metodo con cui si determina lo spettro Φ'_T (cfr. § 12.2.3) in funzione del quale calcolare l'appropriato rapporto dei poteri frenanti nella relazione di B-G.

Nello schema di S-A (cfr. Attix), lo spettro Φ'_T è ottenuto includendo in esso sia la distribuzione Φ_T delle particelle cariche le cui perdite di energia sono supposte tutte locali (quindi senza produzione di raggi δ), sia la distribuzione Φ_T^{δ} dei raggi δ liberati nel mezzo dalle particelle cariche con spettro di energia Φ_T. Queste ultime sono o gli elettroni primari se la radiazione incidente è costituita da elettroni, o gli elettroni secondari liberati dai fotoni se questi sono la radiazione primaria incidente.

Lo spettro complessivo Φ'_T così formato è suddiviso da S-A in due componenti in funzione di un parametro Δ correlato alle dimensioni della cavità di B-G introdotta nel mezzo. In particolare, Δ è l'energia degli elettroni il cui *range,* $(R_\Delta)_g$, nel gas g della cavità è dell'ordine delle dimensioni lineari (il diametro o la corda media) della cavità. In altri termini, Δ è l'energia media di quei raggi δ che, liberati nella cavità dagli elettroni (primari o secondari) possono completamente attraversarla ma non fuoriuscirne.

Le due componenti dello spettro complessivo di rallentamento, specificate da S-A in funzione di Δ, sono le seguenti:

1- lo spettro degli elettroni con energia cinetica $T \geq \Delta$, considerati come i soli in grado di trasportare energia e di ionizzare;

2- lo spettro degli elettroni con energia cinetica $T < \Delta$, che si assumono tutti non in grado di trasportare energia cioè avere tutti perdite locali. In sostanza, fra tutte le particelle presenti in un punto P – o, più realisticamente, in un elemento di volume $\mathrm{d}V(P)$ - nel mezzo (m o g), sono solo gli elettroni con energia $T < \Delta$ quelli che contribuiscono alla dose assorbita in quel punto. Agli elettroni con energia tale da avere un *range* (riferito al gas g) minore di $(R_\Delta)_g$, è quindi attribuito un *range* di fatto nullo. Assumere ciò è coerente con la circostanza che, nella misura della carica q prodotta in una camera a cavità, non è possibile distinguere fra il

contributo a q derivante dalle perdite nella cavità che sono realmente locali da quello derivante dalle altre perdite nella cavità che pur essendo non locali sono comunque inferiori a Δ.
Da questo schema consegue anche che gli elettroni liberati all'interno della cavità con energia $T < \Delta$ non sono (mediamente) in grado di fuoriuscirne, mentre quelli liberati con energia $T < \Delta$ nel mezzo m non sono (mediamente) in grado di entrare nella cavità.
A fronte di uno spettro Φ'_T avente la composizione descritta le espressioni della dose assorbita nel mezzo m e nel gas della cavità g, rispettivamente, diventano:

$$D_m = \int_{\Delta}^{T_{max}} \Phi'_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_m \mathrm{d}T + (T.E.)_m \qquad (12.21)$$

e

$$D_g = \int_{\Delta}^{T_{max}} \Phi'_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_g \mathrm{d}T + (T.E.)_g \qquad (12.22)$$

dove, poiché nell'analisi di S-A le condizioni 1 e 2 di B-G sono sempre supposte soddisfatte, lo spettro Φ'_T è il medesimo nelle due espressioni ed è lo spettro riferito al mezzo m, non modificato dalla cavità quando essa è introdotta nel mezzo. Gli altri simboli sono giustificati dalle considerazioni seguenti.
La (12.21) e la (12.22) differiscono dall'espressione della dose assorbita (cfr. eq. 12.7) dovuta a particelle cariche con uno spettro Φ_T che non tiene conto dei raggi δ. La sostituzione dello spettro Φ_T con lo spettro Φ'_T richiede infatti due modifiche contestuali nell'integrale presente nella (12.7) relativo a D_m, nonché nell'analogo relativo a D_g.
La prima consiste nell'innalzamento, da 0 a Δ, del limite inferiore d'integrazione in ciascuno dei due integrali. Ciò è necessario per coerenza con l'aver assimilato tutti gli elettroni con $T < \Delta$ a particelle cariche non in grado di trasportare energia. Gli elettroni dello spettro di rallentamento che hanno $T < \Delta$, supposti avere tutti perdite locali, rimangono confinati all'interno dell'elemento di volume in cui depositano la loro energia essendo il *range* di tutti essi assunto essere nullo (sia in m che in g).
La seconda modifica riguarda i poteri frenanti. Le perdite di energia delle particelle cariche comprese nello spettro complessivo Φ'_T, devono includere solo quelle inferiori a Δ. Infatti le perdite maggiori di Δ (da cui derivano i raggi δ) sono già tenute in conto avendo inserito i raggi δ in Φ'_T. Imporre che le perdite di energia siano solo quelle inferiori a Δ equivale a sostituire nell'integrale della (12.7) - riferita sia a m che a g - il potere frenante S_{el} con il potere frenante ristretto $L(T,\Delta)$ (cfr. § 3.3.2).

Nelle espressioni di D_m e di D_g che si ottengono a seguito delle modifiche fin qui descritte, deve essere infine eliminato un effetto indesiderato che si genera dopo aver innalzato da 0 a Δ il limite inferiore d'integrazione negli integrali di D_m e di D_g. L'innalzamento di questo limite fa sì che tutte le particelle cariche di energia minore di Δ vengano escluse dal trasporto di energia. Questa esclusione diventa però indebita quando coinvolge le particelle cariche la cui energia è minore di Δ in quanto esse sono alla fine del loro percorso nel mezzo m o in g, come illustrato nella figura 12.5. L'energia inferiore a Δ persa dalle particelle cariche alla fine del loro percorso di rallentamento, contribuisce a tutti gli effetti alla deposizione di energia nel mezzo (sia esso il mezzo m o il gas g) e come tale non può non essere tenuta in conto. Questa quota di energia, una volta che essa venga esclusa a seguito dell'innalzamento da 0 a Δ del limite inferiore d'integrazione, deve essere quindi reinserita. L'energia persa dalle particelle cariche a fine percorso - denotata comunemente contributo di "track end" (T.E.) - è perciò aggiunta alle perdite descritte dall'integrale con il limite Δ, sia in riferimento al mezzo m che al mezzo g della cavità.
In base alle modifiche descritte, il rapporto fra D_m e D_g si può esprimere come:

$$\frac{D_m}{D_g} = \frac{\int_{\Delta}^{T_{max}} \Phi'_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_m \mathrm{d}T + (T.E.)_m}{\int_{\Delta}^{T_{max}} \Phi'_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_g \mathrm{d}T + (T.E.)_g} = s_{m,g} \qquad (12.23)$$

dove: Φ'_T è lo spettro di energia che le particelle cariche ionizzanti, inclusi i raggi δ, hanno nel mezzo m nel punto d'interesse, $[L(T,\Delta)/\rho]_x$ è il potere frenante massico ristretto del mezzo x (m o g), $(T.E.)_x$ è il valore dell'energia che le particelle cariche perdono mediamente a fine percorso nel mezzo x (m o g), il simbolo $s_{m,g}$ denota la nuova espressione del rapporto dei poteri frenanti massici. Il rapporto $s_{m,g}$ sostituisce il rapporto $(\bar{S}/\rho)_g^m$ espresso dalla (12.9), dovendo i poteri frenanti essere determinati in corrispondenza dell'effettivo spettro di energia che si stabilisce nel mezzo a seguito della produzione dei raggi δ.
La (12.23) può essere riscritta, in base alla (12.11), come:

$$D_m = D_g s_{m,g} = \frac{q}{m_g}\left(\frac{W}{e}\right)_g s_{m,g} \qquad (12.24)$$

La (12.24) è simile all'originaria relazione di B-G espressa dalla (12.12), con la differenza che il rapporto dei poteri frenanti massici $(\bar{S}/\rho)_g^m$ è sostituito dal rapporto $s_{m,g}$ dato dalla (12.23). L'uso del rapporto $s_{m,g}$ - detto rapporto dei poteri frenanti massici secondo S-A - consente di

ottenere un'espressione analoga ma più accurata rispetto a quella originaria di B-G, come confermato anche sperimentalmente. Il rapporto $s_{m,g}$ si calcola usualmente in base alla (12.23) con metodi Monte Carlo.
Il termine correttivo di track-end $(T.E.)_x$ relativo al mezzo x, si calcola con buona approssimazione (cfr. Nahum) tramite la relazione:

$$(T.E.)_x = \Phi_T(\Delta)\left[\frac{S_{el}(\Delta)}{\rho}\right]_x \Delta \qquad (12.25)$$

in cui il termine $\{\Phi_T(\Delta)[S_{el}(\Delta)/\rho]_x\}$ approssima il numero medio, N_Δ, delle particelle cariche, per unità di massa del mezzo x, aventi energia minore

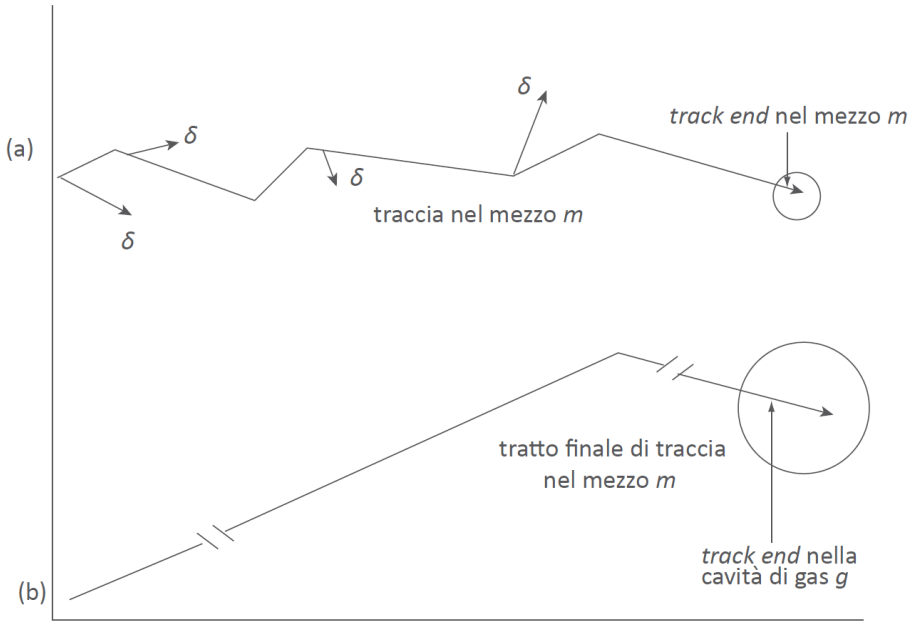


Figura 12.5 - Lo schema a) mostra la tipica traccia di un elettrone che attraversa un mezzo in cui gli eventi di ionizzazione sono dovuti prevalentemente a piccolissime perdite di energia (perdite locali) lungo la traccia. Gli eventi di ionizzazione con maggiori perdite di energia danno luogo ai raggi δ. I raggi δ con energia minore di Δ (corrispondente all'energia spesa da un elettrone nell'attraversare la cavità di una data camera) non sono inclusi fra le particelle che trasportano energia poiché si assumono come derivanti da perdite locali. L'energia minore o uguale a Δ che l'elettrone si ritrova a fine percorso prima di arrestarsi, deve essere però considerata nel trasporto di energia. Tale energia non può essere scorporata dal computo della dose assorbita poiché è direttamente correlata all'energia complessiva che l'elettrone ha depositato nel mezzo. Lo schema b) mostra (con un fattore di scala diverso da quello dello schema a) il tratto finale della traccia in parte nel mezzo e in parte nel gas all'interno di una cavità le cui dimensioni fissano il valore soglia dell'energia Δ

di Δ. Il prodotto $N_\Delta \cdot \Delta$ rappresenta quindi l'energia media dissipata, nell'unità di massa del mezzo *x*, dalle particelle cariche che si trovano in quel mezzo a fine traccia con un'energia minore di Δ. Queste particellesono quelle che, avendo a un certo punto del loro percorso un'energia compresa fra Δ e 2Δ, possiedono poi - a seguito di una collisione anelastica – un'energia minore di Δ. Nella (12.25) compare il potere frenante S_{el} ma in questo caso sarebbe indifferente usare $L(T,\Delta)$ essendo per definizione $S_{el}(\Delta) = L(T,\Delta)$.
L'energia di taglio Δ sotto cui le perdite di energia di un elettrone sono considerate perdite locali, è fissata di solito intorno a 10 keV. Questa è infatti, approssimativamente, l'energia spesa da un elettrone nell'attraversare la cavità di aria di una tipica camera a ionizzazione (diametro inferiore a 1 cm) usata per la dosimetria di base. La scelta del valore di Δ non è particolarmente critica per il valore di $s_{m,g}$, come si può del resto intuire dalla (12.23). Il valore di 10 keV è quello che di fatto è adottato nelle più diffuse tabulazioni di $s_{m,g}$ per fini dosimetrici.
La relazione di B-G revisionata da S-A fornisce, così come è espressa dalla (12.24), la dose assorbita rilasciata in un mezzo da elettroni, siano essi primari o secondari.
Quando la radiazione primaria non è costituita da elettroni (o da fotoni), ma da particelle cariche di altro tipo - come, ad esempio, i protoni - la relazione di B-G/S-A è ugualmente applicabile purchè l'espressione del rapporto dei poteri frenanti, $s_{m,g}$, nella (12.23) sia opportunamente riformulata. A tal fine si tiene conto anzitutto della necessità che la fluenza (e gli spettri di energia) delle particelle cariche siano specificate separatamente per ciascun tipo di particella che percorre il mezzo, poiché il potere frenante S_{el}, e quindi $L(T,\Delta)$, è diverso a seconda del tipo di particella carica (cfr. § 3.3). I contributi alla dose assorbita (sia in *m* che in *g*) dovuti ai singoli tipi di particelle devono essere poi sommati. È facile verificare che il rapporto $s_{m,g}$, (eq. 12.23), nel caso la radiazione incidente sia costituita da particelle cariche di diverso tipo *i*, è dato da:

$$s_{m,g} = \frac{\sum_i \int_\Delta^{T_{max}} (\Phi_i)_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_{i,m} \mathrm{d}T + (T.E.)_{i,m}}{\sum_i \int_\Delta^{T_{max}} (\Phi_i)_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_{i,g} \mathrm{d}T + (T.E.)_{i,g}} \qquad (12.26)$$

dove $(\Phi_i)_T$ è lo spettro di energie delle (sole) particelle di tipo *i* nel punto d'interesse del mezzo *m*, e gli altri simboli hanno sono quelli della (12.23), riferiti a ciascun tipo *i* di particelle. Si noti che, a differenza che nella (12.23), ciascuno spettro di energia (Φ_i) delle particelle diverse dagli elettroni non include quello dei raggi δ prodotti dalle particelle incidenti.

Il contributo a D_m e a D_g dei raggi δ è qui calcolato separatamente tramite lo specifico termine i ($i \rightarrow$ elettroni).
Quando la radiazione incidente è costituita unicamente da protoni, la (12.26) comprende due soli gruppi di termini (uno riferito ai protoni e il secondo ai raggi δ generati dai protoni) e si può esprimere come:

$$s_{m,g} = \frac{\int_{\Delta}^{T_{max}} (\Phi_p)_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_{p,m} \mathrm{d}T + (T.E.)_{p,m} + \int_{\Delta}^{T_{max}} (\Phi_\delta)_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_{\delta,m} \mathrm{d}T + (T.E.)_{\delta,m}}{\int_{\Delta}^{T_{max}} (\Phi_p)_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_{p,g} \mathrm{d}T + (T.E.)_{p,g} + \int_{\Delta}^{T_{max}} (\Phi_\delta)_T \left(\frac{L(T,\Delta)}{\rho}\right)_{\delta,g} \mathrm{d}T + (T.E.)_{\delta,g}} \tag{12.27}$$

dove $(\Phi_p)_T$ e $(\Phi_\delta)_T$ sono, rispettivamente, gli spettri di energia dei protoni e dei raggi δ (prodotti dai protoni) nel punto d'interesse del mezzo m. In diverse pubblicazioni, il potere frenante massico ristretto relativo ai raggi δ, $[L(T,\Delta)/\rho]_\delta$ nella (12.27), è sostituito (sia in riferimento a m che a g) con il corrispondente non ristretto $(S/\rho)_\delta$. Ciò è lecito poiché, essendo l'energia T della gran parte dei raggi δ non molto maggiore di Δ, si può porre: $L(T, \Delta) \approx S(T)$.

12.2.6 La dosimetria con camere che non soddisfano la teoria della cavità

La condizione delle piccole dimensioni della cavità di una camera a ionizzazione è essenziale perché essa possa essere utilizzata per misure di dose assorbita basate sulla teoria della cavità. Le piccole dimensioni della cavità non sono essenziali solo se la camera a ionizzazione è omogenea, ma non sempre si può disporre di camere rigorosamente omogenee che, peraltro, presentano complicazioni costruttive (cfr. § 15.3). Le camere a ionizzazione per la dosimetria in radioterapia sono quindi prevalentemente camere a cavità. Non sempre è però possibile utilizzare una camera a cavità soprattutto quando, nelle misure di campi di radiazione poco intensi, le piccole dimensioni ne rendono insufficiente la sensibilità. In questi casi, e in generale quando il problema della sensibilità della camera è quello prevalente, risulta indispensabile ricorrere a camere a ionizzazione con volumi più grandi di quelli richiesti per poter applicare la teoria della cavità. La determinazione della dose assorbita con camere a ionizzazione non omogenee e con volume non sufficientemente piccolo come quello richiesto dalla teoria della cavità, è tuttavia possibile ma accettando delle approssimazioni. Si può in tali casi correlare la dose assorbita alla carica misurata dalla camera, con una relazione che risulta però diversa a seconda delle dimensioni della cavità della camera a ionizzazione. Queste dimensioni si denotano come grandi o intermedie rispetto a quelle (piccole) di una camera a cavità. In una camera a cavità propriamente detta, la densità di ionizzazione nel gas

della cavità della camera è (per definizione di camera a cavità) dovuta prevalentemente agli elettroni secondari prodotti dai fotoni in interazioni con le pareti della camera. In una camera a "cavità grande" la densità di ionizzazione nel gas della cavità della camera è invece dovuta prevalentemente agli elettroni liberati dai fotoni in interazioni con il gas della cavità della camera. La densità di ionizzazione nel gas di una "cavità intermedia" è dovuta agli elettroni secondari prodotti in parte nelle pareti e in parte nel gas.

12.2.6.a Cavità di dimensioni grandi

In una camera a ionizzazione la cui cavità è classificabile come "grande" la carica prodotta è costituita essenzialmente dalla ionizzazione del gas dovuta agli elettroni liberati dalle interazioni dei fotoni con il gas della cavità. Le "grandi" dimensioni del volume della cavità sono perciò tali in quanto, grazie ad esse, la fluenza di elettroni secondari che entrano nella cavità, dopo essere stati prodotti dai fotoni nelle pareti della camera, è trascurabile rispetto a quella prodotta dai fotoni direttamente nel gas della cavità. Se all'interno di una tale cavità grande sono soddisfatte le condizioni di CPE, si può stabilire comunque una relazione fra la carica prodotta nel gas g della cavità e la dose assorbita D_m in un dato mezzo m. Questa corrispondenza è fornita dalla relazione (5.10) e quindi:

$$D_m \underset{=}{\overset{CPE}{}} D_g \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\varrho} \right)_g^m \tag{12.28}$$

dove, l'espressione in parentesi è il rapporto fra i coefficienti massici di assorbimento di energia (mediati rispetto allo spettro di energia dei fotoni) del mezzo m e del gas g, rispettivamente. Il mezzo m cui si riferisce la dose assorbita D_m è, in riferimento a quanto la (5.10) presuppone, una piccola massa di materiale m posta in aria nel punto corrispondente al centro della cavità, ma in assenza della camera, e all'interno della quale sussistono le condizioni di CPE quando la massa è esposta alla medesima fluenza di energia di fotoni che produce la carica nella camera. È necessario tener sempre presente questa circostanza poiché essa condiziona le dimensioni della massa m. Tali dimensioni sono infatti legate alla condizione di CPE e quindi all'energia della radiazione considerata.

12.2.6.b Cavità di dimensioni intermedie

Per quelle camere a ionizzazione le cui cavità abbiano dimensioni intermedie, comprese fra quelle di una piccola cavità di B-G e quelle di una cavità "grande", una correlazione fra D_m e D_g (e quindi, dalla (12.11), una correlazione fra D_m e la carica misurata) non può essere ricavata in

modo rigoroso. Una correlazione approssimativa può essere tuttavia ottenuta sulla base di un'estensione della teoria di B-G elaborata da T. E. Burlin (cfr. Burlin) in cui è necessario effettuare una stima di diversi parametri in essa presenti. A riguardo si riporta, a solo titolo illustrativo, l'espressione che correla D_m e D_g per le cavità intermedie e che nella sua formulazione più semplice può essere scritta come:

$$\frac{D_g}{D_m} = d\left(\frac{\bar{S}}{\varrho}\right)_m^g + (1-d)\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\varrho}\right)_m^g \qquad (12.29)$$

dove d è un parametro relativo alla dimensione della cavità ed è prossimo a 1 per cavità piccole e a 0 per cavità grandi. Nei casi estremi la (12.29) tende, come necessario, alla relazione di B-G (12.10) e alla (12.28), rispettivamente. Tuttavia le approssimazioni necessarie per la determinazione di d nei casi intermedi sono non poche. Una delle principali riguarda l'andamento dello spettro di energia degli elettroni secondari che dovrebbe essere uguale nel mezzo e nella cavità, come richiesto dalla teoria della cavità (cfr. § 12.2.1) su cui la (12.29) è basata. L'insieme di queste approssimazioni può rendere poco praticabile l'uso della (12.29) in tutte quelle situazioni in cui è richiesta un'adeguata accuratezza nelle determinazioni dosimetriche. In quei casi (in realtà non molto frequenti) in cui non si può fare a meno di usare una camera a cavità intermedia è necessario apportare alla (12.29) le necessarie correzioni, deducibili essenzialmente da calcoli basati su simulazioni Monte Carlo.

12.2.7 Gli effetti di perturbazione e il fattore di risposta di una camera a cavità reale

Nella dosimetria in radioterapia la grandezza di principale interesse è la dose assorbita in acqua, D_w. L'acqua (w) è quindi il mezzo irradiato in cui viene posta una camera a cavità per la misura di D_w nelle condizioni di riferimento (dosimetria di base). Le camere a cavità usate in dosimetria hanno caratteristiche (cfr. § 15.3) che approssimano quelle di una cavità ideale di B-G ma che non coincidono con esse. I motivi della non perfetta equivalenza fra una camera a cavità reale e una cavità ideale, sono dovuti alle dimensioni finite della cavità della camera e alla presenza di materiali (di cui è costituita la camera) diversi dal mezzo di riferimento, l'acqua. L'insieme di queste circostanze induce una perturbazione della fluenza che le particelle cariche hanno nel mezzo quando la cavità non è ancora presente. Quanto più rilevante è questa perturbazione tanto meno lecito è assumere: $\Phi_g(P) = \Phi_m(P)$ (cfr. §12.2.1) e considerare valida la relazione di B-G e le connesse relazioni fino alla (12.24).

Per una camera a cavità reale, la carica q nella (12.24) è il valore medio della carica prodotta all'interno della cavità finita della camera. Alla carica q misurata dalla camera non si deve perciò riferire la dose $D_g(P)$ ma la dose D_{cav} intesa come dose assorbita media nel gas della cavità. Se si denota con il termine f quel fattore tramite cui si può convertire la dose D_{cav} - la grandezza misurata tramite q - e D_m la dose assorbita nel mezzo m (in assenza della cavità) nel punto di misura P, la (12.24) riferita a una cavità reale può essere espressa come: $D_m = f \cdot D_{cav}$.
Il fattore f - il cui inverso $1/f$ è detto fattore di risposta della camera - dipende dall'energia e dal tipo della radiazione ovvero dalla qualità Q della radiazione considerata (cfr. § 11.1). Per determinare D_m mediante una camera a cavità nelle diverse possibili condizioni sperimentali la conoscenza di $f(Q) = D_m/D_{cav}$ è quindi essenziale. Se invece della camera a cavità si usa un diverso rivelatore cui si possano applicare le condizioni di B-G, D_{cav} va sostituita con la dose assorbita media nel volume dello specifico rivelatore, (D_{riv}).
Per una cavità ideale per la quale si può assumere valida l'uguaglianza: $\Phi_g(P) = \Phi_m(P)$, il fattore $f(Q)$ coincide con il rapporto $s_{m,g}$, dato dalla (12.23) o dalla (12.26). Si ha in tal caso: $f(Q) = s_{m,g}(Q) = f_{id}(Q)$, avendo denotato con $f_{id}(Q)$ il fattore di conversione relativo a una cavità considerata come una cavità ideale di B-G.
Se la perturbazione della cavità sulla fluenza e sullo spettro di energia delle particelle non è trascurabile, ne consegue che: $\Phi_g(P) \neq \Phi_m(P)$ e quindi $f(Q) \neq s_{m,g}(Q)$. Nei limiti in cui l'entità della perturbazione si può considerare piccola, l'effetto perturbativo può essere corretto mediante un fattore moltiplicativo, p_Q, applicato a $f(Q)$ ed esprimendo il fattore $f(Q)$ riferito alla situazione perturbata, come: $f(Q) = s_{m,g}(Q) \cdot p_Q = f_{id}(Q) \cdot p_Q$. Si noti che correggere $f(Q)$ mediante un fattore moltiplicativo non sarebbe lecito se la perturbazione fosse tanto elevata da dover richiedere un completo ricalcolo delle fluenze coinvolte e quindi del rapporto $s_{m,g}(Q)$.
La perturbazione che l'introduzione di una camera a cavità reale in un mezzo m induce sulla fluenza delle particelle cariche, deriva da varie cause. Queste cause sono riconducibili: a) ai materiali delle pareti della camera diversi da m (da qui in avanti il mezzo m è l'acqua, w), b) alle dimensioni finite della cavità, c) al gradiente della fluenza all'interno della cavità, d) alla presenza di un elettrodo centrale nella camera. A rigore, gli effetti derivanti da queste cause hanno fra loro una reciproca influenza. Tuttavia, nell'approssimazione in cui questi effetti possono ritenersi fra loro indipendenti - e permanendo sempre la condizione che la loro entità sia piccola - il termine correttivo p_Q può essere fattorizzato come prodotto dei fattori correttivi relativi ai singoli effetti specificati.
In definitiva la dose assorbita in acqua, D_w, misurata con una camera a ionizzazione a cavità si può, esprimere tramite la (12.24), come:

$$D_w = D_g s_{w,g} p_Q = \frac{q}{m_g}\left(\frac{W}{e}\right)_g s_{w,g} p_Q \qquad (12.30)$$

con

$$p_Q = (p_{wall}\, p_{cav}\, p_{dis}\, p_{cel})_Q \qquad (12.31)$$

Il fattore $p_Q = (p_{wall}\, p_{cav}\, p_{dis}\, p_{cel})_Q$, dipendente dalle caratteristiche della camera e dalla qualità Q della radiazione, include i fattori correttivi per i singoli effetti perturbativi dovuti: alle pareti della camera (p_{wall}), alle dimensioni della cavità (p_{cav}), al gradiente di fluenza nella cavità (p_{dis}), all'elettrodo centrale della camera (p_{cel}). Ciascuno di questi fattori correttivi è discusso nei paragrafi seguenti.

12.2.7.a Effetto delle pareti della camera

La presenza nel mezzo di riferimento *w* di un mezzo *p* (le pareti della camera) – con *p* diverso da *w* – non consente di applicare in modo diretto la (12.24) poiché nella (12.24) i mezzi coinvolti sono soltanto due: il mezzo di riferimento e il gas della cavità.
Si supponga che la camera posta in acqua in un punto di riferimento sia esposta a radiazione indirettamente ionizzante costituita da fotoni. La presenza delle pareti della camera nell'acqua ha come effetto che la ionizzazione nel gas della cavità – e quindi la dose assorbita nella cavità – risulta dovuta in parte alla frazione di elettroni secondari prodotti dalla radiazione primaria nell'acqua e in parte alla frazione di elettroni secondari prodotti nelle pareti. Queste due frazioni sono fra loro diverse poiché sia la fluenza che l'energia degli elettroni secondari liberati dai fotoni nell'acqua e nelle pareti della camera, dipendono dal numero atomico efficace dei mezzi *w* e *p*, fra loro diversi.
Per tener conto di questo circostanza (non coerente con quanto espresso dalla 12.24) è utile partire da due condizioni estreme: la prima, in cui lo spessore delle pareti della camera sia tanto sottile da ritenere del tutto trascurabile il numero di elettroni secondari che, prodotti nelle pareti, attraversano la cavità; la seconda, in cui lo spessore delle pareti sia abbastanza grande per cui gli elettroni secondari che ionizzano l'aria della cavità sono essenzialmente solo quelli liberati nelle pareti. Nella prima condizione sperimentale è valida la (12.24) che si può riscrivere come:

$$_w(D_w) = {}_w(J_a)\left(\frac{W}{e}\right)_a s_{w,a} \qquad (12.32)$$

dove, il pedice w a sinistra nel simbolo ${}_w(D_w)$ indica che la dose assorbita in acqua, D_w, è dovuta alla ionizzazione prodotta solo da elettroni generati in acqua, ${}_w(J_a)$ è la corrispondente densità di carica, q/m_g, prodotta nella cavità di aria dagli elettroni secondari liberati in acqua e $s_{w,a}$ è il rapporto dei poteri frenanti massici secondo S-A (eq. 12.23) relativi all'acqua, w, e all'aria, a, (da qui in poi l'aria sarà sempre il gas di cui si suppone riempita la cavità, tranne quando diversamente specificato).
Nella seconda condizione sperimentale è valida un'espressione analoga ma riferita al materiale, p, delle pareti della camera, il cui spessore è per ipotesi uguale o maggiore dello spessore di equilibrio (cfr. § 12.2.2). In questo caso gli elettroni secondari prodotti nell'acqua non sono in grado di attraversare le pareti e perciò gli elettroni secondari che ionizzano l'aria della cavità sono solo quelli prodotti nelle pareti. Si avrà pertanto:

$$ {}_p(D_p) = {}_p(J_p)\left(\frac{W}{e}\right)_a s_{p,a} \tag{12.33}$$

dove, il pedice p a sinistra nel simbolo ${}_p(D_p)$ indica che la dose assorbita nel materiale delle pareti, D_p, è dovuta alla ionizzazione prodotta solo da elettroni liberati nelle pareti, ${}_w(J_a)$ è la corrispondente densità di carica prodotta nella cavità di aria dagli elettroni secondari prodotti nelle pareti e $s_{p,a}$ è il rapporto dei poteri frenanti massici secondo S-A (eq. 12.23) relativi alle pareti, p, e all'aria, a. Si considerino ora due piccole masse, una di acqua l'altra di materiale p, con volume sufficientemente piccolo da poter presupporre al loro interno le condizioni di CPE quando, poste nello stesso punto di riferimento in acqua, sono irradiate dal medesimo campo di fotoni. Le dosi assorbite D_p, e D_w sono in tal caso fra loro correlabili in quanto, nelle condizioni di CPE, si ha (cfr. eq. 5.10):

$$ D_w = D_p\left(\frac{\mu_{en}}{\varrho}\right)_p^w \tag{12.34}$$

Si consideri ora il valore della dose assorbita in acqua che si otterrebbe se la piccola massa d'acqua nel punto di riferimento (in acqua) fosse irradiata dalla radiazione secondaria proveniente esclusivamente dalle interazioni dei fotoni nel materiale p delle pareti della camera. Se questa dose assorbita si denota con ${}_p(D_w)$ in analogia al significato di ${}_w(D_w)$, dalla (12.33) e dalla (12.34) si ottiene:

$$ {}_p(D_w) = {}_p(D_p)\left(\frac{\mu_{en}}{\varrho}\right)_p^w = {}_p(J_a)\left(\frac{W}{e}\right)_a s_{p,a}\left(\frac{\mu_{en}}{\varrho}\right)_p^w \tag{12.35}$$

La (12.32) e la (12.35) forniscono due valori diversi della dose assorbita

in acqua, D_w. Tali valori sono diversi poiché $_w(D_w)$, è la dose assorbita in acqua dovuta a elettroni secondari supposti prodotti tutti in acqua, mentre $_p(D_w)$ è la dose assorbita in acqua che si otterrebbe se gli elettroni secondari che producono la ionizzazione J_a provenissero tutti e soltanto dalle pareti della camera.
Le due condizioni appena considerate riguardano evidentemente schematizzazioni ideali. Nelle misure con camere reali si ha infatti che la ionizzazione J_a è dovuta per una frazione α a elettroni prodotti nelle pareti della camera e per una frazione $1 - \alpha$ a elettroni prodotti in acqua che sono al contempo in grado di attraversare le pareti della camera e ionizzare l'aria della cavità. Il valore di α dipende dallo spessore delle pareti (per un dato materiale) e dall'energia dei fotoni incidenti.
La (12.32) si può applicare alla situazione reale se al valore della ionizzazione $_w(J_a)$ si sostituisce il minor valore $(1\text{-}\alpha)J_a$ e analogamente l'equazione (12.35) sarà anch'essa applicabile alle condizioni reali se in essa si considera il minor valore αJ_a della ionizzazione al posto di $_p(J_a)$. La (12.32) e la (12.35) così modificate, si possono immaginare come due distinti contributi al valore complessivo di D_w, che si può quindi esprimere come la somma:

$$D_w = (1-\alpha)\left(\frac{W}{e}\right)_a s_{w,a} + \alpha\, J_a \left(\frac{W}{e}\right)_a s_{p,a} \left(\frac{\mu_{en}}{\varrho}\right)_p^w \qquad (12.36)$$

Le due componenti di D_w indicate nella (12.36) sono distinte solo idealmente. Il valore di D_w in un dato punto in acqua in assenza della camera dipende, di per sé, solo dagli elettroni secondari liberati in acqua dai fotoni. È la densità di carica, J_a, prodotta nell'aria della cavità, che dipende dai due diversi contributi di elettroni provenienti, rispettivamente, dalle pareti e dall'acqua.
La separazione in due componenti indicata dalla (12.36) è quindi giustificata solo in quanto essa si riferisce non alla definizione di D_w ma al valore di D_w così come si ottiene da una misura di carica con una camera a cavità.
Semplificando, dalla (12.36) si ha:

$$D_w = J_a (W/e)_a \left[(1-\alpha)\, s_{w,a} + \alpha\, s_{p,a} (\mu_{en}/\rho)_p^w\right] \qquad (12.37)$$

Moltiplicando e dividendo il secondo membro della (12.37) per il rapporto $s_{w,a}$ e tenendo presente la (12.11), si ottiene:

$$D_w = D_a\, s_{w,a}\, p_{wall} \qquad (12.38)$$

dove

$$p_{wall} = \frac{\alpha\, s_{p,a}(\mu_{en}/\rho)_p^w + (1-\alpha)\, s_{w,a}}{s_{w,a}} \qquad (12.39)$$

La (12.38) è in sostanza la relazione di B-G (con i poteri frenanti determinati secondo la revisione di S-A) in cui è stato però introdotto il fattore correttivo p_{wall} che tiene conto della presenza delle pareti (wall) della camera nell'acqua e che è definito dalla (12.39). Poiché le pareti di una camera a cavità reale sono costituite da materiali diversi dall'acqua, esse introducono una perturbazione nel mezzo omogeneo ideale costituito solo dall'acqua con la sua cavità di aria. Il fattore p_{wall} corregge per questa perturbazione risultando tanto più diverso da 1 quanto più diversa dall'acqua, w, è la composizione del materiale p delle pareti.
Nel caso limite in cui $w \equiv p$, si ha infatti $p_{wall} = 1$ poiché in tal caso risulta anche $\alpha = 0$. Risulta inoltre $p_{wall} = 1$ anche nel caso limite in cui $p \equiv a$, corrispondente al caso ideale in cui la cavità ha pareti costituite dall'aria, o anche da pareti di un materiale diverso dall'aria ma con spessore infinitamente sottile. Anche in tal caso risulta infatti $\alpha = 0$.
Il fattore correttivo p_{wall} si applica quando la radiazione incidente è

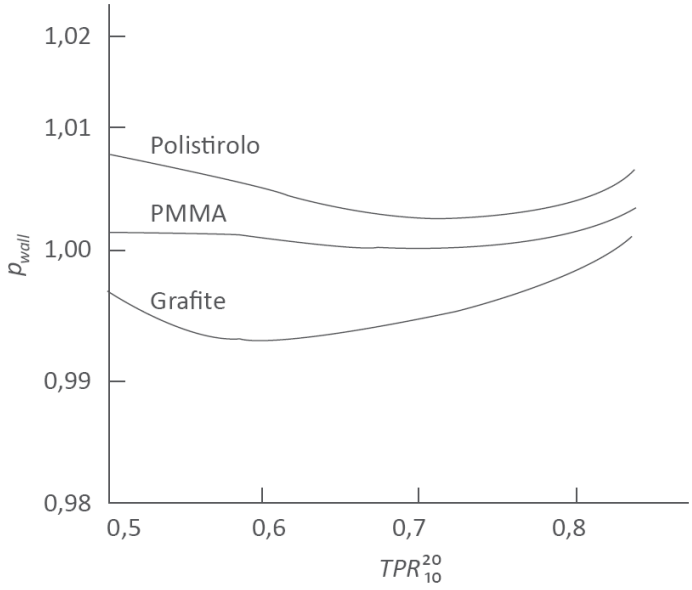


Figura 12.6 - Andamento del fattore correttivo p_{wall} in funzione dell'energia dei fotoni (espressa in termini dell'indicatore TPR_{10}^{20}) per alcuni materiali di cui sono costituite più frequentemente le pareti delle camere a ionizzazione a cavità per la dosimetria in radioterapia. I valori di p_{wall} si riferiscono a camere con pareti di spessore di 0,5 mm. Le variazioni del parametro α dovute a spessori non molto diversi da 0,5 mm hanno, in base alla (12.39), una modesta influenza sul valore del fattore p_{wall}

costituita da fotoni. Con fasci incidenti di elettroni, e in generale di particelle cariche, si può porre $p_{wall} = 1$. In tal caso infatti, la ionizzazione J_a non dipende in modo apprezzabile dal materiale delle pareti della camera, anche in relazione al fatto che lo spessore delle pareti delle usuali camere a cavità è sempre relativamente piccolo. Come si deduce dalla (12.39), i valori di p_{wall} dipendono dall'energia dei fotoni, dal materiale e (in minor misura) dallo spessore delle pareti della camera a cavità. Un esempio di come il fattore p_{wall} varia in funzione dell'energia dei fotoni e del materiale delle pareti delle camere a ionizzazione è mostrato in figura 12.6, dove si vede come il PMMA (una plastica nota anche come Perspex) si comporti in modo abbastanza simile all'acqua mentre ciò si verifica meno con materiali aventi proprietà di assorbimento e diffusione meno simili a quelle dell'acqua.
Quando una camera a cavità è posta in un fantoccio d'acqua per le misure di D_w, su di essa viene inserita una sottile guaina impermeabile (con spessore di circa 0,5 mm). La presenza di questa guaina, che modifica lo spessore effettivo delle pareti della camera, si può tenere in conto mediante un fattore correttivo. Questo fattore si determina in base a considerazioni analoghe a quelle descritte per ottenere la (12.39) e include l'effetto della eventuale diversità del materiale della guaina rispetto a quello delle pareti della camera. I valori di p_{wall} riportati nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. IAEA 2000) includono l'effetto di questa guaina per le diverse camere a cavità esistenti in commercio.

12.2.7.b Effetto della cavità sulla fluenza delle particelle cariche

L'introduzione in acqua di una camera a cavità reale produce un ulteriore effetto indesiderato dovuto al fatto che le dimensioni non infinitesime della cavità della camera perturbano la fluenza delle particelle cariche esistente in acqua, in assenza della cavità, nel punto dove si introduce successivamente la cavità. Le particelle cariche che attraversano la cavità d'aria hanno minore probabilità, rispetto a quelle che attraversano l'acqua, di essere diffuse tendendo quindi a mantenere la loro originaria traiettoria d'incidenza. Se si considera, con riferimento alla figura 12.7, un volume V interno a un mezzo omogeneo irradiato – in assenza della cavità – la quantità di particelle cariche diffuse all'interno di V dalle regioni del mezzo esterne a V, è mediamente uguale a quella delle particelle che da quel volume sono diffuse verso il suo esterno. Se nel mezzo irradiato (acqua) s'introduce una cavità di aria il numero di particelle cariche diffuse dall'acqua (o da qualsiasi altro mezzo più denso dell'aria) in direzione della cavità risulta maggiore del numero delle particelle che dalla cavità di aria sono diffuse verso il mezzo circostante. Questa prevalenza di eventi di diffusione dal mezzo più denso verso la cavità d'aria, si traduce in una più elevata ionizzazione nella cavità

rispetto a quella che si otterrebbe se la fluenza media delle particelle cariche nel volume della cavità fosse uguale a quella esistente nel medesimo volume occupato dal mezzo imperturbato, quando la cavità viene rimossa. È utile a riguardo ricordare che la quantità di ionizzazione in un volume V di aria (così come di altro mezzo) è proporzionale alla fluenza media di particelle cariche in quel volume e quindi (cfr. eq. 2.1b) alla lunghezza complessiva di tutte le tracce formate all'interno di V dalle particelle su di esso incidenti.
D'altra parte la dose assorbita in acqua che si vuole determinare è quella dovuta alle particelle cariche che attraversano il mezzo in assenza della cavità. Il segnale di carica fornito dalla camera a cavità (cfr. eq. 12.30) sovrastimerebbe quindi questo valore se non si apportasse una correzione mediante un fattore moltiplicativo minore di 1. Questo fattore correttivo, denotato con p_{cav}, è evidentemente, tanto minore di 1 quanto maggiori sono le dimensioni della cavità e quanto minore è l'energia delle particelle cariche incidenti sulla cavità. Al diminuire dell'energia delle particelle aumenta infatti il loro angolo di diffusione e quindi l'eccesso delle particelle diffuse dal mezzo verso la cavità.
Nella tabella 12.1 sono riportati alcuni valori indicativi del fattore correttivo p_{cav} in funzione dell'energia degli elettroni e delle dimensioni della cavità della camera. Valori di p_{cav} specifici per i diversi tipi di camera

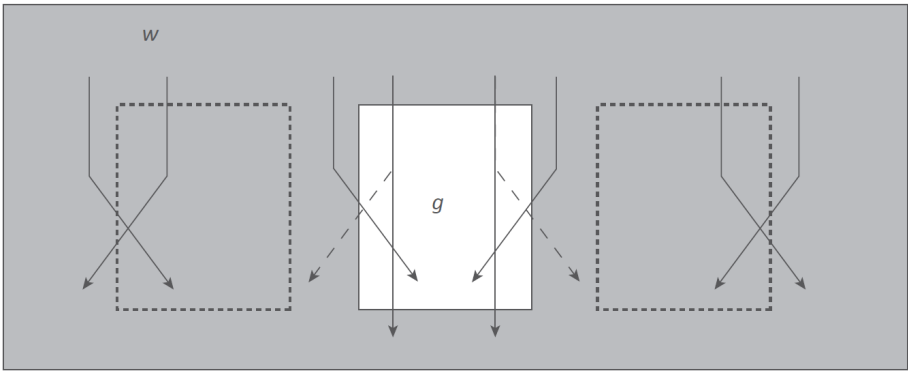


Figura 12.7 - Perturbazione della fluenza degli elettroni incidenti su una cavità riempita di un gas *g* (ad es. aria) e posta all'interno di un mezzo omogeneo *w* (ad es. acqua). In un volume nel mezzo *w* (regione tratteggiata) il numero di elettroni diffusi verso il suo interno uguaglia statisticamente quello degli elettroni diffusi verso il suo esterno. Ciò non si verifica nella cavità con il gas *g*. Le tracce degli elettroni tratteggiate corrispondono a quelle che si formano quando il volume della cavità è occupato dal mezzo omogeneo *w*. In presenza della cavità la diffusione delle particelle verso il suo interno predomina sulla diffusione verso il suo esterno

a cavità sono riportati nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. IAEA 2000).

La correzione p_{cav}, particolarmente importante nelle misure in fasci di elettroni, è molto meno rilevante in fasci di protoni e sempre più trascurabile all'aumentare della massa delle particelle, cioè al diminuire della loro deflessione nei processi di diffusione. Nei fasci di fotoni la correzione di fatto non si applica, ponendo quindi il fattore p_{cav} uguale a 1. Nei fasci di fotoni i punti nei quali si misura la dose D_w sono sempre situati profondità, *d,* in acqua uguali o maggiori a d_{max} (cfr. fig 11.7). A profondità inferiori le misure di D_w hanno scarso interesse (per i bassi valori di dose) e sono più problematiche (per gli elevati gradienti e l'assenza di condizioni di CPE). Alle profondità $d \geq d_{max}$, dove sussistono le condizioni di CPE o TCPE (cfr. § 11.2.2.a), il fattore p_{cav} si può porre ragionevolmente uguale a 1. Nelle condizioni di CPE (per $d = d_{max}$) valgono infatti le indicazioni del teorema di Fano (cfr. § 12.2.4) che si possono comunque estendere anche alle condizioni di TCPE (per $d \geq d_{max}$) una volta che il valore di D_w sia stato corretto, mediante il fattore p_{dis}, per l'effetto del gradiente di dose (cfr. § 12.2.7.c). In base al teorema di Fano, l'introduzione di una cavità d'aria in acqua nelle regioni del mezzo in cui il campo di radiazione primaria (i fotoni) è uniforme, lascia mediamente imperturbata la fluenza, l'energia e la direzione della radiazione secondaria (gli elettroni). Tale conclusione vale naturalmente entro i limiti in cui si possano ritenere simili i numeri atomici efficaci dell'acqua e dell'aria.

La correzione p_{cav} è necessaria per le camere a ionizzazione cilindriche del tipo "a ditale" ma non per quelle del tipo a elettrodi piani e paralleli ("camere piatte"). Lo schema costruttivo di queste ultime, in particolare la presenza di un elettrodo di guardia intorno alla cavità (cfr. fig. 15.2), e il piccolo spessore della loro cavità rendono trascurabile la perturbazione prodotta dalla cavità d'aria anche in fasci di elettroni.

Tabella 12.1 - Valori indicativi del fattore correttivo p_{cav} corrispondenti ad alcuni valori dell'energia $\bar{E}(d)$ degli elettroni (cfr. eq. 11.16) e del raggio *r* della cavità per una camera a ionizzazione di forma cilindrica

$\bar{E}(d)$ (MeV)	*r* = 1,5 mm	*r* = 2,5 mm	*r* = 3,5 mm
4	0,981	0,967	0,955
6	0,984	0,974	0,963
10	0,991	0,984	0,978
15	0,995	0,992	0,989
20	0,997	0,995	0,994

12.2.7.c Effetto del gradiente di dose nel volume occupato dalla cavità

Le camere a cavità usate per la dosimetria in radioterapia sono prevalentemente di forma cilindrica del tipo "a ditale" ("thimble chamber", cfr. § 15.3). A questo tipo di camere si farà perciò riferimento in relazione alla correzione da apportare alle misure a causa dell'effetto discusso in questo paragrafo.
Nei rivelatori in generale s'identifica di norma un punto di riferimento utile a definire la loro posizione e quindi la loro distanza rispetto a punti specificati. Per le camere a ionizzazione del tipo "a ditale" questo riferimento è, come in diversi altri rivelatori, il centro geometrico della cavità. Nella tipica configurazione d'irraggiamento usata in dosimetria, la camera viene posta all'interno del mezzo d'interesse con il suo centro nel punto P_0 in cui l'asse longitudinale della camera interseca perpendicolarmente l'asse del fascio di radiazione (cfr. fig. 12.8.a).
In questa configurazione il fascio di radiazione incide sulle pareti della camera nella regione in cui esse sono ricurve. La cavità d'aria della camera presenta quindi, lungo la direzione d'incidenza della radiazione, una sezione di forma circolare di raggio R (cfr. fig. 12.8.b). La sezione circolare e le dimensioni finite della cavità di una camera reale – mai tanto piccola come idealmente supposto dalla teoria della cavità di B-G – danno luogo a un effetto perturbativo nella misura di D_w, quando per questa misura la camera è introdotta, con la disposizione sperimentale mostrata in figura 12.8.a), in un fantoccio d'acqua.
Questo effetto si manifesta per la presenza concomitante di due cause. La prima è che la dose assorbita, D_w, ha al variare della profondità in acqua – ad eccezione della regione della *PDD* intorno a d_{max} – un gradiente più o meno pronunciato, a seconda della qualità della radiazione (cfr. figg. 11.5 e 11.6). La seconda è che, se si vuole determinare la dose $D_w(P_0)$ in un punto P_0 in acqua e se a tal fine si usa una camera a cavità del tipo "a ditale" posta in acqua con il suo centro in P_0, la carica misurata dalla camera è dovuta a una fluenza di energia maggiore di quella cui deve essere correlata la dose $D_w(P_0)$.
Le misure di D_w sono fatte di norma a profondità $d \geq d_{max}$. Nella parte discendente della curva di *PDD* (cfr. §§ 11.2.2.a e 11.2.3.a) la fluenza di energia della radiazione decresce e la sua attenuazione nell'attraversare il volume della cavità d'aria è molto minore di quella subita dalla radiazione nell'attraversare lo stesso volume occupato dal mezzo (l'acqua) quando la camera è assente. Se si vuole riferire la misura di D_w al punto in acqua P_0, è necessario tener presente che la fluenza della radiazione in P_0 in acqua (in assenza della camera) è minore di quella esistente nello stesso punto all'interno della camera, quando il rivelatore è in acqua durante la misura. È necessario quindi tener conto del fatto che

il segnale di carica, determinato dalla fluenza media di energia presente nella cavità della camera, è dovuto a una fluenza maggiore di quella che si ha in P_0 quando la camera è rimossa e la cavità d'aria viene rimpiazzata da un uguale volume di acqua. Se la dose D_w in P_0 si determinasse in base alla carica (cfr. eq. 12.24) misurata dalla camera posta in P_0, il valore di $D_w(P_0)$ risulterebbe sovrastimato.
Per avere la corretta corrispondenza fra il segnale di carica prodotto dalla camera posta in acqua con il suo centro in P_0 e la dose D_w riferita allo stesso punto in acqua (in assenza della cavità), si può ricorrere a due diversi metodi. Tali metodi, pur differenti nella loro attuazione, hanno tuttavia una comune base concettuale.
Il primo metodo correttivo è basato sul concetto di "punto effettivo di misura" di una camera a ionizzazione, con particolare riferimento a una camera a ionizzazione a cavità. In una camera a cavità "a ditale" (e in generale in una camera con le pareti ricurve), esposta a un fascio di radiazione con la configurazione mostrata nelle figg. 12.8.a e 12.8.b, il

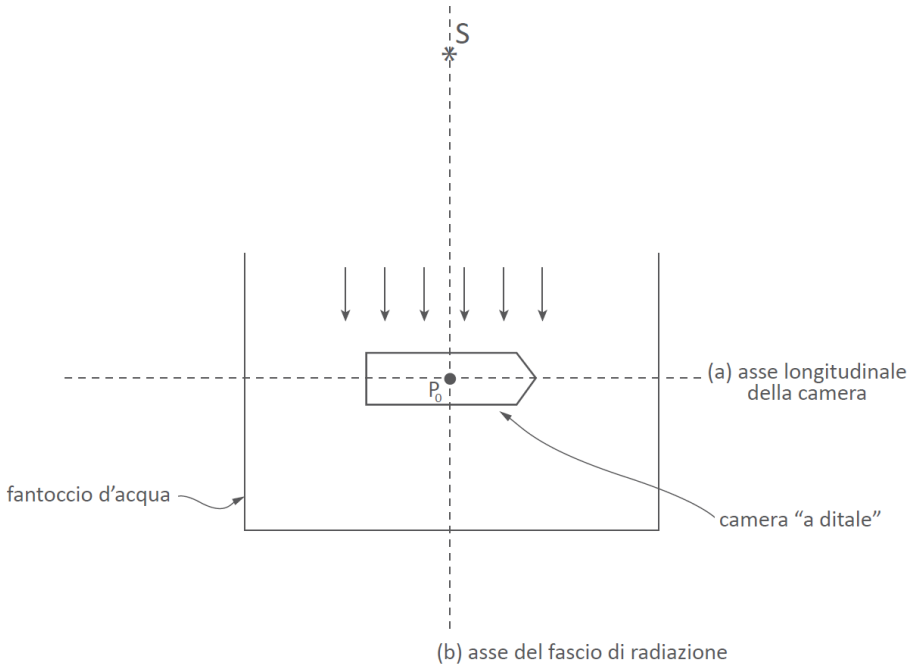


Figura 12.8a - Configurazione sperimentale di una camera a cavità del tipo "a ditale" per la dosimetria di base in fantoccio. La camera è posta nel fantoccio d'acqua (o di altro materiale) con il suo asse longitudinale, *a*, normale all'asse *b* del fascio di radiazione proveniente dalla sorgente *S*. I due assi si intersecano nel centro del rivelatore P_0

punto cui va riferita la grandezza misurata dalla camera non coincide con il centro geometrico, P_0, del rivelatore. Nella configurazione sperimentale considerata, le particelle del fascio incidono sulle pareti della camera in punti $P(\theta)$ aventi una distanza x dall'asse longitudinale del rivelatore, variabile a seconda dell'angolo θ sotteso da $x(\theta)$, come mostrato in figura 12.8.c. Se la camera è esposta uniformemente a una fluenza Φ di particelle unidirezionali, essa produce un segnale di carica, q, che si può immaginare costituito dalla somma dei contributi elementari, dq, dovuti alla radiazione incidente sui diversi elementi di superficie d$S(P)$ intorno ai punti P sulle pareti del rivelatore.

I contributi di carica dq sono fra loro diversi in funzione della posizione del punto di misura P, ovvero dell'angolo θ. Ciascuno di questi contributi si può assumere proporzionale sia al valore di $x(\theta)$ sia al numero di particelle incidenti nei punti P compresi tra $P(\theta)$ e $P(\theta+\mathrm{d}\theta)$ e che attraversano quindi le pareti del rivelatore lungo l'elemento d'area $\mathrm{d}S(\theta) = \ell R\mathrm{d}\theta$. Questa proporzionalità è giustificata dal fatto che $x(\theta)$ è, nell'ipotesi di traiettorie rettilinee delle particelle, approssimabile alla semilunghezza delle tracce formate nel volume sensibile del rivelatore dalle particelle cariche che provengono dall'elemento di superficie di parete d$S(\theta)$.

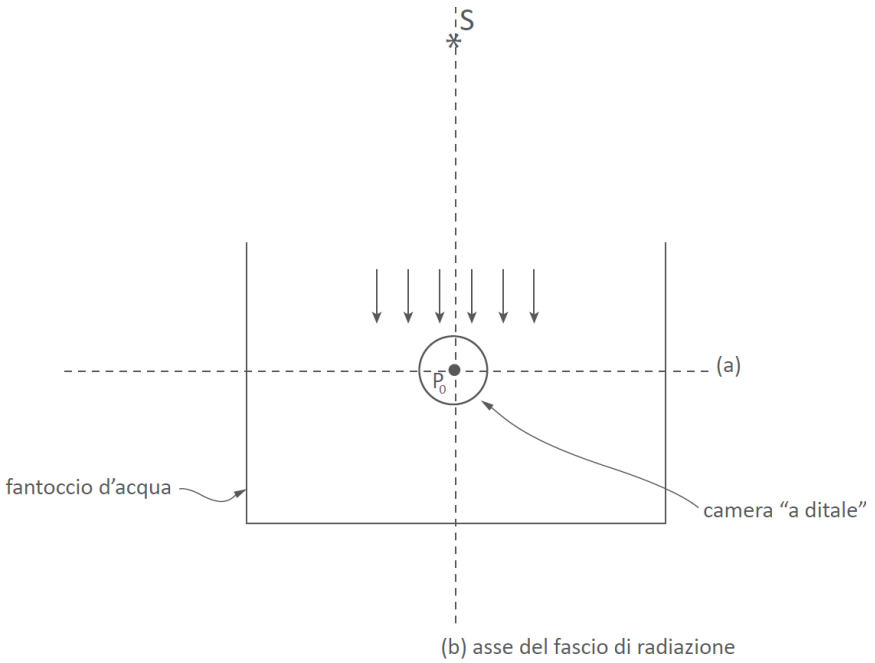


Figura 12.8b - Medesima configurazione sperimentale di fig. 12.8.a vista secondo una sezione trasversale all'asse *a*, in cui si evidenzia la curvatura della cavità (di raggio *R*) sulle cui pareti incide il fascio di radiazione proveniente dalla sorgente *S*

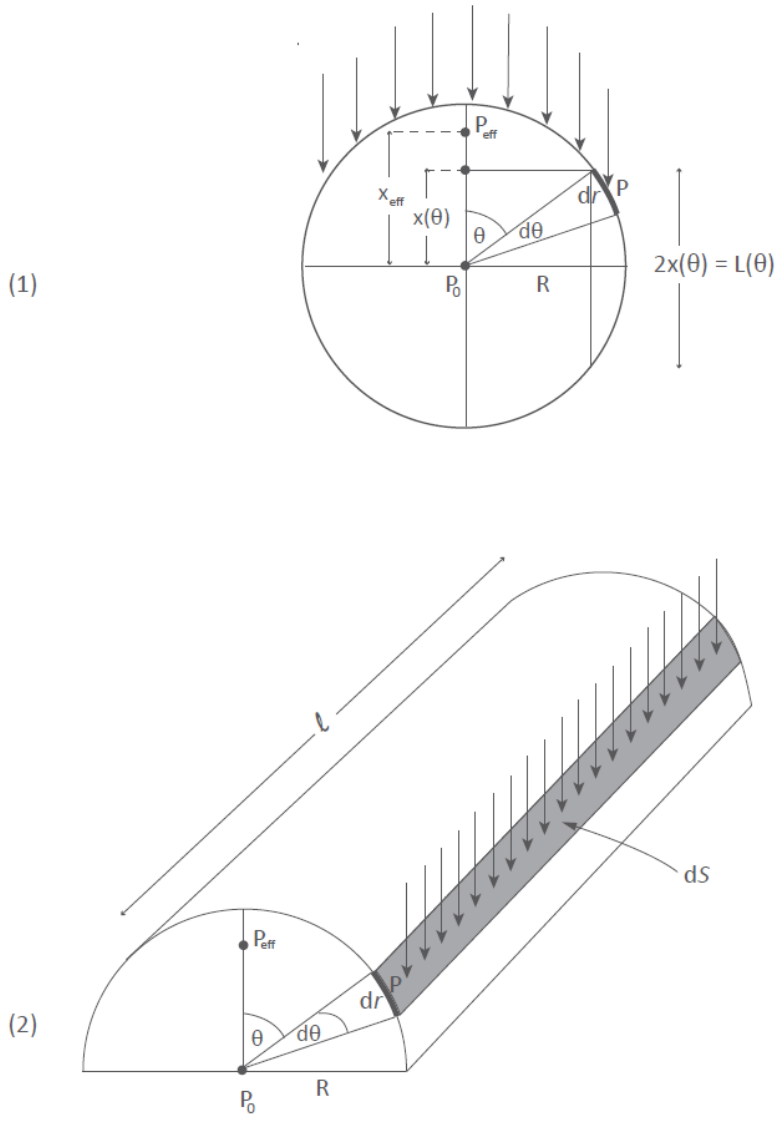


Figura 12.8c - (1) Sezione trasversa di una camera a cavità cilindrica di raggio R, in cui è evidenziata la parte ricurva delle pareti su cui incidono le particelle con traiettoria normale all'asse trasverso della camera. Le tracce formate dalle particelle cariche nella cavità hanno una lunghezza, $2x(\theta)$, compresa fra 0 e $2R$ e dipendente dall'angolo d'incidenza θ. Il punto effettivo di misura della camera, P_{eff}, è situato alla distanza x_{eff} dal centro P_0 del rivelatore.
(2) Vista parziale delle pareti ricurve della camera (di lunghezza ℓ), in cui è evidenziato l'elemento di superficie, dS, attraversato dalle particelle incidenti sulla camera nei punti P compresi fra $P(\theta)$ e $P(\theta + d\theta)$. L'elemento di superficie dS è definito dalla lunghezza, ℓ, della camera e dall'elemento di circonferenza $dr = Rd\theta$. Si ha perciò $dS = \ell \cdot R \cdot d\theta$.

Nelle camere a ionizzazione con pareti curve non può esservi perciò un punto di misura univoco poiché i punti di misura $P(\theta)$ sulle pareti che intercettano il fascio diretto, non sono fra loro equivalenti riguardo all'entità del contributo di carica ad essi correlabile. In rivelatori come le camere a cavità cilindriche si può tuttavia ammettere l'esistenza di un "punto effettivo di misura", P_{eff}, inteso come quel punto situato a una distanza dal centro P_0 del rivelatore, nel quale si può immaginare abbiano origine tutte le tracce formate dalle particelle incidenti sul rivelatore. Per un rivelatore come la camera cilindrica "a ditale", la distanza, x_{eff}, di P_{eff} dall'asse del rivelatore e da P_0, (avendo supposto le tracce dritte e parallele) può essere stimata con il metodo descritto nella nota a piè di pagina[1] Se R è il raggio della cavità della camera si ha sempre: $0 < x_{eff} < R$, e perciò il punto effettivo di misura, P_{eff}, della camera si trova, rispetto al centro del rivelatore, in una posizione più prossima alla sorgente, S, del fascio di radiazione. Se con d_{ref} e d_{eff} si indicano, rispettivamente, le distanze fra S e P_0, e fra S e P_{eff}, si ha inoltre: $d_{eff} = d_{ref} - x_{eff}$.
Il fatto che il punto effettivo di misura della camera non coincida con il suo centro geometrico comporta che, se in un punto P_0 in un mezzo si vuole misurare una grandezza come la fluenza di energia $\Psi(P)$ della radiazione (o qualsiasi altra grandezza, come D_w, correlata a Ψ) e se a tal fine si colloca nel mezzo una camera cilindrica con il suo centro posto in P_0, il risultato della misura non deve essere riferito a P_0 ma al punto, nel mezzo, coincidente con la posizione di P_{eff}. Il segnale di carica $q(P_0)$ fornito dalla camera quando il suo centro è posto in P_0, non è quindi dovuto alla fluenza, $\Psi(P_0)$, esistente nel mezzo nel punto P_0 ma a quella (solitamente più elevata), $\Psi(P_{eff})$, esistente nel mezzo nel punto P_{eff}, a una distanza

---

[1] ***Calcolo della posizione del punto effettivo di misura***
Per una camera a ionizzazione cilindrica - del tipo camera a cavità "a ditale"- sulle cui pareti curve incide un fascio parallelo di particelle nella configurazione mostrata nelle figure 12.8a e 12.8b, il valore della distanza x_{eff} alla quale si trova P_{eff} rispetto a P_0, si può stimare sulla base di un modello di calcolo indicato da J. Dutreix e A. Dutreix (Biophysik, 3, 1966, 249). Con riferimento a questo modello e alla figura 12.8 c), il valore di x_{eff} è calcolato come media pesata delle distanze $x(\theta)$, usando una funzione peso, $p(\theta)$, tale che $p(\theta)\mathrm{d}\theta = L(\theta)\mathrm{d}N$, essendo $L(\theta)$ e $\mathrm{d}N(\theta)$ le grandezze d'influenza in questa media. $L(\theta)$ è la lunghezza della traccia che ciascuna delle $\mathrm{d}N(\theta)$ particelle che entrano nella cavità attraverso l'elemento di superficie $\mathrm{d}S(\theta)$ delle pareti della camera, forma nella cavità d'aria. Facendo l'ipotesi che le tracce delle particelle siano dritte e che la fluenza Φ delle particelle sia uniforme lungo le pareti della camera su cui incidono, si può porre $L = 2x(\theta)$ e $\mathrm{d}N = \Phi \mathrm{d}S\cos\theta$, con $x(\theta) = R\cos\theta$ e $\mathrm{d}S = \ell R\mathrm{d}\theta$, dove ℓ è la lunghezza della camera e $R\mathrm{d}\theta$ è la lunghezza dell'elemento di circonferenza, dr, definito in fig. 12.8c. La media pesata delle distanze $x(\theta)$ risulta quindi uguale a:

$$\bar{x}(\theta) = \frac{\int_0^{\pi/2} x(\theta)p(\theta)\mathrm{d}\theta}{\int_0^{\pi/2} p(\theta)\mathrm{d}\theta} = R\frac{\int_0^{\pi/2} \cos^3(\theta)\mathrm{d}\theta}{\int_0^{\pi/2} \cos^2(\theta)\mathrm{d}\theta} = (8/3\pi)R \approx 0{,}85R = x_{eff}$$

I valori di x_{eff} e la posizione di P_{eff} che si calcolano in tal modo devono essere intesi solo come stime indicative poiché l'ipotesi che le tracce formate dalle particelle cariche nell'aria della cavità siano tutte rettilinee e normali all'asse della camera è semplificativa.

minore dalla sorgente. Nelle regioni del mezzo dove esiste un gradiente negativo di dose si ha dunque sempre: $\Psi(P_0)<\Psi(P_{eff})$, e quindi $q(P_0)<q(P_{eff})$ nonché $D_w(P_0)<D_w(P_{eff})$. Ignorare la distinzione fra punto nominale di misura (P_0) e punto effettivo di misura (P_{eff}) può comportare errori sulla grandezza misurata, tanto maggiori quanto più elevato è il gradiente. Se, in particolari condizioni, il gradiente di dose in un mezzo è trascurabile, la diversa posizione di P_0 rispetto a P_{eff} può invece anche non essere tenuta in conto.

Con il secondo dei due metodi si corregge il segnale di carica della camera riducendone opportunamente il valore. Questa correzione è tale da ridurre il valore della carica misurata a quel valore che la camera fornirebbe se la fluenza media di energia della radiazione, $\overline{\Psi}_{cav}(P_0)$, presente nella cavità con il centro in P_0 fosse quella, $\Psi_m(P_0)$, che si ha in P_0 nel mezzo omogeneo in assenza della cavità.

La correzione sul segnale di carica q si attua mediante il fattore p_{dis} tale che: $q[\overline{\Psi}_{cav}(P_0)] = q[\Psi_m(P_0)]p_{dis}$, con $p_{dis} < 1$ se le misure sono fatte a profondità $d>d_{max}$, poiché in tal caso è sempre: $\Psi_m(P_0)< \overline{\Psi}_{cav}(P_0)$. Un modo equivalente di definire p_{dis} è dato dalla relazione: ${}^{\text{B-G}}D_a(P_0) = {}^{riv}D_a(P_0)p_{dis}$, dove ${}^{\text{B-G}}D_a(P_0)$ è la dose assorbita nell'aria di una cavità ideale (infinitesima) di B-G e ${}^{riv}D_a(P_0)$ è la dose assorbita nell'aria della cavità di dimensioni finite del rivelatore reale, quando entrambe le cavità sono esposte al medesimo fascio di radiazione nel punto P_0 in acqua. Il pedice "*dis*" nel fattore p_{dis} denota il fatto che lo spostamento (displacement) intorno a P_0 di un volume d'acqua e la sua sostituzione, ai fini della misura, con un uguale volume di aria causano in quel punto una variazione della fluenza e dell'energia della radiazione.

Il valore di p_{dis} è, per $d > d_{max}$ tanto minore di 1 – cioè tanto maggiore è la correzione – quanto più grandi sono le dimensioni della cavità e quanto maggiore è il gradiente di D_w, quindi quanto minore è l'energia della radiazione. I fattori p_{dis} si possono determinare sia sperimentalmente (ad es., mediante misure di confronto con rivelatori "sottili") sia tramite calcoli Monte Carlo. Questi ultimi consentono ormai di ottenere valori di p_{dis} sempre più accurati, in funzione dei diversi tipi di radiazione, del loro gradiente di dose in acqua e delle diverse dimensioni delle camere a cavità.

Nelle misure di D_w mediante una camera a cavità posta con il suo centro nel punto P_0 in acqua, l'effetto del gradiente di dose si può quindi correggere in due modi alternativi: 1) non introdurre nella (12.30) il fattore correttivo p_{dis} (ovvero porre, nell'eq. 12.31, $p_{dis} = 1$) ma riferire il risultato della misura di carica (e quindi di D_w) non al punto P_0 ma al punto, a una minore profondità in acqua, corrispondente al punto effettivo di misura della camera P_{eff}; 2) riferire la misura al punto P_0 in acqua e applicare al contempo il fattore correttivo p_{dis} tramite la (12.30).

I due metodi permettono di attuare con modalità pratiche diverse la

medesima funzione di correzione dell'effetto di gradiente. Ciascuno di essi si adatta in modo più o meno soddisfacente alle diverse situazioni sperimentali.
L'uso del fattore p_{dis} presenta il vantaggio della semplificazione in quanto la correzione è inseribile direttamente nell'espressione di D_w (cfr. eq. 12.30). D'altra parte va tenuto in conto che, pur potendo determinare con buona accuratezza i valori di p_{dis}, tali valori non sono fissi, anche per una stessa camera a cavità. Essi dipendono non solo dal gradiente di dose ma anche dal suo segno, risultando minori o maggiori di 1 a seconda che si riferiscano alla regione decrescente o crescente della curva di *PDD*. Il fattore p_{dis}, inoltre, non è costante lungo tutta la curva di *PDD* per fasci di elettroni a causa della variazione di energia degli elettroni lungo il mezzo attraversato. Ciò limita nella pratica l'uso di p_{dis} solo alle curve di *PDD* di fasci di fotoni nella parte decrescente ($d > d_{max}$) dove il gradiente di dose è sempre negativo e praticamente costante.
I valori raccomandati di p_{dis} relativi a camere a cavità di diverso raggio e a fasci di fotoni di diversa qualità, sono riportati, per la dosimetria in acqua a profondità $d > d_{max}$, nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. AAPM, 1999 e IAEA, 2000). A titolo di esempio alcuni valori di p_{dis} sono riportati nella tabella 12.2 per camere "a ditale" di dimensioni diverse, esposte alla radiazione gamma del ^{60}Co.
L'uso del punto effettivo di misura, P_{eff}, nella correzione dell'effetto del gradiente di dose, ha meno limitazioni rispetto a quello del fattore p_{dis}. Per un fissato tipo di camera e di fascio di radiazione, il medesimo valore di P_{eff} può infatti essere applicato con buona approssimazione a tutti i punti della curva di *PDD*, per qualsiasi valore dell'energia della radiazione. A differenza di p_{dis}, questa correzione non può però essere direttamente

Tabella 12.2 - Valori indicativi del fattore correttivo p_{dis} per camere a ionizzazione di forma cilindrica e con cavità d'aria di diverso raggio R. I fattori si riferiscono alla radiazione gamma del ^{60}Co ($\bar{E} \approx 1{,}25$ MeV)

R (mm)	p_{dis}
5	0,981
4	0,984
3,5	0,986
3	0,988
2,5	0,990
2	0,992

attuata tramite un fattore moltiplicativo da introdurre nell'espressione di D_w. I protocolli internazionali di dosimetria già citati raccomandano i valori: $0{,}6R$ e $0{,}5R$ da assegnare alla distanza, x_{eff}, fra P_0 e P_{eff}, per camere a cavità "a ditale" con raggio R e per fasci di fotoni e di elettroni, rispettivamente. Questi valori derivano da un compromesso fra risultati sperimentali e valori calcolati (cfr. nota a pag. 421), i quali ultimi sono di norma più elevati poiché non tengono conto della presenza della radiazione diffusa, il cui effetto è di avvicinare la posizione di P_{eff} al centro del rivelatore.
La correzione per l'effetto del gradiente di dose non si applica se le misure di D_w in acqua sono fatte con camere a cavità del tipo a elettrodi piani e paralleli (dette comunemente camere piatte). In questo tipo di camere (cfr. fig. 15.2), il punto di misura di riferimento è situato al centro dell'elettrodo frontale sulla superficie interna a contatto con la cavità (cfr. cap. 15). L'assenza di curvatura e il sottile spessore dell'elettrodo fanno sì che il punto di riferimento della camera coincida con il suo punto effettivo di misura e che quindi sia anche $p_{dis} = 1$. La fluenza di energia delle particelle rimane infatti praticamente invariata in quel punto quando la cavità d'aria è rimpiazzata dal mezzo, anche nelle regioni del mezzo in cui è presente un gradiente di dose.

12.2.7.d Effetto dell'elettrodo centrale della camera

Nelle camere a ionizzazione a cavità di forma cilindrica la raccolta delle cariche avviene su un elettrodo situato al centro della cavità e realizzato di norma in grafite o in alluminio (cfr. cap.15). La presenza di questo elettrodo nella cavità d'aria della camera perturba il campo di radiazione. Le interazioni dei fotoni con questo elettrodo danno infatti luogo a un incremento di elettroni secondari e quindi a un aumento della ionizzazione prodotta dalle particelle cariche secondarie nella cavità rispetto a quella prodotta nella cavità ideale contenente solo aria. Per tener conto di questo effetto è presente nella (12.31) un fattore correttivo denominato p_{cel} (central electrode).
Il valore di p_{cel} è evidentemente sempre minore di 1 ed è tanto più diverso da 1 quanto maggiori sono il volume dell'elettrodo e (nel caso di radiazione primaria costituita da fotoni) il numero atomico del materiale di cui è composto.
Ad esempio, un elettrodo centrale dello spessore di circa 1 mm dà luogo a una perturbazione trascurabile se realizzato in grafite o in plastica, mentre se realizzato in alluminio può comportare un valore di p_{cel}, variabile fra circa 0,993 e 0,996 a seconda dell'energia dei fotoni nell'intervallo da 1 a 20 MeV. Se la radiazione primaria è costituita da elettroni l'effetto è di minore entità: in tal caso la correzione è

trascurabile con elettrodi di grafite ($p_{cel} \approx 1$) e ha un valore non molto diverso da 1 ($p_{cel} \approx 0{,}998$) per elettrodi in alluminio. Valori di p_{cel} relativi a diverse condizioni sperimentali sono riportati nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. IAEA 2000).

12.2.8 La misura della dose assorbita con camere a cavità tarate in kerma in aria

12.2.8.a *Misure in fasci di fotoni di alta energia e in fasci di particelle cariche*

La misura della dose assorbita in acqua, D_w, con una camera a cavità il cui gas sia l'aria, a, richiede la conoscenza di D_a, la dose assorbita nell'aria della cavità (cfr. eq. 12.30). Per fasci di fotoni prodotti da sorgenti di ^{60}Co e da acceleratori e per fasci di particelle cariche, il valore di D_a si può in linea di principio determinare, in base alla (12.11), misurando la carica q prodotta dalla camera e la massa m_a dell'aria della cavità, ovvero il volume V di quest'ultima ($m_a = \rho V$). La misura del volume V di una comune camera a cavità è però di difficile attuazione, anche perché ciò richiederebbe la manomissione della camera con il rischio di un suo danneggiamento. La determinazione di D_a con una camera a cavità è tuttavia possibile tramite una particolare taratura della camera. A seguito di questa taratura, fatta presso gli istituti metrologici, si ottiene un coefficiente di taratura in termini di D_a, N_{D_a}, definito come:

$$N_{D_a} = \frac{D_a}{M} \tag{12.40}$$

dove M è il segnale fornito dalla camera quando essa è esposta, durante la sua taratura, al fascio di radiazione che dà luogo alla dose D_a.
Il rapporto D_a/M non dipende dalla qualità Q della radiazione nei limiti in cui anche $(W/e)_a$ non sia dipendente da Q. Infatti, il segnale M (espresso in termini di carica q prodotta nell'aria) è proporzionale all'energia depositata dalla radiazione nella massa d'aria della camera – ovvero a D_a – e non varia, a parità di energia depositata, al variare di Q se $(W/e)_a$ è indipendente da Q. Ciò d'altra parte si deduce esplicitamente dall'espressione della dose D_a (cfr. eq. 12.11). Combinando infatti la (12.40) con la (12.11) ed esprimendo M in termini di carica si ottiene:

$$N_{D_a} = \frac{1}{m_a}\left(\frac{W}{e}\right)_a \tag{12.41}$$

Se $(W/e)_a$ non varia con Q, N_{D_a} dipende quindi solo dal volume ($V = m_a/\rho$) della cavità della camera. A differenza dei coefficienti di taratura relativi

a grandezze diverse da D_a, il coefficiente N_{Da} può essere perciò determinato, in condizioni di riferimento, con una radiazione di qualità Q_0 ed essere poi usato nella (12.30) per misurare D_w con radiazioni di qualità $Q \neq Q_0$. Si ha pertanto dalla (12.30) e dalla (12.40):

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D_a} \left(s_{w,Q}\right)_Q p_Q \qquad (12.42)$$

dove $D_{w,Q}$ è la dose assorbita in acqua (in un dato punto P, in assenza della camera) dovuta a un fascio di radiazione di qualità Q. Nella (12.42) tutti i termini sono quindi riferiti alla qualità Q (cfr. § 11.1) della radiazione utilizzata, a eccezione di N_{D_a} che si determina in fase di taratura presso gli istituti metrologici alla qualità di taratura Q_0.

Per ottenere N_{D_a} la camera viene inizialmente tarata in termini di kerma in aria, K_a, con la radiazione gamma del ^{60}Co (qualità Q_0). Dal coefficiente di taratura, N_{Ka}, così determinato si calcola poi il coefficiente di taratura N_{Da} con un metodo basato sulla teoria della cavità e sulla conoscenza di alcune caratteristiche della camera fornite dal costruttore. Questo metodo presuppone la condizione che lo spessore delle pareti della camera sia uguale allo spessore di equilibrio (cfr. § 12.2.2) relativo agli elettroni secondari liberati dalla radiazione gamma del ^{60}Co nelle pareti della camera. In tal modo si può assumere, in prima approssimazione, che all'interno delle pareti della camera sussistano le condizioni di CPE quando essa è esposta alla radiazione gamma del ^{60}Co. Per tutte le camere a cavità commerciali questa condizione è realizzabile, anche se lo spessore vero e proprio delle pareti di queste camere è sensibilmente inferiore allo spessore di equilibrio sopra specificato, che è circa 0,5 g cm^{-2}. Tutti questi tipi di camere sono infatti fornite di un cappuccio (cappuccio di equilibrio o di build-up) di materiale identico (di norma) a quello delle pareti della camera. Questo cappuccio deve essere inserito intorno alla camera quando si effettuano misure con fasci di fotoni in aria libera, affinché lo spessore originario delle pareti si porti al valore di equilibrio richiesto. In tal modo si assicura che, quando la camera è irradiata dai fotoni del ^{60}Co, gli elettroni secondari che attraversano la cavità sono solo quelli che provengono dal materiale delle pareti della camera.

In fase di taratura, la camera è esposta a un fascio di radiazione gamma del ^{60}Co. Si assume poi che, in coerenza con l'ipotesi di CPE, nello spessore complessivo delle pareti e del cappuccio di equilibrio della camera, si abbia una trascurabile attenuazione del fascio dei fotoni e che non vi siano altri possibili effetti perturbativi. In tali ipotesi si possono ritenere soddisfatte le condizioni di B-G (cfr. § 12.2.1) e si ha quindi dalla (12.24):

$$D_a = D_p \, s_{a,p} \qquad (12.43)$$

dove D_a è il valore medio della dose assorbita nell'aria contenuta nella della cavità della camera, D_p è la dose assorbita nel materiale delle pareti della camera e $s_{a,p}$ è il rapporto fra i poteri frenanti secondo Spencer-Attix dell'aria e del mezzo p, relativi agli elettroni secondari liberati dai fotoni nelle pareti della camera (cfr. § 12.2.5). Poiché la camera è irradiata in aria libera, la dose D_p nella (12.43) rappresenta la dose assorbita in una piccola massa di materiale p posta in aria nel punto dove è centrata la camera, ma in assenza di quest'ultima. Il volume di questa massa deve essere sufficientemente piccolo affinché al suo interno l'attenuazione dei fotoni sia trascurabile e si realizzino le condizioni di CPE. Ciò consente, in base alla (5.8) e alla (4.12) di esprimere la dose D_p come:

$$D_p \overset{CPE}{=} (K_{col})_p = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_p \tag{12.44}$$

dove $(K_{col})_p$ è la componente di collisione del kerma $(K)_p$ prodotto all'interno della piccola massa irradiata dal fascio di fotoni con fluenza di energia Ψ, e gli altri simboli, riferiti al materiale p, hanno il consueto significato.
Combinando la (12.44) con la (12.43) si ottiene per D_a la nuova relazione:

$$D_a = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_p s_{a,p} \tag{12.45}$$

Nel punto P_0 dove è posta la camera a cavità per la sua taratura è noto, da parte dell'istituto metrologico, il valore del kerma in aria, K_a, a seguito di una sua misura assoluta mediante il campione primario di kerma in aria per la radiazione gamma del ^{60}Co (cfr. § 17.3). Il kerma in aria si può d'altra esprimere (cfr. §. 5.4) come:

$$K_a = \Psi \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a (1-g)^{-1} \tag{12.46}$$

Ricordando che – in base all'ipotesi che l'attenuazione dei fotoni nelle pareti della camera sia trascurabile – la fluenza di energia, Ψ, nella (12,46) è uguale a quella presente nella (12.45), si ottiene – combinando queste due ultime equazioni – la relazione seguente fra kerma in aria libera in P_0 e dose assorbita media nell'aria della cavità posta con il suo centro in P_0:

$$D_a = K_a(1-g)\,(\mu_{en}/\rho)_a^p\, s_{a,p} \tag{12.47}$$

La (12.47) è stata ottenuta facendo l'ipotesi che l'attenuazione dei fotoni dovuta alle pareti e al cappuccio della camera sia trascurabile e che nessun altro effetto di perturbazione sia prodotto dalla camera a cavità

sul campo di radiazione incidente.
In una camera a cavità reale queste ipotesi non sono però rigorosamente soddisfatte. Di ciò si può tener conto mediante opportuni fattori di correzione moltiplicativi, k_i, da inserire nella (12.47). Le correzioni essenziali sono quelle dovute: a) all'attenuazione dei fotoni causate delle pareti della camera, incluso il cappuccio di equilibrio, b) alla presenza, all'interno della cavità, dell'elettrodo di raccolta della carica.
Nelle pareti e nel cappuccio di equilibrio della camera si ha sempre una non trascurabile attenuazione e diffusione della fluenza della radiazione incidente sulla camera. L'effetto combinato dell'attenuazione e della diffusione dei fotoni fa venir meno le condizioni di validità sia della (12.43) che della (12.44) e quindi della (12.47). Questo effetto si tiene in conto introducendo nella (12.47) un fattore correttivo, k_{att}, (K_{wall} in altre notazioni) il cui valore (maggiore di 1) dipende dallo spessore e dal materiale delle pareti e del cappuccio di equilibrio.
La presenza – nella cavità delle camere a ionizzazione reali, in particolare in quelle a forma cilindrica – dell'elettrodo di raccolta (cfr. cap. 15) costituisce una ulteriore fonte di perturbazione. Questo elettrodo, pur di piccole dimensioni, è infatti costituito da un materiale diverso dall'aria. Esso è realizzato tipicamente in grafite o alluminio, e dà luogo, nelle interazioni con i fotoni della radiazione di riferimento, a un eccesso di carica rispetto alla carica che la stessa fluenza di fotoni produrrebbe nella cavità ideale in cui è presente solo aria. È necessario perciò apportare anche in questo caso una correzione, introducendo nella (12.46) un fattore correttivo minore di uno, k_{cel}, (central electrode). Va a riguardo tenuto presente che il fattore k_{cel} è diverso dall'analogo fattore p_{cel} descritto nel § 12.2.7.d. Il fattore p_{cel} corregge infatti l'analogo effetto di perturbazione prodotto non in fase di taratura con la radiazione di riferimento (qualità Q_0), ma nella fase in cui la camera è esposta al fascio di radiazione di qualità Q cui è riferita la dose assorbita $D_{w,Q}$.
I valori di k_{att} (riferiti allo spessore delle pareti della camera e del suo cappuccio di equilibrio) e quelli di k_{cel}, si calcolano di norma con metodi di Monte Carlo, simulando le dimensioni e la composizione dei materiali utilizzati per i diversi tipi di camera a cavità. Nel calcolo di k_{att} si tiene conto anche del fatto che il materiale del cappuccio di equilibrio possa essere diverso da quello delle pareti della camera. I dati relativi alle pareti e agli elettrodi di ciascun tipo di camera (materiali, spessori dimensioni ecc.) sono normalmente quelli forniti dal costruttore. I valori di k_{att} e k_{cel}, riferiti alla radiazione di riferimento Q_0 (fotoni del ^{60}Co) usata in fase di taratura, sono riportati nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. ad es., IAEA, 1999) per i più diffusi tipi di camere a cavità.
Dalla (12.40) si ottiene, dopo aver introdotto i fattori k_{att} e k_{cel} nella (12.47), l'espressione del coefficiente di taratura N_{Da}:

$$N_{D_a} = D_a/M = N_{K_a}(1-g)\,k_{att}k_{cel}(\mu_{en}/\rho)_a^p\,s_{a,p} \qquad (12.48)$$

dove: $N_{Ka} = K_a/M$ è il coefficiente di taratura della camera in termini di kerma in aria, M è il valore del segnale fornito dalla camera in fase di taratura quando essa è esposta al fascio di fotoni di riferimento che dà luogo al kerma in aria K_a nel punto P_0 (in aria libera) e D_a è la dose assorbita media che si ha nella cavità d'aria della camera quando essa è esposta al fascio di taratura caratterizzato da un kerma in aria K_a nel punto P_0 in aria libera. Il valore del segnale M è corretto per i vari effetti descritti nel § 12.5.2 (cfr. eq. 15.4).
Il coefficiente N_{Da} si determina dunque mediante una taratura della camera in termini di kerma in aria.
In alternativa a N_K può essere usato nella (12.48) il coefficiente di taratura in termini di esposizione, $N_X = X/M$, tenendo presente la relazione fra kerma in aria ed esposizione (cfr. cap. 4) e risultando quindi:

$$N_{K_a} = K_a/M = N_X(W_a/e)(1-g)^{-1} \qquad (12.49)$$

Come specificato in precedenza, i coefficienti di taratura N_K e N_{Da} (e quindi tutti i parametri presenti nella 12.48 e nella 12.49) sono riferiti alla radiazione gamma del ^{60}Co poiché per questo tipo di radiazione tutti gli istituti metrologici nazionali dispongono del campione per la misura del kerma in aria e dell'esposizione.
Il valore dei parametri fisici presenti nella (12.48) sono riportati, così come quelli dei fattori correttivi, nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. ad es. IAEA 1999) per i diversi materiali con cui sono realizzati le pareti e i cappucci di equilibrio dei diversi tipi di camera a cavità. Questi valori possono essere in tal modo usati per ottenere il coefficiente di taratura N_{Da}, nei casi in cui l'utilizzatore della camera disponga soltanto del coefficiente di taratura N_{Ka}.

12.2.8.b Misure in fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi x

La dose assorbita in acqua, D_w, in fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi *x* - operanti tipicamente con potenziali di accelerazione inferiori a 300 kV (cfr. § 10.2) - non può essere ottenuta tramite la (12.42). Ciò è dovuto all'impossibilità pratica di applicare la teoria della cavità a questi fasci di radiazione la cui energia è del tutto insufficiente a garantire le condizioni di B-G. Gli elettroni secondari liberati in acqua da fotoni con energie inferiori a qualche centinaio di keV hanno un range molto più piccolo dello spessore delle pareti (inclusive della loro guaina impermeabile) tipiche delle camere a cavità di comune uso. Questi elettroni, una volta liberati in acqua, non riescono a raggiungere (o raggiungono solo in minima parte) la cavità della camera. Le particelle

cariche secondarie che ionizzano il gas della cavità non sono quindi quelle prodotte unicamente in acqua, ma essenzialmente quelle liberate dai fotoni negli strati più interni delle pareti della camera e, in parte, nel suo gas. Vengono perciò meno le condizioni di B-G (cfr. 12.2.1) su cui la (12.42) è fondata.
La misura di D_w è tuttavia ancora possibile se si dispone di una camera a cavità tarata in termini di kerma in aria, K_a. È essenziale a tal fine che il coefficiente di taratura in kerma in aria, $N_{K,Q}$, sia determinato – a seguito di una taratura della camera rispetto a un campione di kerma in aria o di esposizione (cfr. eq. 12.49) – in un fascio di raggi *x* di qualità Q (cfr. § 11.1) uguale a quella che la radiazione d'interesse ha nel punto di misura di D_w. Per minimizzare gli errori derivanti da un'eventuale diversità fra la qualità Q di misura e quella di taratura, è importante verificare preventivamente che, per la camera usata, la dipendenza di $N_{K,Q}$ dall'energia della radiazione sia poco pronunciata nell'intervallo di energia d'interesse.
Il metodo sperimentale per la determinazione di D_w è diverso a seconda che il fascio di raggi *x* sia generato da macchine con alta tensione compresa fra 100 kV e 300 kV o fra 40 kV e 100 kV.

Raggi *x* di media energia, (100-300) kV

La camera a cavità, irradiata in aria libera per essere tarata in termini di K_a, viene irradiata, in fase di misura, in un fantoccio d'acqua nel punto P in cui si vuole determinare D_w. Il punto di misura P è solitamente poco al di sotto della superficie dell'acqua poiché la radiazione considerata è poco penetrante. Noti il coefficiente di taratura $N_{K,Q}$ e il segnale M_Q fornito dalla camera nel punto P in acqua, il kerma in aria, $(K_a)_{w,Q}$, dovuto ai raggi *x* che nel punto P in acqua hanno una qualità Q, è data da:

$$(K_a)_{w,Q} = M_Q N_{K,Q} \tag{12.50}$$

La (12.50) fornisce il valore del kerma in aria al centro di una piccola cavità di aria (di dimensioni pari a quella della cavità della camera) da immaginarsi posta intorno al punto P in acqua. Si immagini ora di riempire con acqua questa cavità d'aria. La massa d'acqua che ha riempito la cavità è quindi sufficientemente piccola da poter assumere che essa non modifichi apprezzabilmente la fluenza e l'energia della radiazione *x* che esisteva in P nella cavità d'aria. Si potrà pertanto determinare il kerma in acqua, $(K_w)_{w,Q}$, nel punto P in acqua dalla conoscenza del kerma in aria $(K_a)_{w,Q}$, poiché nelle condizioni ipotizzate si può porre (cfr. eq. 4.6):

$$\frac{(K_w)_{w,Q}}{(K_a)_{w,Q}} = \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_a^w \tag{12.51}$$

Alle energie qui considerate i coefficienti μ_{tr} e μ_{en} di un dato materiale sono praticamente fra loro uguali (cfr. eq. 4.9), essendo il parametro g prossimo a zero per queste energie. La (12.51) può essere quindi riscritta come:

$$(K_w)_{w,Q} = (K_a)_{w,Q} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^w \tag{12.52}$$

Se il volume dell'acqua che ha riempito la cavità d'aria intorno al punto *P*, è abbastanza piccolo da poter ritenere soddisfatte al suo interno le condizioni di CPE per la radiazione considerata, sapendo inoltre che per $g \approx 0$ il kerma per collisione si può ritenere uguale al kerma totale (cfr. eq. 4.11), la (12.52) può essere riformulata, in base alla (5.8), come:

$$D_{w,Q} \underset{=}{^{CPE}} (K_w)_{w,Q} = (K_a)_{w,Q} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^w \tag{12.53}$$

ottenendo infine tramite la 12.50:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{K,Q} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^w \tag{12.54}$$

Nella (12.50) dovrebbe, a rigore, comparire il segno "≈" al posto del segno "=", avendo omesso per concisione l'indicazione "CPE" che specifica la condizione per la rigorosa validità di questa relazione.
La (12.54) fornisce la dose assorbita nel punto *P* in acqua a seguito di una misura effettuata con una camera a cavità posta nello stesso punto, a condizione che la cavità d'aria della camera non perturbi il campo di radiazione esistente in *P* in assenza della camera. In realtà alla (12.54) deve essere applicato un fattore correttivo, p_Q, che dipende dalla qualità della radiazione e tiene conto del fatto che in pratica, quando la camera a cavità – il cui volume è costituito dalla sua cavità d'aria e dalle sue pareti (inclusive della guaina impermeabile) – è sostituita da una massa d'acqua di uguale volume, la radiazione *x* subisce una diversa attenuazione e diffusione. Questo fattore p_Q è concettualmente analogo al fattore p_{dis} discusso nel § 12.2.7.c, ma non deve essere confuso con il fattore p_Q presente nella (12.31).
In definitiva, la dose assorbita in acqua nel punto *P* dovuta a un fascio di raggi *x* di media energia, di qualità *Q*, è data da:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{K,Q} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^w p_Q \tag{12.55}$$

Il fattore p_Q deve intendersi comprensivo non solo della correzione per la perturbazione dovuta alla cavità e alle pareti della camera, ma anche di quella eventualmente derivante dallo stelo di sostegno della camera.

Nelle condizioni di misura, la radiazione diffusa dallo stelo può essere apprezzabilmente diversa da quella esistente nelle condizioni di taratura della camera se le dimensioni del campo di radiazione usate nelle due condizioni differiscono fra loro.
Non deve essere infine trascurata l'eventualità che nella (12.55) si debba apportare un'ulteriore correzione se si accerta che la qualità della radiazione usata per la taratura della camera sia apprezzabilmente diversa da quella esistente nel punto di misura P in acqua. Valori del fattore p_Q (inclusivo dei diversi possibili effetti di perturbazione) per le più diffuse camere a cavità sono riportati, in funzione dell'indicatore *HVL* dei raggi *x*, in diverse pubblicazioni e in particolare dall'AAPM (AAPM 2001).

Raggi *x* di bassa energia, (40-100) kV

Le misure di D_w in fasci di raggi *x* con energia particolarmente bassa - come quella prodotta da macchine a raggi *x* con potenziali inferiori a 100 kV - riguardano, di norma, situazioni in cui interessa conoscere i valori di D_w riferiti al solo strato superficiale dell'acqua. A profondità in acqua al di sotto dello strato superficiale i raggi *x* di così bassa energia sono fortemente attenuati e i corrispondenti valori di D_w sono praticamente trascurabili.
La misura di D_w riferita a un punto posto alla superficie dell'acqua può essere fatta – come nel caso dei raggi *x* di media energia – con una camera dotata del coefficiente di taratura, $N_{K,Q}$, determinato alla stessa qualità Q della radiazione d'interesse. A differenza del caso dei raggi *x* di media energia, le misure sono però fatte in aria libera anziché in fantoccio d'acqua. Il punto di misura P in aria libera ha la stessa posizione del punto P, considerato sulla superficie dell'acqua, cui s'intende riferire D_w. Si espone dunque la camera a ionizzazione direttamente nel punto P in aria libera, misurando in tal modo il kerma in aria in P, dato da: $K_{a,Q} = M_Q N_{K,Q}$.
Dal kerma in aria $K_{a,Q}$ può essere calcolato (cfr. § 5.3) il kerma in acqua, $K_{w,Q}$, riferito a una piccola massa d'acqua da immaginarsi posta in aria libera nel punto P ed esposta al medesimo campo di radiazione che produce il kerma $K_{a,Q}$ nel punto P in aria. Se nelle due piccole masse, di aria e di acqua, sono realizzate le condizioni di CPE si può quindi, in base alla (5.9), determinare la dose assorbita in acqua, $D_{w,Q}$, nella piccola massa di acqua, in funzione di $K_{a,Q}$.
Le piccole masse e la bassa energia della radiazione rendono realistica l'esistenza delle condizioni di CPE (cfr. § 5.2) così come è realistico assumere a queste basse energie il kerma totale $K_{a,Q}$ uguale alla sua componente di collisione (cfr. eq. 4.11).
La dose assorbita così ottenuta: $D_{w,Q} = M_Q N_{K,Q} (\mu_{en}/\rho)_a^w$ è riferita a una piccola massa d'acqua posta in aria libera (cfr. § 5.3). La grandezza che si

vuole determinare è invece la dose assorbita riferita al punto *P* posto sulla superficie dell'acqua, dove il campo di radiazione include sia il fascio diretto che la radiazione retrodiffusa dall'acqua. Quest'ultima componente, che non contribuisce al segnale M_Q della camera essendo la misura fatta in aria libera, influisce invece sul valore effettivo della dose assorbita essendo D_w riferita alla superficie dell'acqua. Questo valore effettivo si ottiene correggendo la relazione precedente con un fattore moltiplicativo, $B_{w,Q}$, maggiore di 1. Il fattore $B_{w,Q}$ (fattore di backscatter) dipende dalle condizioni di misura (*HVL*, larghezza del campo di radiazione ecc.) e si determina mediante calcoli e dati sperimentali. In definitiva l'espressione della dose assorbita in un punto sulla superficie dell'acqua (corrispondente a un punto sulla cute di una persona) è data da:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{K,Q} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a^w B_{w,Q} p_Q \qquad (12.56)$$

dove: il fattore $B_{w,Q}$, con cui si tiene conto della radiazione retrodiffusa, permette di ottenere la dose assorbita in acqua in un punto posto sulla superficie di un fantoccio d'acqua, allorché sia nota la dose assorbita in una piccola massa d'acqua posta in aria libera nel punto corrispondente alla superficie dell'acqua (ovvero dell'organo da irradiare); p_q è un fattore correttivo che tiene conto della eventuale perturbazione introdotta dallo stelo della camera, analogamente a quanto descritto in relazione alla (12.55); gli altri simboli hanno lo stesso significato di quelli della (12.55). Il valore dei fattori correttivi presenti nella (12.56) è riportato, per i diversi tipi di camere comunemente usate per la dosimetria dei raggi *x*, nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. cap. 16 e AAPM 2001) in funzione del parametro *HVL* della radiazione *x* di interesse.

12.3 Dosimetria con camere a ionizzazione tarate in dose assorbita in acqua

12.3.1 Misure in fasci di fotoni di alta energia e in fasci di particelle cariche

Lo sviluppo dei campioni di dose assorbita basati su metodi calorimetrici (cfr. cap. 18) ha reso possible la taratura direttamente in termini di dose assorbita in acqua, D_w, per un qualsiasi rivelatore, anche se diverso da una camera a cavità.

Per un rivelatore che sia tarato in termini di D_w, la misura di dose assorbita è correlata al segnale *M* fornito dal rivelatore semplicemente tramite la relazione:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D_w,Q} \qquad (12.57)$$

dove $D_{w,Q} = M_Q N_{D_w,Q}$ è il coefficiente di taratura in termini di D_w, determinato alla stessa qualità, Q, del fascio di radiazione in cui si intende misurare $D_{w,Q}$. La (12.57) – basata su una taratura in termini di dose assorbita – ha un minor numero di variabili rispetto alla (12.42) basata invece su una taratura in termini di kerma.
La (12.57) ha tuttavia una limitazione rispetto alla (12.42). A differenza del coefficiente di taratura N_{D_a}, il coefficiente di taratura $N_{D_w,Q}$ varia al variare della qualità Q della radiazione. Per utilizzare la (12.57) è quindi necessario disporre, per il rivelatore prescelto, di più di un coefficiente di taratura, $N_{D_w,Q}$, in funzione di ciascuna qualità Q della radiazione che s'intende usare. Questa necessità richiede a sua volta la duplice condizione: 1) che siano disponibili sistemi campione di dose assorbita in acqua con cui poter effettuare tarature in termini di D_w a tutte le qualità Q d'interesse, 2) che unitamente a questi sistemi campione siano disponibili sorgenti di radiazione (essenzialmente acceleratori di particelle) in grado di produrre i diversi fasci di radiazione di riferimento alle diverse qualità Q desiderate. Questa seconda condizione non è però sempre assicurata anche quando lo sia la prima. Infatti non tutti gli istituti metrologici che dispongono di sistemi campione calorimetrici sono anche dotati di acceleratori che producano fasci di radiazione di diverso tipo ed energia.
È tuttavia possibile misurare D_w in fasci di radiazione di qualità diversa, mediante rivelatori tarati in D_w pur con la limitazione di disporre, per il rivelatore usato, di un unico coefficiente di taratura, $N_{D_w,Q}$, ottenuto mediante un campione calorimetrico che opera con un'unica radiazione di riferimento di qualità Q_0. Questa possibilità è subordinata alla disponibilità di un fattore correttivo, k_{Q,Q_0}, tale che: $N_{D_w,Q} = N_{D_w,Q_0} k_{Q,Q_0}$, essendo k_{Q,Q_0} una grandezza che tiene conto del fatto che il coefficiente di taratura $N_{D_w,Q}$ varia al variare della qualità Q della radiazione. La (12.57) si può riscrivere in tal caso come:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D_w,Q_0} k_{Q,Q_0} \qquad (12.58)$$

Nella (12.58) k_{Q,Q_0} ha il ruolo di di modificare nel modo appropriato il valore di N_{D_w,Q_0} quando nella misura di D_w la radiazione usata ha una qualità $Q \neq Q_0$. Deve dunque essere: $k_{Q,Q_0} = 1$ per $Q = Q_0$ e $k_{Q,Q_0} \neq 1$ per $Q \neq Q_0$. La qualità Q_0 utilizzata dagli istituti metrologici per la taratura dei rivelatori in termini di D_w è di norma quella della radiazione gamma emessa da sorgenti di ^{60}Co (cfr. cap. 18).
In linea di principio il fattore k_{Q,Q_0} si dovrebbe poter determinare per qualsiasi tipo di rivelatore, in realtà valori sufficientemente accurati di k_{Q,Q_0} sono calcolabili solo se il rivelatore è costituito da una camera a ionizzazione a cavità. In tal caso, in base alla (12.58) ed essendo $N_{D_w,Q_0} = D_{w,Q_0}/M_{Q_0}$, l'espressione del fattore k_{Q,Q_0} si può scrivere, come:

$$k_{Q,Q_0} = \left(\frac{D_{w,Q}}{M_Q}\right) \Big/ N_{D_w,Q_0} = \frac{D_{w,Q}}{D_w, Q_0}\frac{M_{Q_0}}{M_Q} = \frac{D_{w,Q}}{D_w, Q_0}\frac{q_{Q_0}}{q_Q} \qquad (12.59)$$

dove si è tenuto conto del fatto che il segnale M fornito dalla camera, anche quando non è espresso come carica assoluta, q, è sempre direttamente proporzionale a q.
Si supponga ora di determinare la dose assorbita in acqua, sia alla qualità Q che alla qualità Q_0, mediante una camera a cavità e quindi mediante la (12.42). Combinando la (12.42) con la (12.40), esprimendo D_a tramite la (12.11) e sostituendo nella (12.59) l'espressione di D_w così ottenuta sia per la qualità Q che per Q_0, il fattore k_{Q,Q_0} risulta espresso da:

$$k_{Q,Q_0} = \frac{(W_a)_Q (s_{w,a})_Q p_Q}{(W_a)_{Q_0} (s_{w,a})_{Q_0} p_{Q_0}} \qquad (12.60)$$

dove l'indice a denota l'aria, il gas prevalentemente usato nelle camere a cavità. Il rapporto $(W_a)_Q/(W_a)_{Qo}$ nella (12.60) è praticamente uguale a 1 se la radiazione di qualità Q è costituita da fotoni o da elettroni e quella di taratura (qualità Q_0) è la radiazione gamma del ^{60}Co. L'energia media necessaria per formare una coppia di ioni in aria, W_a, è praticamente costante per fasci di fotoni e di elettroni con energia variabile fino a diverse decine di MeV. Se invece la radiazione considerata è costituita da fasci di protoni o di ioni e se la radiazione di taratura è sempre quella del ^{60}Co, il rapporto $(W_a)_Q/(W_a)_{Qo}$ può risultare sensibilmente diverso da 1. I fattori k_{Q,Q_0}, sono calcolabili in base ai valori dei fattori correttivi e dei parametri fisici presenti nella (12.60). I fattori k_{Q,Q_0} sono determinabili anche sperimentalmente con risultati potenzialmente più accurati di quelli calcolati. Questi ultimi infatti sono necessariamente riferiti a uno schema tipo (dimensioni, natura dei materiali ecc.) della camera a ionizzazione considerata e tale schema può in alcuni casi differire da quello della camera effettivamente utilizzata.
Il calcolo dei fattori k_{Q,Q_0} è limitato ai casi in cui il rivelatore è una camera a cavità, poichè ricavare l'espressione di k_{Q,Q_0} per rivelatori di altro tipo pone problemi non sempre risolvibili se il rivelatore non può essere approssimato a una cavità di B-G.
Il valore dei fattori k_{Q,Q_0} è riportato nei protocolli internazionali di dosimetria (cfr. ad es. IAEA 2000), per le camere maggiormente diffuse, in funzione dell'indicatore di qualità (TPR_{10}^{20}, R_{50}, R_{res}) per tutti i fasci di radiazione qui considerati (fotoni, elettroni, protoni, ioni), a eccezione dei fasci di raggi x di media-bassa energia (cfr. § 10.2) per i quali i metodi dosimetrici fin qui descritti non sono applicabili (cfr. §§ 12.2.8.b e 12.3.2).
Per una camera a cavità si può ricavare una relazione fra il coefficiente di taratura in termini di kerma in aria ottenuto alla radiazione di riferimento

del ^{60}Co (qualità Q_0) e il coefficiente di taratura in termini di dose assorbita in acqua ottenuto alla radiazione della medesima qualità Q_0. Dal confronto fra la (12.42) e la (12.58) si ottiene infatti:

$$N_{D_w,Q_0} = (N_{D_a})_{Q_0}(s_{w,a})_{Q_0}p_{Q_0} \tag{12.61}$$

con N_{D_a,Q_0} dato dalla (12.48). La (12.61) è utile essenzialmente per evidenziare il legame concettuale fra i coefficienti di taratura in kerma in aria e in dose assorbita in acqua. La determinazione di N_{D_w} tramite la (12.61) ha in realtà scarsa utilità pratica se lo si vuole utilizzare per determinare D_w in base alla (12.58). Infatti l'incertezza sul coefficiente N_{D_w} ottenuto tramite la (12.61) è sensibilmente maggiore sia dell'incertezza su N_{D_a} sia di quella sul coefficiente N_{D_w} direttamente ottenuto mediante un campione calorimetrico di dose assorbita.

Confronto fra "approccio N_{D_w}" e "approccio N_{K_a}"

Le due tipologie di misura di D_w basate, rispettivamente, sulla (12.42) e sulla (12.58) presuppongono tarature di diverso tipo per la camera a cavità utilizzata. Queste due distinte tipologie di misura sono comunemente denotate facendo riferimento nel primo caso, a misure basate sull' *approccio* N_{Ka} (in quanto dipendenti da una taratura mediante un campione di kerma in aria) e, nel secondo, a misure basate sull'*approccio* N_{Dw} (in quanto dipendenti da una taratura mediante un campione di dose assorbita in acqua). E' utile fare una valutazione comparativa dei due approcci.
I coefficienti di taratura N_{Dw} e N_{Ka} (dal quale ultimo si ottiene N_{Da}) sono entrambi misurati presso gli istituti metrologici, con un'incertezza praticamente identica su entrambi, essendo sostanzialmente simili le incertezze associate ai campioni ionometrici di kerma in aria (cfr. cap. 17.3) e ai campioni calorimetrici di dose assorbita in acqua (cfr. cap. 18). L'accuratezza sul valore finale di D_w non è però identica per i due metodi. La (12.42) contiene infatti un maggior numero di variabili – tenuto conto anche della (12.48) – rispetto alla (12.58). La minore incertezza ottenibile con la (12.58), è dovuta inoltre al fatto che le grandezze da cui dipende il fattore k_{Q,Q_0} sono presenti in un particolare rapporto (cfr. eq. 12.60) per cui alcune componenti comuni delle varie incertezze in parte si elidono. La misura di D_w basata sull'approccio N_{Dw} può quindi essere fatta con un'incertezza più bassa di quella relativa all'approccio N_{Ka}. In particolare, l'incertezza tipica su D_w determinata in funzione di N_{Dw} può variare fra l'1,5% e il 2,5%, mentre quella corrispondente all'approccio N_{Ka} è tipicamente compresa fra il 2% e il 3% (cfr. IAEA 2000 e IAEA 1999). Questi valori si riferiscono all'incertezza tipo composta (cfr. All. A.2) e a misure eseguite in fantoccio d'acqua in condizioni di riferimento, con i

fasci di radiazione e le camere a cavità di uso più comune in radioterapia. L'approccio N_{Ka} può dar luogo a incertezze più elevate di quelle indicate, in particolari condizioni d'uso di camere a cavità a elettrodi piani e paralleli (cfr. IAEA 1997, IAEA 1999 e IAEA 2000).
In generale e ad eccezione di casi particolari, i due diversi metodi possono ritenersi mediamente equivalenti. Cionondimeno, l'approccio N_{Dw} presenta rispetto all'approccio N_{Ka} i seguenti vantaggi.

1- Una misura di D_w mediante camere tarate in termini di D_w ha maggiore coerenza concettuale, dal punto di vista del metodo sperimentale, rispetto alla stessa misura eseguita con una camera tarata in termini di D_a. Il coefficiente di taratura N_{Da} si ottiene infatti in funzione di una taratura della camera in termini di kerma in aria (cfr. eq. 12.48) e quindi la grandezza di taratura (kerma) è, in questo metodo, diversa da quella di misura (dose assorbita). Tarando invece la camera in termini di D_w la grandezza di taratura e quella di misura coincidono, come di norma avviene per la gran parte degli strumenti di misura.
2- I fattori correttivi contenuti nella (12.58) e quelli presenti nella (12.42) e nella (12.48) sono riportati nei rispettivi protocolli internazionali di dosimetria (cfr. IAEA 1997 e IAEA 1999, rispettivamente), essendo stati calcolati in base alle caratteristiche nominali dei diversi tipi di camere a cavità. Le caratteristiche di ciascuna camera individuale (dimensioni, materiali ecc.) possono essere però diverse da quelle nominali in misura più o meno sensibile a seconda del tipo di camera e del costruttore. Anche i fattori correttivi riportati nei protocolli possono perciò risultare più o meno accurati per ciascuna camera reale, in relazione a quanto le caratteristiche reali della camera siano vicine a quelle nominali. I fattori correttivi relativi all'approccio N_{Dw} hanno una dipendenza dalle caratteristiche della camera, intrinsecamente minore di quella che presentano i fattori correttivi specifici dell'approccio N_{Ka}. Ciò comporta una maggiore accuratezza dell'approccio N_{Dw} in relazione al fatto che i valori di D_w che esso fornisce sono meno intrinsecamente variabili se le misure sono effettuate, a parità di tutte le altre condizioni, con camere diverse.
3- I campioni primari di dose assorbita in acqua sviluppati negli istituti metrologici dei diversi Paesi sono basati su metodi sperimentali fra loro diversi (sistemi calorimetrici in grafite e ad acqua, cfr. cap.18). I campioni primari di kerma in aria per la radiazione di riferimento del ^{60}Co sono invece tutti basati sul medesimo metodo di misura (camera a cavità assoluta, cfr. § 17.3). I campioni di kerma sono quindi caratterizzati da incertezze fra loro correlate, perciò non facilmente identificabili essendo esse comuni a tutti gli istituti metrologici primari. La loro incertezza dichiarata potrebbe essere perciò inferiore a quella effettiva.

4- I protocolli relativi all'approccio N_{Dw} (AAPM 1999 e IAEA 2000), essendo più recenti rispetto ai protocolli basati sull'approccio N_{Ka} (AAPM 1999 e IAEA 1999), includono dati specifici e parametrici fisici relativi a camere a cavità non considerate nei protocolli precedenti poiché allora non ancora esistenti.

In definitiva, l'approccio N_{Dw} mostra un qualche vantaggio rispetto all'approccio N_{Ka} sia per una sua maggiore (anche se non di molto) accuratezza, sia perchè caratterizzato da una maggiore coerenza, essendo in questo metodo la grandezza di misura non diversa da quella di taratura.

12.3.2 Misure in fasci di fotoni prodotti da macchine a raggi x

Per i fasci di fotoni prodotti dalle macchine a raggi *x* operanti con alte tensioni comprese, tipicamente, fra 10 e 300 kV, la determinazione sperimentale della dose assorbita in acqua, D_w, basata sulla (12.58) non è sempre possibile. Il calcolo dei fattori k_{Q,Q_0} mediante la (12.60) non è infatti estendibile alla radiazione prodotta da macchine a raggi *x* poiché esso presuppone le condizioni richieste dalla teoria della cavità e queste condizioni non possono essere in pratica soddisfatte – per le ragioni descritte nel § 12.2.8.b – con fotoni di bassa energia come quelli qui considerati.

A queste energie è possibile invece effettuare misure di D_w tramite la (12.57), a condizione che la camera venga tarata, rispetto a un campione di dose assorbita in acqua, alla medesima qualità di radiazione che si utilizza poi nelle condizioni di misura. Qualora il campione di misura operi in tutto l'intervallo di energia di interesse è possibile con esso effettuare la determinazione sperimentale dei fattori k_{Q,Q_0} per quella data camera sulla base della (12.58). Questi fattori sperimentali possono essere usati nelle misure successive, con il vantaggio di effettuare le tarature periodiche della camera a una sola qualità Q_0 di riferimento e utilizzando poi i fattori k_{Q,Q_0} per le misure alle altre qualità Q. Deve essere tuttavia tenuto ben presente che non è possibile estendere questa procedura a camere diverse da quella considerata anche quando queste facciano parte della stessa tipologia. A queste basse energie anche piccole variazioni costruttive fra camera e camera (normalmente riscontrabili nella produzione commerciale) possono far variare il valore dei fattori k_{Q,Q_0}. D'altra parte una volta che i fattori k_{Q,Q_0} siano stati determinati sperimentalmente per una data camera, essi si possono ritenere stabili nel tempo per quella camera, a meno che essa non venga sottoposta a modifiche costruttive o si danneggi strutturalmente. La possibilità di taratura in termini di dose assorbita in acqua in questo intervallo di energia dei fotoni è piuttosto limitata poiché sono scarsamente diffusi i campioni primari di misura negli istituti metrologici dei diversi Paesi.

12.4 La dosimetria in condizioni diverse da quelle di riferimento

In accordo con le Guide internazionali sulla dosimetria di base (cfr. cap. 16) le misure della dose assorbita in acqua, D_w, basate sulla (12.42) o (in alternativa) sulla (12.58) devono essere fatte a determinate profondità in acqua e con campi di radiazione che abbiano determinate dimensioni. A queste condizioni sperimentali - che insieme ad altre costituiscono le condizioni di riferimento per la dosimetria di base - sono riferiti i valori numerici dei parametri fisici e dei fattori correttivi che queste Guide raccomandano per la determinazione di D_w.
Nei trattamenti di radioterapia le condizioni sperimentali sono non solo fra loro molto diversificate ma sono anche diverse da quelle relative alla dosimetria di base. Inoltre, in radioterapia interessa conoscere i valori di dose assorbita non solo nei punti ritenuti più critici ma in qualsiasi punto degli organi esposti alla radiazione. Poiché non è possibile ottenere questi valori a seguito di misure all'interno del paziente e poiché, per attuare correttamente il trattamento, la loro conoscenza deve essere antecedente alla fase di esposizione del paziente, questi valori devono essere calcolati. Il complesso di queste elaborazioni è comunemente denotato come piano, o pianificazione, del trattamento (treatment planning). I metodi di calcolo e i modelli dosimetrici di un piano di trattamento fanno parte della dosimetria clinica, non oggetto di questo testo e ampiamente descritti altrove (cfr. ad es. Rosenwald et al).
L'attuazione di un piano di trattamento presuppone tutte le informazioni relative alla modalità del trattamento (qualità Q della radiazione, condizioni spaziali dell'irraggiamento, conformazione e posizione degli organi bersaglio, ecc.), fornendo le distribuzioni di valori, tipicamente percentuali, della dose assorbita negli organi esposti. I calcoli relativi al piano di trattamento fanno uso di grandezze dosimetriche specificamente definite per poter simulare le diverse situazioni sperimentali. La descrizione di queste grandezze – l'output factor (OF), la percent depth dose (PDD), il tissue maximum ratio (TMR), il tissue air ratio (TAR), l'off-axis ratio (OAR), ecc. – può essere trovata in numerose pubblicazioni (cfr. ad es. Khan). Queste grandezze richiedono specifiche misure e ulteriori misure possono essere necessarie quando si ritenga utile una validazione sperimentale dei valori delle distribuzioni di dose calcolate. Tali misure possono dover essere fatte in fantocci diversi dal fantoccio ad acqua di riferimento e possono, in molti casi, essere fatte con rivelatori diversi dalle camere a cavità. Questi rivelatori, usati prevalentemente per misure relative, devono invece essere tarati se usati per misure di dose assorbita. La taratura è solitamente fatta nel proprio centro ospedaliero usando una camera a cavità (tarata presso un istituto metrologico) come campione locale di riferimento (cfr. cap 6).
I risultati dei calcoli e delle misure di un piano di trattamento sono infine

espressi in termini di valori assoluti di D_w (valori in gray) a condizione che vi sia riferibilità fra queste misure e i valori di D_w ottenuti con una camera a cavità, tramite la (12.42) o la (12.58), nella fase della dosimetria di base. Questa riferibilità, di norma soddisfatta per i fasci di radiazione usati nei trattamenti tradizionali, non è invece assicurata se s'impiegano fasci con dimensioni del campo molto più piccole di quelle dei campi convenzionali.
Nel paragrafo seguente sono descritti i principali problemi dosimetrici derivanti dall'impiego di piccoli campi di radiazione e alcuni dei metodi con cui essi possono essere superati.

12.4.1 Dosimetria in piccoli campi di radiazione

Campi di radiazione sensibilmente più piccoli di quelli utilizzati tradizionalmente, hanno avuto negli anni recenti un crescente impiego nei trattamenti di radioterapia.
Le più diffuse modalità di trattamento basate sull'uso di piccoli campi di radiazione riguardano la IMRT (intensity modulated radiation therapy), la IGRT (image-guided radiation therapy), la SRT (stereotactic radiation therapy), la SRS (stereotactic radiosurgery), la SBRT (stereotactic body radiation therapy). Le unità d'irraggiamento per questi trattamenti sono basate sia su acceleratori lineari - in alcuni casi di tipo dedicato (TomoTherapy system®, CyberKnife®) - sia su irradiatori al Co-60 (GammaKnife®). I campi di radiazione che si ottengono con questi sistemi sono, a seconda dei casi, di tipo statico (campi con dimensioni fisse) o dinamico, formati cioè da una combinazione dinamica (composite fields) di campi elementari. I trattamenti con i piccoli campi di radiazione ottenuti con questi sistemi utilizzano fasci di fotoni. Piccoli campi di radiazione per la radioterapia sono inoltre prodotti da acceleratori in cui sono generati fasci di fotoni non modificati mediante filtrazione e denotati comunemente come fasci FFF (flattening filter free).
Se le dimensioni del campo, A, dei fotoni variano entro i limiti tipici dei fasci di radiazione convenzionali, è possibile correlare le dosi, $D_w(P,A)$, nello stesso punto P in acqua ma corrispondenti a campi di dimensioni diverse, mediante l'uso dell'output factor (OF) (cfr. § 11.2.2.a, eq. 11.7). Se si denotano con *rif* e *nr* le condizioni di riferimento (*rif*) e quelle d'uso diverse da quelle di riferimento (*nr*), l'output factor OF si può esprimere, per i fasci convenzionali, tramite il rapporto M_{nr}/M_{rif}, dove M_{nr} e M_{rif} sono i valori del segnale di un camera a cavità in corrispondenza dei due campi A_{nr} e A_{rif}, rispettivamente. Per una camera a cavità, la (11.7) può essere infatti esplicitata come:

$$OF(A_{nr}) = \frac{D_w(P,A_{nr})}{D_w(P,A_{rif})} = \frac{M(P,A_{nr})}{M(P,A_{rif})} \left[s_{w,a}\right]_{A_{rif}}^{A_{nr}} \left[K_Q\right]_{A_{rif}}^{A_{nr}} \qquad (12.62)$$

dove il simbolo K_Q denota il fattore correttivo p_Q o k_{Q,Q_o}, a seconda che l'espressione usata di $D_w(P,A)$ sia la (12.42) o la (12.58). Nei limiti in cui le differenti dimensioni dei campi, A_{nr} e A_{rif}, comportano variazioni trascurabili nel valore dei parametri fisici della (12.62) ed entrambi i rapporti $\left[s_{w,a}\right]_{A_{rif}}^{A_{nr}}$ e $\left[K_Q\right]_{A_{rif}}^{A_{nr}}$ si possono quindi porre uguale a 1, la (12.62) si semplifica in:

$$OF(A_{nr}) = \frac{M(P,A_{nr})}{M(P,A_{rif})} \tag{12.63}$$

Ciò assicura la riferibilità dei valori di $D_w(P,A_{nr})$ a quelli di $D_w(P,A_{rif})$ poiché dalle relazioni precedenti si ha:

$$D_w(P,A_{nr}) = \frac{M_{nr}}{M_r} D_w\left(P,A_{rif}\right) \tag{12.64}$$

La correlazione basata sulla (12.64), normalmente utilizzata per i campi di radiazione convenzionali, perde sempre più la sua validità man mano i valori di A_{nr} decrescono al di sotto di certi limiti. Al di sotto di questi limiti, non solo non si può più approssimare la (12.62) alla (12.63) ma è problematico determinare accuratamente il valore assoluto di $D_w(P,A_{nr})$. I valori di $s_{w,a}$ di p_Q e di k_{Q,Q_o} raccomandati nei protocolli di dosimetria per i fasci di radiazione convenzionali non sono infatti applicabili essendo riferiti a condizioni diverse da quelle corrispondenti ai piccoli campi di radiazione.

Dettagliate indicazioni operative riguardanti la dosimetria nei piccoli campi di radiazione (in particolare di fotoni) sono riportate in una Guida dell'IAEA (IAEA 2017) successiva a quelle attinenti ai campi convenzionali. La Guida contiene anche le valutazioni di carattere fisico sulle peculiarità dei piccoli campi e sui problemi dosimetrici che essi comportano. Grazie all'esaustività e al grado di dettaglio di questa Guida, ci si limita a descrivere qui di seguito solo alcuni aspetti di carattere generale rinviando alla pubblicazione dell'IAEA per i dettagli dosimetrici sia formali che operativi.

Il campo di radiazione relativo a un fascio di fotoni è classificabile come "piccolo campo" di radiazione quando si verificano le seguenti circostanze:

1- La semilarghezza o il raggio del campo (in riferimento a un campo squadrato o un campo circolare) è inferiore al *range* degli elettroni secondari più energetici che, liberati nel mezzo dalla radiazione primaria, contribuiscono alla dose assorbita nel punto d'interesse sull'asse del fascio (cfr. fig. 12.9). Una tale situazione è caratterizzata dalla mancanza di CPE (cfr. § 5.2) per le particelle

cariche liberate dai fotoni che si propagano lungo direzioni trasversali all'asse. Si ha, in particolare, mancanza di "equilibrio laterale" delle particelle cariche - LCPE (lateral charged particle equilibrium) - nel volume d'interesse (la cavità della camera) intorno al punto di misura.

2- Si ha una parziale occlusione della sorgente dei fotoni da parte del sistema di collimazione del fascio. Un'apertura del collimatore particolarmente ristretta può rendere la sorgente "visibile", dalla posizione del punto di misura, solo parzialmente (cfr. fig. 12.10) e non in tutta la sua estensione.

Entrambe queste circostanze concorrono a connotare un fascio di fotoni come fascio della categoria dei "piccoli campi" di radiazione.

La figura 12.9b mostra come la mancanza di LCPE possa far variare la distribuzione di energia degli elettroni secondari in funzione delle dimensioni del campo. Contrariamente a quanto si verifica nei campi larghi, la fluenza di energia delle particelle cariche che, una volta diffuse, lasciano il volume d'interesse intorno al punto di misura non è compensata (o lo è solo parzialmente) dalla fluenza entrante in quel volume.

La figura 12.10 mostra come la parziale occlusione della sorgente da parte del sistema di collimazione abbia come conseguenza una sovrapposizione più o meno estesa della penombra del fascio con il fascio

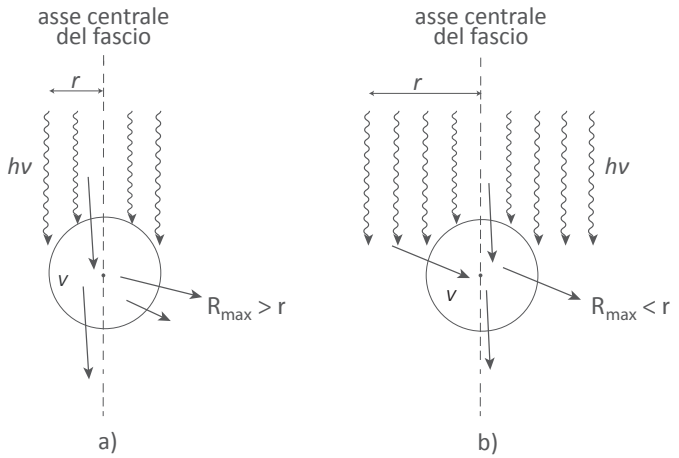


Figura 12.9 – Nel volume *V* occupato da un rivelatore esposto a un piccolo campo di fotoni ($r < R_{max}$) può esservi CPE lungo la direzione dell'asse centrale, ma assenza di LCPE: il numero di elettroni secondari che escono lateralmente da *V* non è compensato da un ugual numero di elettroni entranti in *V* con la stessa direzione ed energia (fig. a). Si può avere in *V* LCPE, oltre che CPE lungo l'asse, se il raggio *r* della sezione del fascio dei fotoni è maggiore di R_{max}, il range dei secondari con la massima energia (fig. b)

diretto. Anche questo effetto modifica lo spettro di energia rispetto a quello di un campo largo. Le particelle cariche diffuse presenti nella regione di penombra hanno infatti mediamente un'energia inferiore a quella delle analoghe particelle che si propagano in avanti nella direzione dell'asse del fascio.
L'assenza di LCPE e la parziale occlusione della sorgente da parte del collimatore causano quindi una perturbazione della fluenza (in termini di variazioni di spettro di energia) delle particelle cariche rispetto a quella esistente nelle condizioni di riferimento con campo largo.
Questa perturbazione modifica, nelle espressioni di $D_w(P,A)$ - la (12.42) o la (12.58) - sia il valore dei fattori correttivi, p_Q o k_{Q,Q_o}, sia (seppur in misura minore) quello dei rapporti dei poteri frenanti, $s_{w,a}$.
Un'ulteriore circostanza, legata alle caratteristiche del rivelatore, contribuisce ad incrementare la perturbazione sulla fluenza in un piccolo campo di fotoni. In assenza di LCPE, la dose assorbita, D_{riv}, nel rivelatore posto in acqua e la cui densità, ρ_{riv}, differisce da quella dell'acqua, ρ_w, varia in funzione delle dimensioni del piccolo campo dei fotoni e della diversità fra ρ_{riv} e ρ_w (cfr. IAEA 2017 e la bibliografia ivi riportata sull'argomento). L'effetto su D_{riv} derivante dalla diversità fra ρ_{riv} e ρ_w, è assente o trascurabile - in base al teorema di Fano (cfr. § 12.2.4) - nei campi larghi e sufficientemente uniformi. Esso si manifesta invece all'aumentare della disuniformità del campo, tipica dei piccoli campi di fotoni. Le camere a

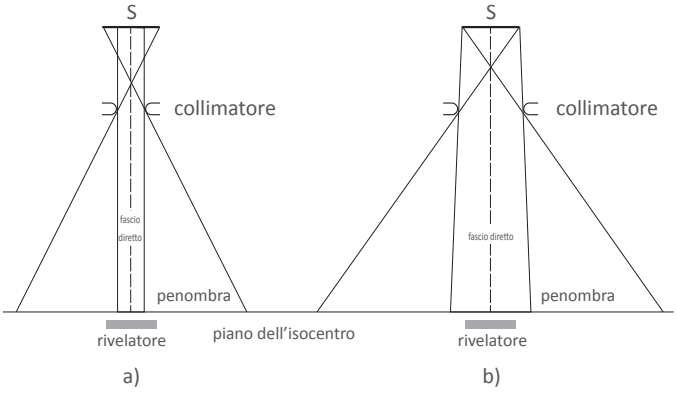


Figura 12.10 – Se l'apertura del collimatore viene ridotta fino a occludere parzialmente la sorgente S dei fotoni (fig. a), la radiazione diffusa che incide sul rivelatore diminuisce. L'energia media dei fotoni nel punto di misura risulta quindi più elevata rispetto a quella che i fotoni hanno nello stesso punto quando le dimensioni del campo sono maggiori (fig. b). La parziale occlusione della sorgente riduce inoltre la fluenza del fascio diretto incidente sul rivelatore e ciò può rendere più incerta la definizione del profilo trasversale di dose rispetto alla penombra

cavità (d'aria) esposte a piccoli campi di fotoni sono quindi particolarmente sensibili a questo effetto. La perturbazione della fluenza conseguente all'effetto "densità" dipende anche dalle (più o meno estese) dimensioni del rivelatore, le quali hanno in un piccolo campo molto più peso nel perturbare la fluenza di quanto non avvenga in un campo convenzionale uniforme. In queste circostanze le correzioni necessarie sono elevate, complesse da determinare e affette da incertezza relativamente ampia. Se il rivelatore è una camera a cavità (d'aria) e si denota con p_ρ la correzione per la perturbazione della fluenza derivante dall'effetto densità, la p_ρ ha evidenti analogie con la correzione p_{dis} (cfr. eq. 12.31). Quest'ultima dipende, in un campo largo e uniforme, solo dalle dimensioni e dalla forma della cavità d'aria, mentre la p_ρ per la medesima camera posta in un piccolo campo di fotoni è sensibilmente influenzata anche dalla forma e dalle dimensioni del campo.
Le dimensioni del rivelatore hanno un ruolo che, in un piccolo campo di fotoni, può assumere un peso di primaria importanza nell'incertezza della misura. Quando le dimensioni del rivelatore (in particolare, la sezione del rivelatore intercettata dal fascio dei fotoni) non sono sufficientemente piccole rispetto all'area del fascio su di esso incidente (cfr. fig. 12.11), il segnale *M* fornito dal rivelatore evidenzia in modo non corretto le

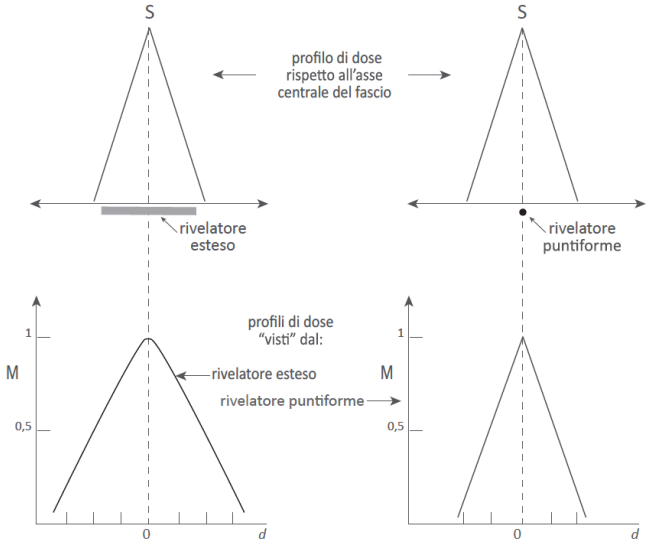


Figura 12.11 – Effetto di media sul segnale *M* in un rivelatore esteso e in uno puntiforme, quando i rivelatori sono esposti a una radiazione con distribuzione di dose non uniforme nel piano di misura. Spostando un rivelatore esteso lungo la direzione normale all'asse del fascio, l'andamento del segnale *M* descrive un profilo del fascio diverso e deformato rispetto a quello, coerente con il profilo reale, misurato con un rivelatore di piccole dimensioni con maggiore risoluzione spaziale

variazioni spaziali che una distribuzione di dose può avere su un piano normale all'asse del fascio. Con rivelatori di sezione maggiore di quella del campo della radiazione incidente, queste variazioni possono essere del tutto non rilevate. Il segnale M è proporzionale a D_V, la dose media assorbita entro il volume sensibile, V, del rivelatore. Se $D(x, y, z)$ è spazialmente uniforme in V si può porre:

$$D_V = \frac{1}{V} \iiint_V D(x, y, z) \mathrm{d}V = D(x_0, y_0, z_0) \tag{12.65}$$

essendo $P(x_0,y_0,z_0)$ il punto corrispondente al centro del rivelatore. Nei piccoli campi di fotoni $D(x, y, z)$ non è uniforme - l'assenza di uniformità riguarda soprattutto la componente $D(x, y)$ - ed è quindi: $D(x_0, y_0, z_0) \neq D_V$. Per determinare, in funzione di M, $D(x_0, y_0, z_0)$ nel punto d'interesse $P(x_0,y_0,z_0)$ è necessario applicare a D_V (ovvero a M) una correzione, p_{vol}, risultando:

$$D(x_0, y_0, z_0) = D_V \cdot p_{vol} \tag{12.65}$$

In una camera a cavità (ad aria), D_V corrisponde alla dose assorbita media nella cavità, ovvero alla D_g nella (12.24). Se si indica con $D_{w,Q}^{nr}$ la dose assorbita in acqua dovuta a un fascio di fotoni di qualità Q di piccole dimensioni, si ha analogamente alla (12.30):

$$D_{w,Q}^{nr} = D_{g,Q} \cdot \left(s_{w,a}\right)_Q \cdot p_Q^{nr} \cdot p_{vol} \tag{12.66}$$

dove la condizione d'irraggiamento con un piccolo campo (diversa da quella di riferimento) è tenuta in conto tramite l'introduzione del fattore p_{vol} e sostituendo il convenzionale fattore p_Q (relativo alla condizione di riferimento) con il fattore p_Q^{nr} specifico della diversa condizione sperimentale (non di riferimento, nr). Il fattore p_Q^{nr} nella (12.66) rappresenta la correzione complessiva per i diversi effetti perturbativi della fluenza. Questo fattore tiene quindi conto sia della perturbazione dovuta alla cavità di dimensioni finite, sia dell'effetto "densità" specifico dei piccoli campi, sia dei diversi altri possibili effetti perturbativi (pareti della camera, elettrodo centrale, ecc.) presenti anche con i campi larghi convenzionali.

La (12.66) presuppone una misura di $D_{w,Q}^{nr}$ in cui la D_g si ottiene, come nella (12.42) e nella (12.58), dal segnale M purché sia noto il coefficiente di taratura della camera, $N_{Dw,Q}^{nr}$, appropriato alle condizioni di misura (nr) del piccolo campo considerato. Anche i fattori fattori p_Q^{nr} e p_{vol} devono essere noti. Essi possono essere determinati, avendo specificato le caratteristiche della camera e del piccolo campo di fotoni, mediante un calcolo Monte Carlo. L'oggetto del calcolo è in entrambi i casi il fattore di

risposta del rivelatore: $1/f(Q) = D_{g,Q} / D_{w,Q}$ definita nel § 12.2.7. Non sempre si ha la possibilità di disporre di tutti i dati (fattori correttivi e coefficienti di taratura) per applicare la (12.66).
Nella Guida dell'IAEA sulla dosimetria nei piccoli campi di fotoni (IAEA 2017) è indicata una procedura sperimentale che è di particolare utilità quando non si ha la possibilità di determinare i parametri richiesti dalla (12.66). La procedura è basata su due stadi di misura e sull'uso di fattori correttivi riportati nella pubblicazione.
Il primo stadio riguarda misure di dose assorbita in acqua, $D_{w,Q_{msr}}$, in uno campo di riferimento "*msr*" (machine specific reference field) specificato nella Guida e prodotto dalla medesima macchina con cui si ottiene il piccolo campo di fotoni usato per il trattamento clinico. L'espressione di $D_{w,Q_{msr}}$ è concettualmente simile alla (12.58) e (usando un simbolismo semplificato rispetto a quello della Guida) è data da:

$$D_{w,Q_{msr}} = M_{Q_{msr}} \cdot N_{D_w,Q_0} \cdot k_{Q_{msr}Q_0} \tag{12.67}$$

dove Q_{msr} è la qualità della radiazione del campo *msr*, $M_{Q_{msr}}$ è il segnale fornito dalla camera a cavità esposta, nel campo *msr*, ai fotoni di qualità Q_{msr}, N_{D_w,Q_0} è il coefficiente di taratura della camera determinato (in un centro metrologico) alla qualità di taratura Q_0, $k_{Q_{msr}Q_0}$ è un fattore correttivo per la perturbazione della fluenza, che tiene conto delle variazioni fra le condizioni di riferimento del campo di taratura (Q_0) e quelle relative al campo *msr*.
In questa procedura, il campo *msr* rappresenta un campo di riferimento intermedio fra il campo dei fotoni (di qualità Q_0) relativo alle condizioni di taratura della camera e il piccolo campo (*clin*) di fotoni usato nel trattamento clinico.
Il secondo stadio è costituito da misure relative e riguarda la determinazione dell'output factor $(OF)_{Q_{clin},Q_{msr}}$ del piccolo campo d'uso clinico (con fotoni di qualità Q_{clin}) rispetto al campo di riferimento *msr*. Tramite questo fattore si può poi calcolare (cfr. eq. 12.62) la dose assorbita in acqua, $D_{w,clin}$, nel piccolo campo d'interesse, essendo:

$$D_{w,Q_{clin}} = D_{w,Q_{msr}} \cdot (OF)_{Q_{clin},Q_{msr}} \tag{12.68}$$

con (in analogia all' eq. 12.62):

$$(OF)_{Q_{clin},Q_{msr}} = \frac{M_{Q_{clin}}}{M_{Q_{msr}}} \cdot k_{Q_{clin},Q_{msr}} \tag{12.69}$$

I fattori correttivi presenti nella (12.67) e nella (12.69) sono riportati nella Guida avendo potuto essere calcolati grazie alla circostanza che le

condizioni per il loro calcolo sono note. Tutti questi fattori sono infatti riferiti a condizioni sperimentali ben definite. I rivelatori considerati dalla Guida sono specificati tipi di camere a cavità per le misure di D_w e determinati tipi di rivelatori (diodi, diamante, ecc.) per le misure relative riguardanti le misure di OF (eq. 12.69). I campi di riferimento *msr* e i piccoli campi clinici (*clin*) previsti nella Guida sono anch'essi ben specificati. Infatti l'uso della Guida è limitato ai piccoli campi statici ottenuti con specifici sistemi d'irraggiamento dedicati alla radioterapia con piccoli campi di fotoni di energia non superiore a 10 MeV (CyberKnife®, GammaKnife®, TomoTherapy®, ecc.). Oltre ai valori numerici dei fattori correttivi e di altri parametri, la Guida riporta le indicazioni operative per un'accurata dosimetria nei piccoli campi di fotoni considerati.

Bibliografia

Roesch W. C., *Mathematical theory of radiation fields*, in Attix F. H., Roesch W. C. (Eds.), "Radiation Dosimetry", Vol. 1, Chapter 5, Academic Press, New York, 1968.

Burlin T. E., *Cavity-Chamber Theory*, in Attix F. H., Roesch W. C. (Eds.), "Radiation Dosimetry", Vol. 1, Chapter 8, Academic Press, New York, 1968.

Kase K., Nelson W. R., *Concepts of Radiation Dosimetry*, Pergamon Press, 1978.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

AAPM Report 32, *Clinical Electron Beam Dosimetry, Diode in vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy,* Report of Task Group 25 of the Radiation Therapy Committee, American Association of Physicists in Medicine, 1991.

IAEA TRS 381, *The Use of Plane-parallel Ionization Chambers in High-energy Electron and Photon Beams. An International Code of Practice for Dosimetry*, International Atomic Energy Agency, Vienna,1997.

IAEA TRS 277, *Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams. An International Code of Practice*, International Atomic Energy Agency, Vienna,1999.

AAPM, *AAPM's TG-51 Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon and Electron Beams, Task Group No. 51*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 26, 1847-1870, 1999.

IAEA TRS 398, *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2000 (www.iaea.org).

AAPM, *AAPM Protocol for 40-300 kV x-ray Beam Dosimetry for Radiotherapy and Radiobiology, Task Group No. 61*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 28, 868-892, 2001.

ICRU Report 71, *Prescribing, Recording and Reporting Electron Beam Therapy,* International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2004.

Podgorsak E. B. (Ed.), *Radiation Oncology Physics, A Handbook for Teachers and Students*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.

AAPM Report 87, *Diode in vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy,* Report of Task Group 62 of the Radiation Therapy Committee, American Association of Physicists in Medicine, 2005.

AAPM, *Intraoperative radiation therapy using mobile electron linear accelerators: Report of AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 72,* American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 33 (5), 1476-1489, 2006.

Nahum A., *Principles and Basic Concepts in Radiation Dosimetry,* in Mayles, Nahum, Rosenwald (Eds.), *Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice,* Chapter 6, Taylor & Francis - CRC Press, 2007.

Rosenwald J.C., Rosenberg I., Shentall G., Nahum A., *Patient Dose Computation Methods,* in Mayles, Nahum, Rosenwald (Eds.), *Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice,* Chapters 25 to 28, Taylor & Francis - CRC Press, 2007.

AAPM, *Recommendations for clinical electron beam dosimetry: Supplement to the recommendations of Task Group 25*, AAPM TG 70 Report, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 36 (7), 3239-3279, 2009.

AAPM, *Report of AAPM Therapy Physics Committee Task Group 74: In-air output ratio, Sc, for megavoltage photon beams,* American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 36 (11), 5261-5291, 2009.

Khan F. M., *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott Williams & Wilkins-Wolters Kluwer, Baltimore-Philadelphia, 2010.

IAEA TRS 483, *Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2017 (www.iaea.org).

Capitolo 13

METODI DOSIMETRICI PER LE SORGENTI RADIOATTIVE USATE IN BRACHITERAPIA E IN MEDICINA NUCLEARE

13.1 Introduzione

Le sorgenti utilizzate in brachiterapia emettono radiazione (gamma e/o beta) di bassa energia (cfr. § 10.2). La radiazione di queste sorgenti, poste a contatto con l'organo da irradiare, dovrebbe infatti attraversare il minor spessore possibile degli organi sani circostanti. Le sorgenti per brachiterapia sono sorgenti solide sigillate di dimensioni relativamente piccole, le quali vengono introdotte temporaneamente nell'organismo per poi esserne rimosse alla fine del trattamento.
Sorgenti radioattive introdotte nell'organismo per scopi di radioterapia sono usate – in misura minore – anche in soluzioni liquide iniettate per via endovenosa. La durata del trattamento è in questo caso legata al tempo di permanenza della sorgente nell'organismo e questo tempo dipende a sua volta dal tempo di dimezzamento del radionuclide considerato nonché dal tempo richiesto per la sua eliminazione fisiologica dall'organismo. Il campo di impiego delle sorgenti liquide è comunemente denotato come quello della medicina nucleare (che include anche la radiodiagnostica) anziché della brachiterapia in senso stretto.
Tenuto conto che la brachiterapia ha una frequenza di impiego sensibilmente più bassa rispetto alla radioterapia con fasci esterni collimati, i metodi dosimetrici per brachiterapia saranno trattati nel seguito per ragioni di spazio con un minor grado di dettaglio rispetto a quanto descritto per la dosimetria con fasci collimati, rinviando per gli approfondimenti ai riferimenti indicati in bibliografia. Tenuto conto inoltre che, nell'ambito delle applicazioni mediche, l'uso delle sorgenti liquide (medicina nucleare) è meno frequente di quello di altri tipi di sorgenti di radiazione, i metodi dosimetrici relativi alle sorgenti liquide saranno descritti nel seguito solo nelle loro generalità. Questi metodi sono sostanzialmente simili in entrambi i settori della medicina nucleare, la terapia e la diagnostica.

13.2 Determinazione della dose assorbita nella brachiterapia con sorgenti solide

Le sorgenti solide per brachiterapia hanno forme diverse, prevalentemente fili e grani entro cui il materiale radioattivo viene sigillato con un involucro metallico. I metodi per la caratterizzazione dosimetrica dei campi di radiazione prodotti dalle sorgenti per

brachiterapia sono diversi da quelli descritti per i fasci di radiazione collimata (cfr. cap. 12). Tale diversità è dovuta alle differenti condizioni sperimentali che caratterizzano le due situazioni (energia e intensità della radiazione, posizione della sorgente rispetto al volume di trattamento ecc.) e che non consentono di applicare a queste sorgenti gli stessi metodi di dosimetria di base descritti per i fasci collimati. Tuttavia anche per la dosimetria delle sorgenti per brachiterapia è richiesta, come nella dosimetria dei fasci collimati, la conoscenza preventiva di specifici indicatori di qualità della radiazione emessa dalla sorgente di interesse.
Gli indicatori della qualità della radiazione con cui si caratterizzano le sorgenti solide per brachiterapia sono il rateo di kerma in aria di riferimento, $\dot{K}(d_{ref})$, per le sorgenti di radiazione gamma e il rateo di dose assorbita in acqua, $\dot{D}(r_0, \vartheta_0)$, nel punto di riferimento $P(r_0, \vartheta_0)$, per le sorgenti di radiazione beta (cfr. § 11.3). I valori di queste due grandezze sono determinati presso gli istituti metrologici e forniti agli utenti delle sorgenti come certificazione di taratura di ciascuna specifica sorgente. A partire da questi due parametri di taratura è possibile poi determinare mediante calcoli (il "piano di trattamento") la distribuzione di dose nelle regioni dell'organismo intorno alla sorgente nonché la dose nel volume di trattamento. Le distribuzioni di dose in brachiterapia possono d'altra parte essere anche misurate. Queste misure non possono, evidentemente, essere effettuate "in vivo" cioè all'interno del corpo del paziente dove si dispone la sorgente per il trattamento. Esse devono essere fatte (e se necessario ripetute) prima del trattamento all'esterno dell'organismo umano, in un fantoccio di acqua o di materiale tessuto-equivalente che simuli la regione del corpo da irradiare. All'interno del fantocccio viene posta la sorgente (o le sorgenti) intorno a cui si dispone poi il rivelatore per le misure dosimetriche alle varie distanze d'interesse. Le misure delle distribuzioni di dose dovute a una sorgente per brachiterapia sono piuttosto delicate e spesso affette da non trascurabile incertezza a causa della ridotta distanza di misura dalla sorgente e dei forti gradienti di dose. Ciò esige l'impiego di rivelatori diversi dalle camere a ionizzazione e caratterizzati da maggiore risoluzione spaziale. Questi rivelatori (cfr. cap. 15) sono tarati in termini di dose assorbita in acqua rispetto alle camere a ionizzazione a cavità ma non permettono di avere un'accuratezza di misura confrontabile con quella fornita dalle camere. Le misure dosimetriche in brachiterapia hanno perciò essenzialmente lo scopo di fornire una conferma sperimentale sia pur con un'accuratezza non elevata, delle distribuzioni dosimetriche calcolate nei casi in cui devono essere verificate alcune ipotesi del calcolo. I metodi di calcolo delle distribuzioni di dose, basati sui valori sperimentali di $\dot{K}_{air}(d_{ref})$ o $\dot{D}(r_0, \vartheta_0)$ relativi a ciascuna sorgente, tengono conto delle caratteristiche fisiche (tipo ed energia della

radiazione) e geometriche della sorgente (sorgente puntiforme o lineare). Sia per le sorgenti gamma che per le sorgenti beta la grandezza che interessa determinare in un dato punto P è il rateo di dose assorbita in acqua, $\dot{D}_w(P)$. La determinazione di $\dot{D}_w(P)$ dovuta a una sorgente gamma si effettua di norma dopo aver tarato la sorgente in termini di kerma in aria di riferimento, $\dot{K}\left(d_{ref}\right)$, (cfr. § 11.3) e calcolando poi $\dot{D}_w(P)$ in funzione di $\dot{K}\left(d_{ref}\right)$. Per le sorgenti gamma di bassa energia usate in brachiterapia la taratura diretta in termini di dose assorbita presenta infatti maggiori difficoltà tecniche rispetto alla taratura in termini di kerma in aria. La taratura delle sorgenti beta è invece sempre effettuata in termini di rateo di dose assorbita in acqua, $\dot{D}\left(r_{0,}\vartheta_0\right)$, nel punto di riferimento $P\left(r_{0,}\vartheta_0\right)$.
Se la sorgente – di cui sono note l'energia o le energie della radiazione emessa – è approssimabile come filiforme (con spessore trascurabile rispetto alla sua lunghezza) il dato di partenza è la lunghezza, L, della sorgente, che può essere approssimata come puntiforme per piccoli valori di L. Nel grafico mostrato in figura 13.1 sono indicati i riferimenti spaziali del generico punto $P(r,\vartheta)$ in cui si vuole calcolare $\dot{D}_w(P)$e la sorgente di lunghezza L (evidenziata con il tratto in grassetto) che si assume disposta lungo l'asse y. In base a questo schema, l'espressione di $\dot{D}_w(P)$ nel punto $P(r,\vartheta)$ è data, per le sorgenti beta, da (cfr. ICRU 2004):

$$\dot{D}_w(r,\theta)=\dot{D}_w(r_0,\theta_0)\frac{G(r,\theta)}{G(r_0,\theta_0)}g(r)F(r,\theta) \tag{13.1}$$

e, per le sorgenti gamma, da:

$$\dot{D}_w(r,\theta)=S_K\Lambda\frac{G(r,\theta)}{G(r_0,\theta_0)}g(r)F(r,\theta) \tag{13.2}$$

dove, sia nella (13.1) che nella (13.2), r è la distanza dal centro della sorgente al punto di interesse, θ è l'angolo polare individuato dal punto di interesse $P(r,\vartheta)$ rispetto all'asse longitudinale della sorgente (l'asse z), θ_0 è l'angolo di riferimento, r_0 è la distanza di riferimento; il punto di riferimento $P\left(r_{0,}\vartheta_0\right)$ giace sull'asse trasverso (asse y) passante per il centro della sorgente e ha una distanza r_0 dall'origine degli assi (cfr. fig. 3.1). Nella (13.2) le grandezze S_K e Λ denotano, rispettivamente, l'*intensità di kerma in aria* (air-kerma strenght) e la *costante del rateo di dose* (dose-rate constant). Si tratta di due parametri specifici di ciascuna sorgente, definiti come:

$$S_K=\dot{K}_\delta(d)d^2 \tag{13.3}$$

e

$$\Lambda=\frac{\dot{D}(r_0,\theta_0)}{S_K} \tag{13.4}$$

dove $\dot{K}_\delta(d)$ è il rateo di kerma in aria nel vuoto prodotto, alla distanza d dalla sorgente, dai fotoni che emergono dalla sorgente con un'energia superiore a un dato valore δ. I punti alla distanza d sono localizzati sul piano (x, y) perpendicolare all'asse longitudinale della sorgente (l'asse z) e passante per il suo centro (l'origine degli assi). L'energia δ è essenzialmente quella della radiazione caratteristica prodotta nella capsula metallica dalle interazioni con la radiazione gamma emessa della sorgente. I fotoni con energia minore di δ, hanno energia molto bassa e sono perciò esclusi dal computo di $\dot{K}_\delta(d)$ poiché essi hanno il solo effetto di aumentare il rateo di kerma senza contribuire significativamente alla dose assorbita in tessuto a distanze superiori a circa 1 mm dalla sorgente. Il fatto che il valore di $\dot{K}_\delta(d)$ sia considerato nel vuoto implica che le misure di $\dot{K}_\delta(d)$ debbano essere corrette per l'attenuazione e per la diffusione dei fotoni in aria o in qualsiasi altro materiale interposto tra la sorgente e il rivelatore. La costante S_K, che si esprime abitualmente in mGy m^2 h^{-1}, è numericamente uguale al rateo di kerma in aria di riferimento, $\dot{K}_\delta(d_{ref})$, misurato alla distanza dalla sorgente d_{ref} = 1 m (cfr. cap. 11).

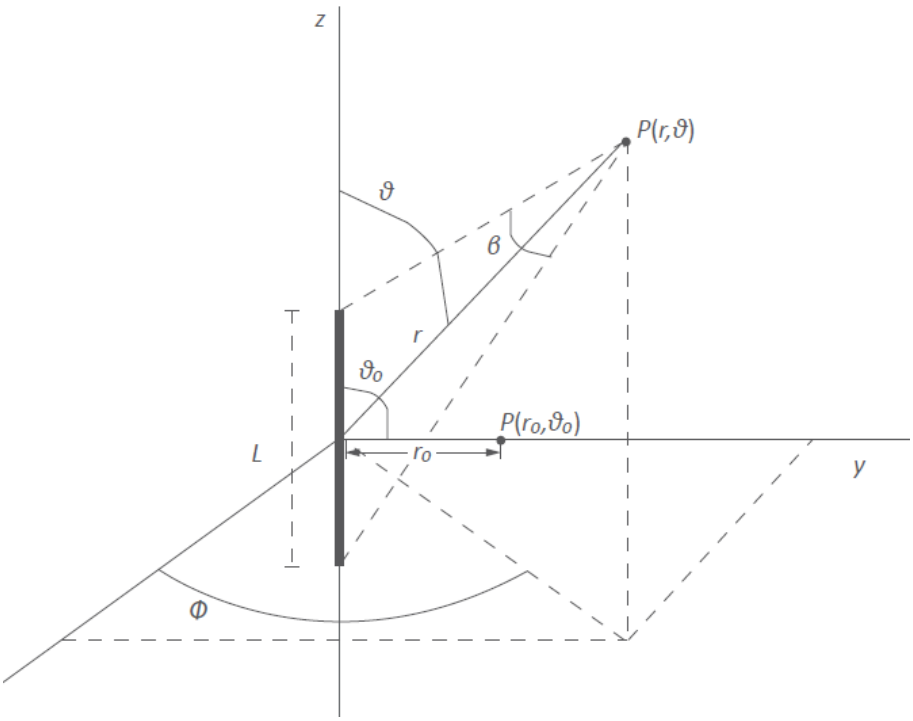


Figura 13.1 - Grafico in coordinate polari per il calcolo della dose assorbita, *D*, nel punto *P* dovuta a una sorgente solida per brachiterapia. La sorgente filiforme di lunghezza *L* è rappresentata nello schema dal tratto pieno lungo l'asse *z*. Si assume inoltre che, per simmetria, non vi sia dipendenza di *D* dall'angolo φ intorno all'asse *z*

La costante del rateo di dose, Λ – definita dalla (13.4) come rapporto fra il rateo di dose assorbita in acqua, $\dot{D}(r_0,\vartheta_0)$, prodotta dalla radiazione gamma della sorgente nel punto $P(r_0,\vartheta_0)$ e l'intensità di kerma in aria S_K – rappresenta quindi il rateo di dose assorbita in acqua nel punto di riferimento $P(r_0,\vartheta_0)$, per unità di intensità di kerma in aria dovuto alla sorgente. La costante Λ, che ha le dimensioni dell'inverso di una lunghezza al quadrato, è per sua definizione un parametro strettamente dipendente dal tipo di radionuclide e dalle caratteristiche costruttive della sorgente. La costante Λ deve essere determinata individualmente per ciascuna sorgente. A parità di radionuclide e di rateo di kerma in aria di riferimento, due sorgenti possono infatti avere un diverso valore di Λ a causa di una diversità della loro capsula di rivestimento (forma, dimensioni, spessore e uniformità della capsula). Valori indicativi della costante del rateo di dose, Λ, per alcune delle più diffuse sorgenti solide per brachiterapia sono riportati nella tabella 13.1.
Il prodotto $S_K\Lambda$ nella (13.2) e $\dot{D}(r_0,\vartheta_0)$ nella (13.1) rappresentano dunque la medesima grandezza (nei rispettivi punti di riferimento) riferita alla radiazione gamma nel caso di $S_K\Lambda$ e alla radiazione beta nel caso di $\dot{D}(r_0,\vartheta_0)$.
La distanza di riferimento r_0 e l'angolo di riferimento θ_0, cui è riferita la dose assorbita dovuta a radiazione gamma e data dal prodotto $S_K\Lambda$ sono convenzionalmente posti uguali a 1 cm e a 90°, rispettivamente. La distanza di riferimento r_0 e l'angolo di riferimento θ_0 cui è riferito il rateo di dose assorbita $\dot{D}(r_0,\vartheta_0)$ dovuta a radiazione beta sono convenzionalmente posti uguali a 2 mm e a 90°, rispettivamente.

Tabella 13.1 - Valori indicativi della costante del rateo di dose, Λ, per alcune delle più diffuse sorgenti di fotoni per brachiterapia. I valori di Λ possono differire fra sorgenti del medesimo radionuclide anche del 5%. Sono inoltre riportati, per ciascun radionuclide, i valori arrotondati del tempo di dimezzamento, $T_{1/2}$, dell'energia media e dello spessore di dimezzamento (*HVL*) della radiazione emessa

Radionuclide	Energia media dei fotoni (MeV)	$T_{1/2}$	*HVL* (mm Pb)	Λ (cm^{-2})
^{137}Cs	0,66	30 anni	6,5	1,11
^{198}Au	0,41	2,7 giorni	2,5	1,13
^{192}Ir	0,38	74 giorni	3	1,12
^{125}I	0,028	60 giorni	0,02	1,02
^{103}Pd	0,021	17 giorni	0,01	0,68

Le funzioni $G(r,\vartheta)$, $g(r)$ e $F(r,\vartheta)$ presenti nella (13.1) e nella (13.2) hanno ciascuna il medesimo significato in entrambe le espressioni. Esse consentono di determinare le distribuzioni di dose nei diversi punti del mezzo esposto alla radiazione emessa dalla sorgente, a partire dalla conoscenza della dose assorbita in $P(r_{0,}\vartheta_0)$ fornita, per la radiazione gamma, dal prodotto $S_K \Lambda(r_{0,}\vartheta_0)$ e, per la radiazione beta, da $\dot{D}(r_{0,}\vartheta_0)$.
La funzione $G(r,\vartheta)$, detta *fattore geometrico* o *fattore di forma* della sorgente, consente di determinare $D(r,\vartheta)$ al variare della posizione di $P(r,\vartheta)$ anche per sorgenti non approssimabili come puntiformi e in generale quando non è applicabile la legge dell'inverso del quadrato della distanza. Tale regola, non valida in generale per una sorgente di tipo filiforme, è ancor meno valida se all'interno della sorgente il materiale radioattivo non è distribuito uniformemente. Il fattore $G(r,\vartheta)$ tiene conto delle variazioni di dose dovute alle sole variazioni di distanza, non includendo gli effetti che su $D(r,\vartheta)$ hanno l'attenuazione e la diffusione della radiazione sia all'interno della sorgente che nel mezzo circostante. Il fattore $G(r,\vartheta)$ è calcolabile tramite l'espressione (cfr. AAPM 1994):

$$G(r,\theta) = \frac{\int_0^V [\rho(r')/|r'-r|^2]\, \mathrm{d}V'}{\int_0^V \rho(r')\, \mathrm{d}V'} \qquad (13.5)$$

dove $\rho(r')$ è la densità della radioattività all'interno della sorgente in un suo elemento di volume, dV', posto nel punto $P(r')$ di coordinate (x', y', z'), V è il volume di integrazione entro il quale è distribuita la radioattività della sorgente e r (con il corrispondente θ) denota le coordinate (x, y, z) del punto (esterno alla sorgente) in riferimento al quale si intende determinare $G(r,\vartheta)$. Per una sorgente puntiforme (o approssimabile come tale) la (13.5) si riduce, come atteso, all'espressione:

$$G_P(r,\theta) = r^{-2} \qquad (13.6)$$

La (13.6) descrive le variazioni di dose secondo la legge dell'inverso del quadrato della distanza anche nei casi in cui, per r molto grande (rispetto a L), una sorgente di lunghezza L si può assumere come una sorgente puntiforme.
Se la sorgente è approssimabile come filiforme con un'uniforme distribuzione di attività al suo interno, la (13.5) si semplifica invece nella seguente espressione:

$$G_L(r,\theta) = \frac{\beta}{L\, r\, \sin\theta} \qquad (13.7)$$

dove β è l'angolo sotteso dalla lunghezza L della sorgente rispetto al

punto $P(r,\vartheta)$ (cfr. fig. 13.1). Sia nella (13.1) che nella (13.2) la funzione $G(r,\vartheta$ appare anche a denominatore nel rapporto $G(r,\vartheta)/G(r_{0,}\vartheta_0)$. Il fattore a denominatore, $G(r_{0,}\vartheta_0)$, ha un ruolo di normalizzazione necessario affinché l'espressione di $\dot{D}(r,\vartheta)$ nella (13.1) e nella (13.2) fornisca il valore $\dot{D}(r_{0,}\vartheta_0)$ quando la dosimetria è riferita al punto di riferimento $P(r_{0,}\vartheta_0)$. Valori calcolati di $G(r,\vartheta)$ sono riportati per sorgenti di varie dimensioni (il calcolo è estendibile in base alla (13.7) ad altri valori di L) dall'AAPM e dall'ICRU (cfr. AAPM 1994, ICRU, 2004). Ad esempio, Il fattore $G(r,\vartheta)$ per una sorgente di forma lineare con una lunghezza L di 3 mm, assume i valori: 3,886, 0,9926 e 0,2495 alle distanze r sull'asse y (θ = 90°) di 0,5 cm, 1 cm e 2 cm, rispettivamente (cfr. AAPM 1994). A queste stesse distanze, per una sorgente puntiforme (cfr. eq. 13.6) il fattore geometrico è invece uguale, rispettivamente, a: 4,0, 1,0 e 0,25. La funzione $G(r,\vartheta)$ dipende sensibilmente dalla lunghezza della sorgente e, soprattutto per $r < L$, dalla coordinata θ.
La funzione $g(r)$, detta *funzione di dose radiale*, ha lo scopo di determinare le variazioni della dose assorbita lungo l'asse trasverso (asse y, θ = 90°) dovute alla variazione, in funzione della distanza r, della diffusione e dell'attenuazione della radiazione nel mezzo di riferimento (l'acqua). In base alla (13.1) e alla (13.2), $g(r)$ deve essere uguale a 1 nel punto di riferimento, $P(r_{0,}\vartheta_0)$, poiché il valore di $\dot{D}(r_{0,}\vartheta_0)$ già include l'effetto dell'attenuazione e della diffusione della radiazione da parte del mezzo circostante. In accordo con la sua finalità l'espressione della funzione $g(r)$ è data da (cfr. AAPM 1994):

$$g(r)=\frac{\dot{D}(r,\theta_0)}{\dot{D}(r_0,\theta_0)}\frac{G(r_0,\theta_0)}{G(r,\theta_0)} \tag{13.8}$$

Nel caso di sorgenti puntiformi la (13.8) si semplifica, tenendo presente la (13.6), in:

$$g(r)=\frac{\dot{D}(r,\theta_0)}{\dot{D}(r_0,\theta_0)}\frac{r^2}{r_0^2} \tag{13.9}$$

I valori di $g(r)$ si determinano mediante misure o calcoli Monte Carlo di $\dot{D}(r_{0,}\vartheta_0)$ in vari punti lungo l'asse trasverso, potendo poi ricavare i valori di $g(r)$ in qualsiasi punto intermedio tramite interpolazione dei valori misurati o calcolati. La (13.9) può essere approssimata dall'espressione:

$$g(r)=\exp\left[\sum_{i=0}^{n}a_i r^i\right] \tag{13.10}$$

per i cui coefficienti a_i l'AAPM e l'ICRU forniscono valori raccomandati per ciascun tipo di sorgente, fra quelle di uso più diffuso (cfr. AAPM 1994, ICRU, 2004). I valori di $g(r)$ sono sensibilmente dipendenti sia

dalla distanza *r*, sia dal tipo e dall'energia della radiazione emessa dalla sorgente, sia dalle dimensioni e dall'involucro della sorgente. Ad esempio, la funzione $g(r)$ può variare – per *r* compreso fra 0,5 cm e 5 cm (θ = 90°) – da circa 1,2 a circa 0,08 per una sorgente di ^{32}P (radiazione beta) lunga 32 mm e da circa 1,1 a circa 0,36 per una sorgente di ^{125}I (radiazione gamma con E~30 keV) lunga 3 mm (cfr. ICRU 2004).
La funzione $F(r,\vartheta)$, detta *funzione di anisotropia*, tiene conto – per le sorgenti non puntiformi – dell'anisotropia della distribuzione di dose intorno alla sorgente nei punti alle diverse distanze, *r*, con coordinata $\theta \neq \theta_0$. L'anisotropia deriva sia dalla diversa entità degli effetti di assorbimento e diffusione nei diversi punti del mezzo con coordinata $\theta \neq \theta_0$, sia dalla diversità della fluenza della radiazione nei diversi punti con $\theta \neq \theta_0$, per effetto della diversa attenuazione causata dall'involucro della sorgente il cui spessore varia con l'angolo θ in funzione dell'obliquità del percorso della radiazione. La funzione $F(r,\vartheta)$ è pertanto definita come (cfr. AAPM 1994):

$$F(r,\theta)=\frac{\dot{D}(r,\theta)}{\dot{D}(r,\theta_0)}\frac{G(r,\theta_0)}{G(r,\theta)} \qquad (13.11)$$

Il fattore $F(r,\vartheta)$ vale, per definizione, 1 per qualsiasi *r* con coordinata angolare $\theta = \theta_0$ = 90°. I valori di $F(r,\vartheta)$ si ottengono da misure o da calcoli Monte Carlo di $\dot{D}(r,\vartheta)$ in punti con diverse coordinate (r, θ), ricavando poi i valori di $F(r,\vartheta)$ in altri punti tramite interpolazione dei valori misurati o calcolati. I valori di $F(r,\vartheta)$ dipendono per una data distanza *r*, sia dal tipo e dall'energia della radiazione emessa dalla sorgente, sia dalle dimensioni e dall'involucro della sorgente. L'intervallo tipico di variabilità di $F(r,\vartheta)$ per i tipi più diffusi di sorgenti di fotoni per brachiterapia, è da circa 0,4 a circa 1 per θ compreso fra 0 e 90° e per *r* compreso fra 0,5 cm e 10 cm.
Valori di $F(r,\vartheta)$ specifici di sorgenti comunemente utilizzate (per radiazione beta e gamma di bassa energia) sono riportati dall'AAPM e dall'ICRU (cfr. AAPM 1994, ICRU, 2004) per *r* compreso fra 0,5 cm e alcuni centimetri e per θ compreso fra 0 e 90°. Se si integra la $F(r,\vartheta)$ sull'angolo θ e si assume che la funzione sia simmetrica rispetto all'angolo, φ, si ottiene una funzione di anisotropia, $\varphi_{an}(r)$ la cui espressione è:

$$\varphi_{an}(r)=\frac{1}{2G(r,\theta_0)}\int_0^{\pi}F(r,\theta)G(r,\theta)\sin\theta\,\mathrm{d}\theta \qquad (13.12)$$

con $\theta_0 = \pi/2$. Se si usa la $\varphi_{an}(r)$ al posto della $F(r,\vartheta)$, ciò equivale a fare l'approssimazione di una sorgente puntiforme. Valori del fattore di anisotropia sono riportati per vari tipi di sorgenti dall'ICRU (ICRU 2004)

e dall'AAPM. A titolo di esempio, per r compreso fra 1 e 5 cm i valori di $\varphi_{an}(r)$ sono compresi fra 0,90 e 1 circa, a seconda del tipo di sorgente fra quelle più comunemente utilizzate.

13.3 Generalità sui metodi dosimetrici per le sorgenti liquide usate in medicina nucleare

L'impiego in medicina nucleare, per scopi di diagnostica e terapia, di sorgenti radioattive liquide (cfr. §§ 10.1 e 10.2) richiede una dosimetria basata su metodi del tutto diversi da quelli riguardanti le sorgenti solide. La diversità riguarda anzitutto l'indicatore della qualità che per le sorgenti radioattive liquide è basato sulla specificazione del tipo di radionuclide e sull'attività, A, della sorgente (cfr. § 11.3). Per una sorgente caratterizzata dal fatto di non essere spazialmente concentrata (come lo sono le sorgenti solide per brachiterapia) ma di poter essere invece distribuita anche in regioni e organi molto distanti dal volume di trattamento, l'attività di una data sorgente introdotta nel paziente è infatti il solo parametro fisico iniziale misurabile da cui si possa dedurre la dose assorbita nell'organo bersaglio.
Nella dosimetria riguardante le sorgenti liquide, il problema da affrontare è quindi la conversione dell'attività iniziale della sorgente nella grandezza di interesse, cioè la dose assorbita nell'organo considerato. Il formalismo usato per la soluzione di questo problema, richiede un insieme di informazioni non solo inerenti allo schema di decadimento del radionuclide considerato e all'attività della sorgente, ma anche di natura anatomica e fisiologica. Le espressioni della dose assorbita che si deducono a riguardo sono necessariamente basate su numerose approssimazioni e modelli la cui descrizione sarà qui fatta solo per grandi linee. La particolare specificità dell'argomento, il fatto che una sua completa trattazione richiederebbe considerevole spazio, la sostanziale diversità dei metodi rispetto a quelli sinora considerati per la dosimetria dei fasci collimati e per le sorgenti solide per brachiterapia, impongono la scelta di limitarsi in questa sede solo ad alcuni cenni metodologici sull'argomento e di rinviare alle trattazioni di dosimetria interna per medicina nucleare (cfr. ICRU 2002).
La base concettuale per la dosimetria di sorgenti radioattive distribuite all'interno dell'organismo di norma per via endovenosa è quella riferita al cosiddetto schema MIRD. Tale schema, sviluppato dall'omonimo gruppo di esperti (Committee on Medical Internal Radiation Dose) della Society of Nuclear Medicine and Molecular Imaging (cfr. MIRD-SNMMI), è quello cui si farà riferimento nella breve illustrazione riportata nel seguito. L'espressione che correla l'attività della sorgente alla dose assorbita, è la seguente:

$$\overline{\dot{D}} = \frac{N E A \phi}{m} \tag{13.13}$$

dove $\overline{\dot{D}}$ è il rateo medio di dose assorbita in un dato volume bersaglio a seguito della radiazione proveniente da una data regione dell'organismo in cui la sorgente è presente, N è il numero di particelle ionizzanti emesse in ogni trasformazione nucleare del radionuclide considerato, E è l'energia media di ciascuna particella emessa, A è l'attività della sorgente all'interno della regione dove essa è presente, m è la massa del volume bersaglio e ϕ è la *frazione di dose assorbita*. La frazione di dose assorbita è definita come la frazione dell'energia complessiva emessa dalla sorgente presente nella regione considerata, che viene poi assorbita nel volume bersaglio.
La dose assorbita media nel volume bersaglio relativa a un dato intervallo di tempo (t_1, t_2) si ha integrando nel tempo la (13.13) ottenendo:

$$\overline{D} = \frac{1}{m} \int_{t_1}^{t_2} A(t) \Delta \, \phi \, \mathrm{d}t \tag{13.14}$$

dove Δ è uguale al prodotto $N E$ e rappresenta quindi l'energia media totale emessa a seguito di *una* trasformazione nucleare del radionuclide considerato. La (13.14) è comunemente espressa anche come:

$$\overline{D} = \frac{\widetilde{A} \Delta \, \phi}{m} \tag{13.15}$$

dove

$$\widetilde{A} = \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt \tag{13.16}$$

è l'attività cumulata nell'intervallo di tempo di interesse. Se si introduce inoltre la *frazione specifica assorbita,* definita come $\Phi = \phi/m$, e la *dose assorbita media per attività cumulata unitaria*, definita come $S = \Delta \, \Phi$, la (13.15) si può esprimere nella forma semplificata:

$$\overline{D} = \widetilde{A} S \tag{13.17}$$

Il calcolo della grandezza S – e quindi della dose assorbita media – (cfr. Loevinger et al., Goddu et al.) dipende da numerosi elementi fra cui, principalmente, il tipo e il numero delle particelle emesse dalla sorgente, le dimensioni e la composizione delle diverse regioni dell'organismo coinvolte, quali: la regione del volume bersaglio, le regioni che circondano il volume bersaglio e le altre regioni dove può essersi localizzata la sorgente. L'accuratezza di questo calcolo dipende quindi anche da quanto realistico sia il modello adottato. Queste valutazioni

sono rese più complesse dal fatto che la regione bersaglio può essere più di una sola così come anche la regione in cui è presente la sorgente. Se si indica con r_i la regione bersaglio *i*-esima e con r_j la regione sorgente *j*-esima, la dose assorbita media nella regione r_i sarà dovuta alla somma dei contributi della radiazione proveniente da ciascuna delle regioni r_j. Si ha quindi:

$$\overline{D}_i = \sum_j \widetilde{A}_j \, S(r_i \leftarrow r_j) \qquad (13.18)$$

dove la notazione $S(r_i \leftarrow r_j)$ indica la dose assorbita media nella regione bersaglio r_i per unità di attività cumulata nella regione sorgente r_j, potendo anche le due regioni essere fra loro coincidenti.
Se sono emesse dalla sorgente radiazioni di tipo diverso che contribuiscono alla dose assorbita nella regione bersaglio, la (13.18) deve essere calcolata per ciascun tipo di radiazione e i contributi risultanti devono essere sommati per la determinazione della dose assorbita media. Va inoltre tenuto conto del fatto che le distribuzioni dell'attività possono non essere uniformi nei diversi organi e che, in ciascuno di questi, il valore dell'attività varia nel tempo non solo per il decadimento radioattivo della sorgente ma anche per effetti di natura metabolica e, in generale, della farmacocinetica del radionuclide nell'organismo (accumulo, ritenzione, eliminazione).
Il calcolo di $\overline{\dot{D}}$ a partire dalla (13.18) si fa, nel modo più accurato, mediante simulazioni Monte Carlo, essendo per tale scopo del tutto inadeguati i metodi basati su espressioni analitiche che risultano necessariamente approssimative. Per questi calcoli sono richiesti adeguati modelli delle regioni bersaglio e sorgente, che rendano possibili simulazioni accurate. A tale scopo lo schema MIRD fornisce dati e indicazioni la cui accuratezza e completezza è in continua evoluzione (cfr. MIRD-SNMMI).
L'attività della sorgente, la cui conoscenza è necessaria per il calcolo di $\overline{\dot{D}}$ tramite la (13.18), deve essere determinata sperimentalmente mediante rivelatori debitamente tarati. La determinazione delle distribuzioni di attività nelle diverse regioni di interesse è basata su misure fra cui, principalmente, quelle basate su camere a scintillazione e su sistemi tomografici a emissione di positroni (PET) o a emissione di singolo fotone (SPECT) che consentono un'adeguata risoluzione spaziale nella distribuzione della radioattività nei diversi organi. Una migliore risoluzione può essere ottenuta mediante l'uso di rivelatori MOSFET o TLD o anche mediante autoradiografie basate sull'impiego di emulsioni fotografiche.
I valori calcolati di $\overline{\dot{D}}$ dovrebbero essere sempre sottoposti a verifiche sperimentali. A tal fine l'uso di TLD (cfr. cap. 15) opportunamente tarati

in termini di dose assorbita in acqua per le radiazioni di interesse, è particolarmente conveniente per la non elevata dipendenza dall'energia della risposta di questo tipo di rivelatore. L'accuratezza nella dosimetria delle sorgenti liquide, sia nelle dosi calcolate che in quelle misurate, è di norma molto più bassa rispetto a quella ottenibile nella dosimetria con sorgenti solide. Inoltre, per il concorrere delle numerose fonti di incertezza, la discrepanza fra i valori di dose calcolati e quelli misurati non è mai trascurabile, potendo risultare nei casi più complessi deviazioni anche superiori al 20%.

Bibliografia

Loevinger R., Budinger T.F., Watson E.E., Bolch W.E., *MIRD Primer for Absorbed Dose Calculation*, SNM, Society of Nuclear Medicine and Molecular Imaging (www.snm.org), 1991.

AAPM, *Dosimetry of interstitial brachytherapy sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 22 (2) 209-234, 1994.

Goddu S.M., Howell R.W., Bouchet L.G., Bolch W.E., Rao D.V., *MIRD Cellular S values*, SNM, Society of Nuclear Medicine and Molecular Imaging (www.snm.org), 1997.

ICRU Report 67, *Absorbed Dose Specification in Nuclear Medicine, International Commission on Radiation Units and Measurements*, Oxford University Press, 2002.

AAPM, *Update of AAPM Task Group No. 43 Report: A revised AAPM protocol for brachytherapy dose calculations*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 31 (3) 633-674, 2004.

ICRU Report 72, *Dosimetry of Beta Rays and Low-Energy Photons for Brachytherapy with Sealed Sources,* International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2004.

Podgorsak E. B. (Ed.), *Radiation Oncology Physics, A Handbook for Teachers and Students,* International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.

Khan F. M., *The Physics of Radiation Therapy*, Lippincott, Williams & Wilkins–Wolters Kluwer, Baltimore-Philadelphia, 2010.

MIRD-SNMMI, Committee on Medical Internal Radiation Dose, of the Society of Nuclear Medicine and Molecular Imaging (www.snmmi.org → snmmi committees).

Capitolo 14

METODI DOSIMETRICI PER I FASCI DI RAGGI X USATI IN RADIODIAGNOSTICA

14.1 Introduzione

La dosimetria in radiodiagnostica è necessaria per valutare la dose al paziente negli esami radiologici e per ridurre l'entità di questa dose compatibilmente con l'esigenza di ottenere i dettagli richiesti nell'immagine radiologica. L'importanza della riduzione della dose al paziente non deriva soltanto dall'esame sul singolo paziente, ma dalla elevata numerosità degli esami radiologici svolti quotidianamente su un grandissimo numero di persone. Nella radioprotezione della popolazione, una grandezza introdotta per stimare statisticamente l'entità del rischio di effetti stocastici dannosi per la salute dovuto all'esposizione di una popolazione di individui alle radiazioni ionizzanti, è la *dose collettiva*: una grandezza che corrisponde approssimativamente alla dose media assorbita in un singolo individuo moltiplicata per il numero di individui esposti di quella popolazione. Il danno complessivo per una data popolazione esposta a radiazioni ionizzanti diminuisce quindi al diminuire della dose media al singolo individuo. Poiché gli esami radiodiagnostici possono essere una causa non trascurabile per il rischio d'induzione di danni somatici (come i tumori) e genetici per le persone, è importante minimizzare la dose al paziente dovuta a questi esami. Anche una modesta riduzione della dose può infatti diminuire apprezzabilmente la dose collettiva e quindi il numero atteso di effetti stocastici, dannosi per la salute, per l'intera popolazione.

L'importanza della dosimetria in radiodiagnostica ha riscontro nel fatto che la determinazione della dose al paziente in radiodiagnostica è uno degli obiettivi dei programmi di garanzia della qualità previsti dalla normativa nazionale e internazionale.

Anche se ugualmente essenziale, la dosimetria in radiodiagnostica non richiede tuttavia gli stessi livelli di accuratezza tipici della dosimetria in radioterapia (cfr. § 6.14). Poiché i valori delle dosi negli esami radiodiagnostici sono molto minori rispetto alle dosi tipiche della radioterapia, è accettabile in radiodiagnostica un'incertezza sulle valutazioni dosimetriche che può variare dal 20% (1σ) per gli esami con più basse esposizioni, al 5% (1σ) per gli esami in cui sono coinvolte dosi più elevate (come nella fluoroscopia o nella radiologia interventistica). In questi ultimi tipi di esame, l'assenza di valutazioni dosimetriche o una loro scarsa accuratezza può infatti dar luogo a immediati effetti dannosi sul paziente, quali quelli che interessano la cute.

I metodi dosimetrici utilizzati nella radiodiagnostica differiscono per alcuni aspetti da quelli relativi alla radioterapia. La principale differenza riguarda la scelta delle grandezze dosimetriche più appropriate che, nel caso della dosimetria in radiodiagnostica, sono grandezze che si ricavano da misure di kerma in aria invece che di dose assorbita in acqua come nella dosimetria in radioterapia.
La preferenza per le misure di kerma rispetto a quelle di dose assorbita è essenzialmente dovuta alle maggiori difficoltà che si hanno nel tarare, in termini di dose assorbita in acqua o in tessuto, i dosimetri per radiodiagnostica. Per i fasci di fotoni di bassa energia usati in radiodiagnostica gli istituti metrologici dei diversi Paesi non dispongono, tranne qualche eccezione, di campioni primari tramite cui effettuare misure assolute di dose assorbita. La taratura dei sistemi dosimetrici per fotoni con energie inferiori a qualche centinaio di keV è comunemente fatta a partire dai sistemi campione di kerma in aria, essendo questi campioni ben consolidati e sufficientemente diffusi anche per i fotoni di bassa energia. Dalle misure di kerma effettuate mediante i sistemi dosimetrici tarati in termini di kerma in aria si possono poi determinare i corrispondenti valori riferiti alle grandezze dosimetriche di interesse ultimo per la protezione del paziente.

14.2 Grandezze utilizzate per la dosimetria in radiodiagnostica

Per una completa caratterizzazione dosimetrica dei fasci di radiazione usati nei diversi tipi di esami radiologici, è necessario ricorrere a più di una grandezza dosimetrica ognuna delle quali si può esprimere in funzione del kerma in aria. Le diverse grandezze usate nella dosimetria in radiodiagnostica hanno ciascuna uno specifico scopo in relazione al tipo di esame radiologico e al tipo di informazioni più appropriate per la determinazione, tramite opportuni coefficienti di conversione, delle grandezze dosimetriche di riferimento per la radioprotezione del paziente. Le caratteristiche delle principali grandezze usate per la dosimetria in radiodiagnostica sono descritte nel seguito.

14.2.1 Kerma incidente

Il *kerma incidente*, $K_{a,i}$, è definito come il kerma in aria, dovuto al fascio di raggi x, nel punto P situato sull'asse del fascio e sulla superficie (la cute) del paziente su cui incide il fascio (cfr. fig. 14.1). Nella definizione della grandezza $K_{a,i}$ è considerato solo il contributo della radiazione incidente, con esclusione quindi del contributo al kerma nel punto P derivante dalla radiazione retrodiffusa dal paziente. Il kerma incidente può essere determinato in funzione del kerma in aria, $K_a(P')$, misurato in un qualsiasi punto P' posto sull'asse del fascio a una distanza, d', dalla

sorgente dei raggi *x* (il fuoco del tubo a raggi *x*), minore della distanza, *d*, alla quale si trova il punto *P* posto sulla superficie del paziente (cfr. fig. 14.1). Se si trascura l'effetto della differente attenuazione dei raggi *x* alle diverse distanze *d* e *d*', si può dunque scrivere:

$$K_{a,i}(P) = K_a(P')(d/d')^2 \qquad (14.1)$$

L'utilità della (14.1) è legata al fatto che la misura diretta di $K_{a,i}(P)$, con un rivelatore posto sulla cute del paziente, dovrebbe essere corretta per l'effetto (ineliminabile) della radiazione diffusa dal paziente e che raggiunge comunque il rivelatore. Nella (14.1) è quindi implicita anche l'ipotesi che la radiazione diffusa sul rivelatore posto nel punto *P*', sufficientemente lontano dalla cute del paziente, sia trascurabile.
La conoscenza del valore del kerma incidente è essenziale quando si voglia sapere l'entità della fluenza di energia dei raggi *x* che incide sul paziente in un dato esame radiologico rispetto ad altri tipi di esami che richiedono esposizioni del paziente di entità diversa.

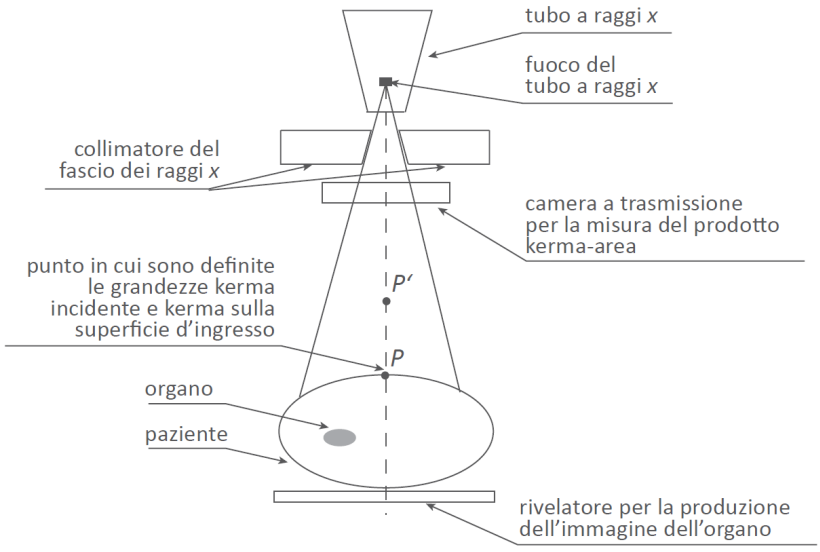


Figura 14.1 - Schema della configurazione sperimentale utilizzata per ottenere immagini radiografiche dell'organo di un paziente e per la misura delle principali grandezze dosimetriche di interesse in radiodiagnostica (v. testo). È indicata nello schema la posizione del tubo a raggi *x*, della camera a ionizzazione per la misura del prodotto kerma-area e del rivelatore necessario per ottenere l'immagine dell'organo

14.2.2 Kerma alla superficie di ingresso

Il *kerma alla superficie di ingresso*, $K_{a,e}$, è definito come il kerma in aria – nel punto *P* situato sull'asse del fascio e sulla superficie (la cute) del paziente su cui incide il fascio (cfr. fig. 14.1) – dovuto sia alla radiazione *x* diretta incidente nel punto *P,* sia alla radiazione diffusa dal paziente nel medesimo punto *P*. Il kerma alla superficie di ingresso, $K_{a,e}$, è correlato al kerma incidente dalla relazione:

$$K_{a,e}(P) = K_{a,i}(P)B \qquad (14.2)$$

dove *B* è il fattore di retrodiffusione (backscatter). I valori del fattore *B* nelle diverse condizioni sperimentali (dimensioni e composizione del fantoccio e dell'organo, qualità della radiazione *x*, distanza sorgente-organo ecc.) si ottengono in base alla sua definizione, quindi in funzione del rapporto $K_{a,e}(P)/K_{a,i}(P)$ determinabile sia sperimentalmente che tramite calcolo. I valori di *B* più accurati e riferiti alle più svariate condizioni sperimentali sono quelli ottenuti tramite calcoli Monte Carlo e sono reperibili in numerose fonti bibliografiche (cfr. ad es. IAEA 2007). Per il medesimo fascio a raggi *x*, il kerma alla superficie di ingresso può sensibilmente differire dal kerma incidente, in funzione della dimensione e della composizione del fantoccio e dell'organo. La grandezza $K_{a,e}(P)$ fornisce quindi un'informazione più completa – rispetto a quella data dalla grandezza $K_{a,i}(P)$ – sull'esposizione complessiva alla radiazione cui è sottoposto il paziente nel punto *P* sulla cute.

14.2.3 Prodotto kerma-area

Il *prodotto kerma-area*, denotato comunemente con l'acronimo KAP (kerma-area product) è una grandezza utilizzata per valutare l'entità dell'esposizione del paziente anche in funzione dell'area complessiva investita dal fascio di radiazione *x* nell'esame radiodiagnostico. Il prodotto kerma-area, P_{KA}, è definito come:

$$P_{KA} = \int_A K_a(x,y)\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y \qquad (14.3)$$

dove $K_a(x,y)$ è il kerma in aria in un punto $P(x,y)$ in aria, a una data distanza dalla superficie del paziente su cui incide la radiazione e interno alla sezione di area *A* attraversata dal fascio. La 14.3 si semplifica nel prodotto $K_a A$ se $K_a(x,y)$ è costante su tutta la superficie *A*. Il prodotto kerma-area, la cui unità di misura è Gy cm^2, ha la proprietà di essere invariante con la distanza fra il piano, in aria, cui appartiene la superficie *A* e il punto di origine dei raggi *x* (il fuoco del tubo a raggi *x*). Questa indipendenza dalla distanza presuppone però la condizione che si possa trascurare l'attenuazione della radiazione con la

distanza e che il piano di A non sia tanto vicino al paziente (o al fantoccio) da intercettare un significativo contributo della radiazione da esso diffusa. La misura del prodotto kerma-area richiede, a differenza delle altre grandezze, un rivelatore la cui sezione frontale sia piuttosto larga (come la camera a trasmissione in fig. 14.1) in modo da intercettare tutta la sezione del fascio di radiazione alle diverse distanze di misura. Una grandezza analoga al prodotto kerma-area è il prodotto dose-area, denotato comunemente con l'acronimo DAP (dose-area product) e la cui espressione è simile alla (14.3), con il kerma in aria, $K_a(x, y)$, sostituito dalla dose assorbita in aria, $D_a(x, y)$. Il prodotto dose-area è nella pratica spesso utilizzato come sinonimo del prodotto kerma-area poiché il suo valore è, alle basse energie della radiazione x usata in diagnostica, praticamente uguale a quello del KAP. Si ricordi a riguardo (cfr. § 5.3) che per fotoni con energia al di sotto dei 200 keV il valore della dose assorbita può essere sempre approssimato a quello (più direttamente determinabile) del kerma.

14.2.4 Prodotto kerma-lunghezza

Il *prodotto kerma-lunghezza* è una grandezza particolarmente utile per la dosimetria dei fasci di raggi x usati negli esami mediante tomografia computerizzata (TC) e in quelli per radiografia dentale. In queste situazioni la sezione del fascio dei raggi x è di norma molto stretta. Il prodotto kerma-lunghezza, P_{KL}, è definito come:

$$P_{KL} = \int_L K_a(x)\,\mathrm{d}x \qquad (14.4)$$

dove $K_a(x)$ è il kerma in aria in un punto $P(x)$ in aria, a una data distanza dalla superficie del paziente sul quale incide la radiazione e interno alla regione d'aria di lunghezza L attraversata dal fascio. La (14.4) si semplifica nel prodotto $K_a\,L$ se $K_a(x)$ è costante lungo tutta la lunghezza L ed è nullo (o trascurabile) in tutti gli altri punti esterni alla regione di lunghezza L. La grandezza P_{KL}, (unità di misura: Gy cm) è introdotta per valutare l'entità dell'esposizione del paziente in funzione del valore che il kerma assume non in un singolo punto P ma lungo tutta la lunghezza L della sezione di aria attraversata dalla radiazione. Negli irraggiamenti per esami mediante TC il tratto di lunghezza L è parallelo all'asse di rotazione del sistema a scansione usato per la TC.

14.2.5 Indice di kerma per la TC

L'*indice di kerma per la TC* è una grandezza utilizzata specificamente per la dosimetria della radiazione x nei sistemi a scansione per la tomografia computerizzata (TC). Il fascio di raggi x con il sistema di rivelazione del

tomografo, entrambi ruotanti in modo solidale attorno al medesimo asse (l'asse x), sono disposti, rispetto all'organo (fisso) sottoposto all'esame tomografico, secondo lo schema mostrato nella figura 14.2.
Un parametro importante negli esami mediante TC è rappresentato dallo spessore di un singolo strato dell'organo di cui si vuole ottenere l'immagine. Questo spessore è determinato dalla larghezza T del fascio dei raggi x in corrispondenza dell'asse di rotazione del tomografo (cfr. fig. 14.2).
A seguito di una singola rotazione del tomografo il fascio di raggi x che incide sulla sezione di larghezza T dell'organo, dà luogo in ciascun punto a un kerma in aria complessivo dovuto alle ripetute esposizioni dello stesso punto al medesimo fascio nel corso di una sua completa rotazione. In relazione alla situazione sperimentale descritta, l'indice di kerma per la TC, C_K, è definito come:

$$C_K = \frac{1}{T}\int_{-\infty}^{+\infty} K_a(x)\,\mathrm{d}\,x \qquad (14.5)$$

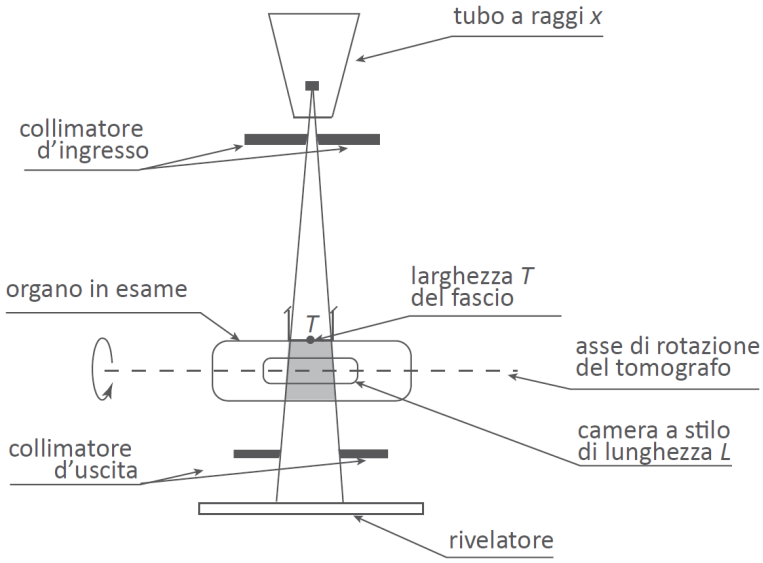


Figura 14.2 - Schema della disposizione sperimentale del fascio di raggi x, del dosimetro e del rivelatore per un esame tomografico. Il fascio di raggi x incidente sull'organo da esaminare ruota attorno a esso in modo solidale con il sistema di rivelazione del tomografo. La misura del prodotto kerma-lunghezza, P_{KL}, e dell'indice di kerma, C_K, viene fatta mediante una camera a stilo disposta, in assenza dell'organo, in aria o all'interno di un fantoccio che simula l'organo, con il suo asse longitudinale coincidente con l'asse di rotazione del tomografo

dove T è la larghezza del fascio dei raggi x incidente sull'organo, $K_a(x)$ è il kerma in aria libera (in assenza dell'organo) cumulato, alla fine di una singola rotazione, in ciascun punto situato nel tratto T sull'asse.
In alternativa alla definizione data dalla (14.5), è anche usata per la grandezza C_K una definizione in cui l'integrale ha i limiti di integrazione posti uguali rispettivamente a $-L/2$ e $+L/2$ anziché a $-\infty$ e $+\infty$. Questa formulazione, pur diversa dalla (14.5), dà luogo a valori di C_K sostanzialmente non dissimili da quelli corrispondenti alla (14.5). Il valore di L è infatti sempre scelto in modo che nei punti sull'asse di rotazione esterni al tratto L il valore del kerma dovuto a un fascio collimato di raggi x incidente sull'asse con una sezione di spessore T, è zero o trascurabile essendo T di norma molto minore di L. In pratica, il valore di L viene posto pari alla lunghezza del volume sensibile di una camera a ionizzazione mediante cui si effettua la misura di $K_a(x)$. A tale scopo si utilizza una particolare camera a ionizzazione, detta camera a stilo (cfr. § 15.12 e fig. 15.18), che si dispone sul fascio in aria libera, al posto dell'organo, con il suo asse longitudinale coincidente con l'asse di rotazione del fascio (cfr. fig. 14.2). Alla fine di una singola rotazione del fascio, la camera a stilo misura, nel punto corrispondente al suo centro, il kerma in aria complessivo dovuto all'esposizione da essa subita a seguito della rotazione completa del fascio. Per un fascio di raggi x ideale, con valori di fluenza costanti entro ogni sua sezione di larghezza T, i valori di $K_a(x)$ nei punti lungo il tratto di ampiezza T sull'asse di rotazione hanno una distribuzione rettangolare come quella mostrata nella figura 14.3. A causa della divergenza del fascio reale, questa distribuzione presenta in realtà una forma a campana (cfr. fig. 14.3) con delle code a entrambi gli estremi dovute agli inevitabili effetti di diffusione dei fotoni in aria. Per un fascio molto sottile ($T << L$) la distribuzione reale decresce tuttavia rapidamente al di fuori del tratto T e si può ragionevolmente ritenere nulla o trascurabile nei punti esterni all'intervallo compreso fra $-L/2$ e $+L/2$. Il valore di C_K dato dalla (14.5) si può dunque esprimere anche in funzione di P_{KL} (cfr. eq. 14.4) come:

$$C_K = \frac{P_{KL}}{T} \tag{14.6}$$

Se la regione di interesse di lunghezza L (cfr. fig. 14.3) è esposta al fascio di raggi x che, oltre a ruotare, effettua lungo l'asse di rotazione anche una scansione per ottenere le immagini di più di un solo strato dell'organo (scansione a strati multipli), l'indice C_K è espresso da:

$$C_K = \frac{P_{KL}}{N_i T_i} \tag{14.7}$$

dove N_i è il numero di strati esaminati nella scansione complessiva e T_i è lo spessore di ciascuno di essi.
La determinazione della grandezza C_K può essere fatta anche in fantocci che simulano il particolare organo da esaminare. Si tratta in genere di fantocci realizzati in materiali tessuto-equivalenti (tipicamente il perspex) la cui forma è sferica o cilindrica a seconda dell'organo (cranio, tronco ecc.) da simulare. Per la misura o il calcolo di C_K, la posizione del fantoccio rispetto al fascio di radiazione è simile a quella dell'organo (cfr. fig. 14.2). Per le misure di C_K in fantoccio la camera a stilo viene inserita al centro del fantoccio dove essa misura il kerma in aria all'interno del fantoccio, dovuto sia alla radiazione diretta del fascio che alla radiazione diffusa dal fantoccio.
Le misure di kerma in aria in fasci di raggi x di larghezza T (cfr. fig. 14.3) devono essere fatte con camere a stilo tarate in termini di kerma in aria con fasci di raggi x di uguale larghezza T, oltre che di uguale HVL (cfr § 15.12).

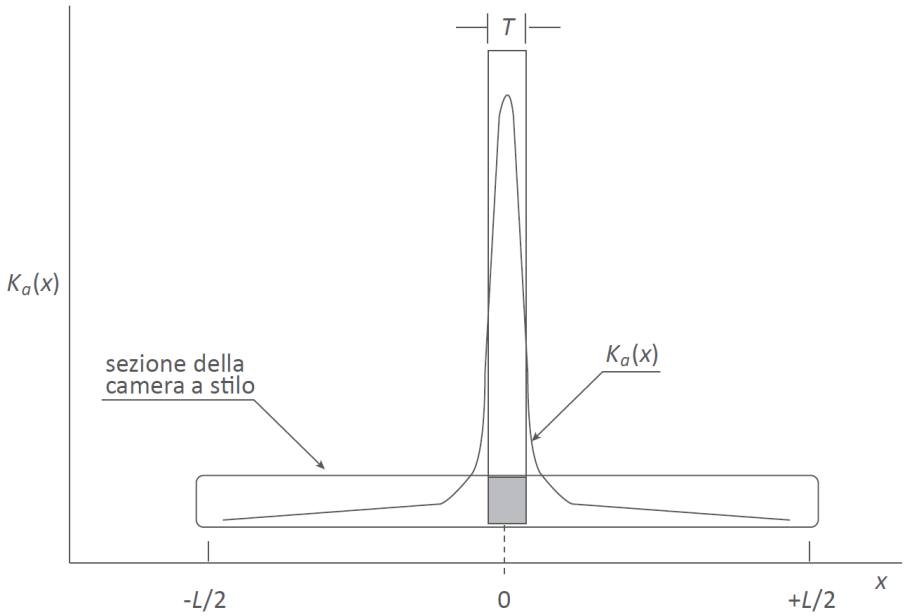


Figura 14.3 - Distribuzione del valori di $K_a(x)$ nei punti lungo il tratto di ampiezza L sull'asse di rotazione del tomografo, dove L è la lunghezza della camera a stilo su cui incide il fascio di raggi x la cui sezione ha una larghezza T che corrisponde allo spessore del singolo strato nell'organo esaminato. La distribuzione ideale di $K_a(x)$ è di tipo rettangolare e quindi costante all'interno dell'ampiezza T dello strato. La distribuzione reale ha invece una forma a campana con le code il cui andamento si può ragionevolmente assumere tendente a zero entro la regione di lunghezza L occupata dalla camera a stilo

14.3 La conversione dal kerma in aria alle grandezze H_T ed E

Le grandezze descritte nei paragrafi precedenti sono tutte espresse in funzione del kerma in aria essendo quest'ultima la grandezza rispetto alla quale si hanno maggiori possibilità di tarare i sistemi dosimetrici per la radiodiagnostica. Tuttavia le grandezze di interesse ultimo per la dosimetria in radiodiagnostica sono quelle che consentono una stima del rischio di induzione di effetti dannosi sul paziente di tipo stocastico (genetici e somatici).
È questo tipo di effetti infatti che interessa prevedere a seguito degli esami radiodiagnostici nei quali l'esposizione del paziente alle radiazioni non è mai tanto elevata da indurre effetti somatici deterministici. La dose equivalente, H_T, e la dose efficace, E, descritte nel capitolo 7, sono le grandezze utilizzate per la radioprotezione del paziente in radiodiagnostica.
La determinazione della dose equivalente, H_T, o della dose efficace, E, in relazione alle esposizioni delle persone alle radiazioni x in radiodiagnostica, viene fatta a partire dalla misura delle grandezze descritte nei paragrafi precedenti e utilizzando poi opportuni coefficienti di conversione. Questi coefficienti di conversione, c, sono definiti dal rapporto:

$$c = \frac{dose\ all'organo\ o\ al\ tessuto}{grandezza\ misurata\ o\ calcolata} \qquad (14.8)$$

dove la "dose all'organo o tessuto", $D_{T,R}$, (cfr. § 7.2) è la grandezza da cui dipendono sia H_T che E, mentre la "grandezza misurata o calcolata" è la grandezza espressa in funzione del kerma in aria, prescelta fra quelle definite in precedenza ($P_{KA,}$ $P_{KL,}$ C_K) per la misura o il calcolo dosimetrico nello specifico esame radiodiagnostico.
I valori di c più accurati sono quelli che si determinano con calcoli Monte Carlo in funzione della diversa qualità dei fasci di radiazione x utilizzati e dell'organo o tessuto rispetto al quale si intende conoscere la dose equivalente. Le fonti per i valori di c nelle svariate condizioni sperimentali sono diverse, fra cui, in particolare, l'ICRU (cfr. ICRU 2005).
In particolari indagini di radiologia diagnostica e interventistica caratterizzate da un'esposizione dell'epidermide del paziente sensibilmente più elevata rispetto ad altri tipi di esami, ha interesse determinare la dose assorbita localmente nelle regioni dell'epidermide esposte. In tal caso possono essere indotti effetti deterministici locali, come l'eritema da irraggiamento, e la conoscenza preventiva della dose assorbita in tessuto (o in acqua) tipica di un dato esame diagnostico può ottimizzare il tipo di trattamento. A riguardo è particolarmente appropriato l'uso di TLD disposti sulla superficie esposta del paziente. I

TLD devono essere opportunamente tarati rispetto alla qualità della radiazione *x* considerata. La taratura dei TLD può essere riferita a un campione di kerma in aria poiché la conversione da kerma a dose assorbita può essere fatta con un'accettabile incertezza in base alle relazioni che fra queste grandezze si stabiliscono quando sono realizzate le condizioni di CPE (cfr. §§ 5.3 e 5.4). Tali condizioni sono in genere soddisfatte alle basse energie dei fotoni usati in radiodiagnostica (cfr. § 5.2).

14.4 Livelli diagnostici di riferimento

Le esigenze di radioprotezione impongono che le esposizioni del paziente alle radiazioni nel corso degli esami radiodiagnostici debbano essere mantenute entro valori il più possibile bassi, compatibilmente con la formazione di un'immagine radiologica soddisfacente. Per facilitare il rispetto di queste esigenze nella pratica radiologica corrente, la International Commission on Radiological Protection (ICRP) ha indicato limiti di dose che si raccomanda di non superare in ciascun tipo di esame radiodiagnostico. Il rispetto di questi limiti, detti Livelli Diagnostici di Riferimento (LDR), è basato sulla misura delle grandezze prima descritte nelle diverse situazioni sperimentali. Per ciascuna di queste grandezze sono infatti raccomandati dalla ICRP specifici valori degli LDR ripresi anche nella legislazione europea e nazionale sulla radioprotezione del paziente.
I Livelli Diagnostici di Riferimento relativi al kerma incidente, $K_{a,i,}$ e al kerma alla superficie di ingresso, $K_{a,e,}$ sono particolarmente utili per la limitazione del rischio radiologico negli esami fluoroscopici e nella radiologia interventistica per i quali vi è la possibilità di effetti deterministici (come il danno alla cute), nonché per gli esami mammografici. Gli LDR relativi al prodotto kerma-area, $P_{KA,}$ consentono di tenere sotto controllo le esposizioni del paziente e di confrontare esposizioni effettuate con campi di radiazione diversi. Negli esami radiodiagnostici mediante TC sono infine particolarmente significativi gli LDR associati a grandezze che si ottengono a partire dall'indice di kerma per la TC, $C_{K.}$
La misura delle grandezze dosimetriche appropriate, in coerenza con le condizioni sperimentali cui ciascuna grandezza è riferita, è il presupposto principale per poter mantenere entro i limiti raccomandati internazionalmente le esposizioni del paziente in radiodiagnostica.

Bibliografia

ICRP Publication 73, *Radiological Protection and Safety in Medicine*,

International Commission on Radiological Protection, Ann. ICRP (26) 2, Pergamon Press, Oxford, 1996.

ICRP Publication 85, *Avoidance of Radiation Injuries from Interventional Procedures*, International Commission on Radiological Protection, Ann. ICRP (30) 2, Pergamon Press, Oxford, 2000.

ICRU Report 74, Patient *Dosimetry for x Rays used in Medical Imaging*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2005.

IAEA TRS 457, *Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2007.

Capitolo 15

STRUMENTI DI MISURA PER LA DOSIMETRIA IN RADIOTERAPIA E IN RADIODIAGNOSTICA

15.1 Introduzione

Gli strumenti di misura per la dosimetria in radioterapia e in radiodiagnostica (RT/RD) hanno alcune caratteristiche comuni a quelle descritte per i dosimetri per radioprotezione (cfr. cap. 8) ma differiscono da questi per diverse altre.
Al pari dei dosimetri per radioprotezione (RP) anche quelli usati per RT/RD sono basati su un sistema di rivelazione delle radiazioni e su un sistema di elaborazione del segnale fornito dal rivelatore. Anche i dosimetri per RT/RD comprendono sistemi di misura di tipo "attivo" e di tipo "passivo" nel senso già descritto per i dosimetri per RP (cfr. § 8.1). Analogamente ai dosimetri per RP, anche i sistemi dosimetrici usati in RT/RD devono essere tarati (cfr. cap. 6) affinché il valore del segnale, M, da essi prodotto fornisca il corrispondente valore della grandezza, G, di interesse. La tipologia dei rivelatori da cui sono costituiti i dosimetri per RP è in larga misura utilizzata anche nei dosimetri per RT/RD.
Le specificità dei dosimetri per RT/RD rispetto a quelli per RP sono d'altra parte non poche. I campi di radiazione di interesse nelle misure in RP sono, nella maggioranza delle situazioni, campi con intensità di diversi ordini di grandezza inferiori a quelli tipici della RT/RD. La diversità nelle grandezze di interesse e nell'intensità dei campi di radiazione nei due settori di misura si traduce, come si vedrà nel seguito, in differenti caratteristiche costruttive dei dosimetri e soprattutto in differenti proprietà nei rivelatori impiegati per i dosimetri in RP rispetto a quelli usati nei dosimetri per RT/RD. La diversità che caratterizza i rivelatori impiegati nei due settori di misura riguarda in particolare quelle sei proprietà già descritte per i dosimetri per RP (cfr. § 8.2) e che per comodità di lettura è utile rielencare:

- la linearità,
- l'efficienza di rivelazione e la sensibilità,
- la risposta in energia,
- la risposta angolare,
- la risposta a radiazioni di diverso tipo,
- la ripetibilità e la riproducibilità.

Le proprietà 1 e 2 sono specificate, nei dosimetri per RP e per RT/RD, per intervalli di dose notevolmente diversi fra i due tipi di dosimetri. Ad esempio, un dosimetro per RP deve essere lineare entro un intervallo di valori di dose molto diverso da quello entro cui è richiesta la linearità di

un dosimetro per RT/RD. Riguardo alla sensibilità, essa deve essere in un dosimetro per RP di ordini di grandezza superiore rispetto a quella dei dosimetri per RT/RD poiché i campi di radiazione che si hanno normalmente in RT/RD sono molto più intensi di quelli tipicamente incontrati in RP. Tutto ciò comporta quindi che uno stesso rivelatore non sempre risulti utilizzabile per entrambi i tipi di dosimetria.
La proprietà 3 è molto critica nei dosimetri per RP con i quali è necessario misurare campi di radiazione di norma caratterizzati da un ampio, e spesso non ben definito, intervallo di energia e ai quali è perciò richiesta una risposta (cfr. § 8.2) il più possibile indipendente dall'energia. I campi di radiazione tipici della RT/RD hanno invece un intervallo di energia in ogni caso ben definito. Perciò il grado di dipendenza dall'energia della risposta dei rivelatori nei campi di radiazione usati in RT/RD può essere conosciuto e tenuto in conto con sufficiente accuratezza. La dipendenza della risposta dall'energia è particolarmente importante per i campi di fotoni di più bassa energia usati nella brachiterapia e in radiodiagnostica.
La proprietà 4, importante per i dosimetri in RP (cfr. § 7.3 e § 8.2), è invece meno critica nei dosimetri per RT/RD poiché sia in radioterapia che in radiodiagnostica la dosimetria si effettua prevalentemente in fasci collimati monodirezionali.
La proprietà 5 è, come la proprietà 4, importante essenzialmente nei dosimetri per RP. Non lo è invece nei dosimetri per RT/RD in quanto sia in radioterapia sia in radiodiagnostica la dosimetria riguarda campi di radiazione in cui, con l'eccezione dei rari casi in cui si utilizzano neutroni, è presente un solo tipo di radiazione primaria.
Quanto alla proprietà 6, essa è decisamente più importante nei dosimetri per RT/RD dove si richiede un grado di ripetibilità molto più elevato di quello necessario nei dosimetri per RP. Dosimetri che, caratterizzati da una ripetibilità di qualche percento, sono accettabili in molte situazioni di misura in RP, non lo sono nella dosimetria in RT/RD dove la ripetibilità deve avere di norma valori di almeno un ordine di grandezza più bassi del percento.
Vi è infine una proprietà, la risoluzione spaziale del rivelatore, che non rientra e non è stata perciò menzionata fra i requisiti dei rivelatori per RP. Tale proprietà può essere invece molto importante in alcune misure nella dosimetria in RT/RD, in particolare nelle determinazioni delle distribuzioni di dose mediante rivelatori che forniscono l'immagine di queste distribuzioni (cfr. §§ 15.6, 15.9, 15.11).

15.2 I rivelatori utilizzati nei dosimetri per radioterapia e radiodiagnostica

I dosimetri impiegati in RT/RD utilizzano svariati tipi di rivelatore in relazione alle specifiche misure di interesse. I rivelatori per la dosimetria in RT/RD con fasci di radiazione collimati devono consentire di effettuare misure in fasci di fotoni (radiazione *x* e gamma) con energia variabile fra circa una decina di keV e qualche decina di MeV e in fasci di particelle cariche con energia compresa fra: alcuni MeV e qualche decina di MeV per elettroni, alcune decine di MeV e poche centinaia di MeV per protoni e circa 100 MeV u^{-1} e 500 MeV u^{-1} per ioni con Z compreso fra 2 e 18. I rivelatori per la dosimetria in brachiterapia devono invece consentire di effettuare misure per radiazione gamma di energia relativamente bassa, tipicamente da qualche decina di keV a qualche centinaia di keV, e per radiazione beta con energia fino qualche MeV.
I principali tipi di rivelatori per la dosimetria in RT/RD sono costituiti da:

- camere a ionizzazione,
- rivelatori a termoluminescenza (TLD),
- pellicole radiografiche,
- diodi al silicio,
- rivelatori al diamante,
- rivelatori a gel e a soluzioni di solfato ferroso,
- rivelatori a EPR (alanina),
- rivelatori a film radiocromici.

Le caratteristiche di una parte di questi rivelatori sono state descritte nel capitolo 8 cui si rimanda. I dosimetri basati su quei rivelatori il cui impiego è comune sia per la dosimetria in RP che per la dosimetria in RT/RD saranno in questo capitolo brevemente richiamati solo per evidenziare aspetti specifici riguardo al loro impiego nella dosimetria in RT/RD. Alle camere a ionizzazione sarà invece dedicato in questo capitolo un ulteriore approfondimento, rispetto a quanto già illustrato nel § 8.3.1, a causa della particolare importanza di questo tipo di rivelatore nella dosimetria in RT/RD. I dosimetri basati sugli ultimi quattro tipi di rivelatori, non citati nel capitolo 8 poiché non utilizzati per la dosimetria in RP, sono descritti nei paragrafi successivi.
Nella dosimetria in RT/RD la camera a ionizzazione occupa una posizione gerarchica più elevata rispetto a tutti gli altri tipi di rivelatori. Le camere a ionizzazione (in particolare le camere a cavità) sono i rivelatori di elezione per la dosimetria di base (cfr. cap. 12). Gli altri tipi di rivelatori si utilizzano essenzialmente per misure in condizioni diverse da quelle di riferimento (cfr. § 12.4) e soprattutto per misure relative riguardanti le distribuzioni di dose (cfr. cap. 10 e cap. 11). Questi rivelatori possono essere quindi usati anche senza essere tarati o, se impiegati per misure di dose assorbita, sono tarati rispetto a una

camera a cavità. La taratura delle camere a cavità è invece di norma fatta, con una maggiore accuratezza, mediante un sistema campione presso un laboratorio metrologico (cfr. cap. 6).

15.3 Dosimetri con camere a ionizzazione

Fra i rivelatori usati nei dosimetri per RT/RD la camera a ionizzazione è quello di maggiore importanza. Le caratteristiche di base delle camere a ionizzazione sono state descritte nel capitolo 8 in relazione al loro impiego nei dosimetri per RP. Dal punto di vista costruttivo le camere a ionizzazione usate per la dosimetria in RT/RD differiscono da quelle utilizzate nei dosimetri per RP per le loro minori dimensioni e per i materiali di cui sono costituite le loro pareti. Le camere a ionizzazione costituiscono i rivelatori di elezione per la dosimetria di base in RT/RD poiché è con questo tipo di rivelatori che la teoria della cavità (cfr. § 12.2.1) ha la sua più naturale e accurata applicazione. Le camere a ionizzazione per la dosimetria in RT/RD sono quindi prevalentemente camere a cavità (cfr. § 12.2.2) per le quali sia le dimensioni sia lo spessore e il materiale delle pareti sono stabiliti in base alle condizioni dettate dalla teoria della cavità. Nelle misure di alcune grandezze diverse dalla dose assorbita e specifiche della radiodiagnostica (cfr. cap. 14) l'uso di camere a cavità non è d'altra parte necessario.
Le camere a ionizzazione a cavità per la misura della dose assorbita in acqua sono quasi tutte di forma cilindrica e raramente di forma sferica. La forma cilindrica delle camere consente, a parità di volume rispetto a una camera di forma sferica, di minimizzare alcuni effetti di perturbazione come ad esempio quello relativo alla perturbazione della fluenza in fasci di elettroni (cfr. § 12.2.7). Le camere a cavità sono realizzate in due possibili configurazioni: la cosiddetta camera a ditale (thimble chamber) e la camera a elettrodi piani e paralleli.
La camera a ditale ha la forma di un cilindro con la parte superiore a forma di cuspide o di calotta sferica come è mostrato nello schema in figura 15.1. Il materiale con cui sono realizzate le pareti della camera, e il loro spessore, è scelto sia in base a criteri di robustezza sia in base all'esigenza di rendere il fattore correttivo, p_{wall}, il più possibile prossimo a 1 e la risposta della camera meno dipendente dall'energia della radiazione incidente (cfr. § 12.2.7). Questa dipendenza può essere importante quando la radiazione incidente è costituita da fotoni e a riguardo si rimanda alla figura 12.7 dove si può vedere l'influenza sul fattore p_{wall} di diversi materiali delle pareti di una camera a cavità esposta a un fascio di fotoni di diversa qualità. La scelta del materiale dell'elettrodo di raccolta, il cui spessore è di circa un millimetro, influenza il valore del fattore correttivo p_{cel} (cfr. § 12.2.7). L'elettrodo di

raccolta della gran parte delle camere a cavità è realizzato in grafite e, in alcuni casi, in alluminio.
Un dettaglio costruttivo di particolare importanza nelle camere a cavità è costituito da un piccolo foro praticato nelle pareti per consentire all'aria della cavità di assumere le stesse caratteristiche (in particolare pressione e umidità) dell'aria esterna ambientale. Questa possibilità permette di misurare i parametri ambientali dell'aria esterna e attribuirli all'aria della cavità quando è necessario tener conto delle variazioni di temperatura, pressione e umidità, per normalizzare le misure a valori di riferimento come descritto più oltre in questo paragrafo. Un altro importante dettaglio costruttivo mostrato in figura 15.1 è l'elettrodo di guardia collegato a massa. La funzione dell'elettrodo di guardia è di intercettare quelle cariche che, a causa di eventuali perdite di isolamento del materiale isolante, potrebbero generare correnti spurie fra elettrodo collettore e pareti. La presenza di questo elettrodo, consistente in un sottile anello metallico posto all'interno dell'isolante fra il cavo di raccolta delle cariche e la parete cui è applicata la tensione di

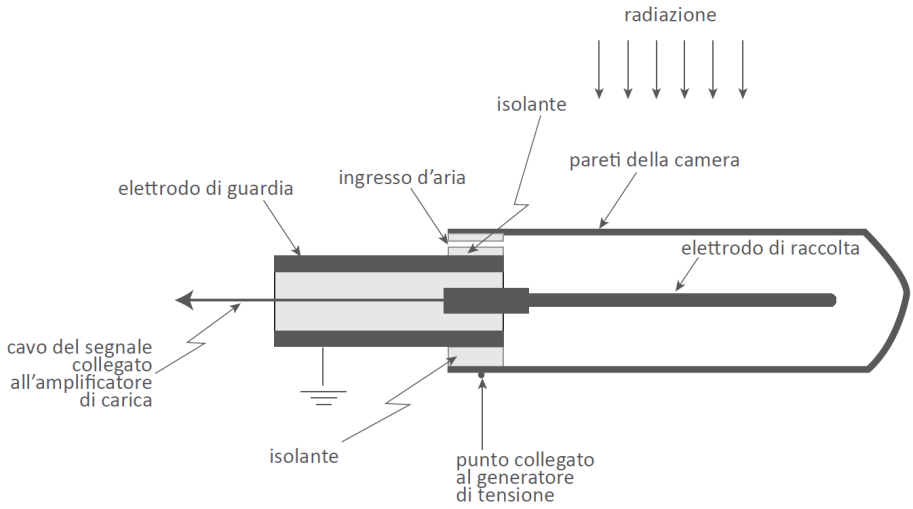


Figura 15.1 - Schema di camera a ionizzazione a cavità nella configurazione cosiddetta "a ditale". Il raggio di questo tipo di camere varia da 1,5 mm a 4 mm, lo spessore delle pareti della camera è tipicamente di circa 0,5 mm. Il materiale delle pareti è grafite o plastica (ad es. PMMA) la cui superficie interna è resa conduttrice mediante deposizione di un sottile strato di grafite. L'elettrodo di raccolta della carica è realizzato in grafite o, meno frequentemente, in alluminio. L'elettrodo di guardia metallico collegato a massa minimizza le correnti spurie dovute a possibili perdite di isolamento fra pareti ed elettrodo di raccolta. Il piccolo foro praticato nelle pareti permette di avere all'interno della cavità d'aria della camera la medesima pressione ambientale esterna

polarizzazione, fa sì che queste eventuali correnti spurie siano intercettate e scaricate a terra e non fluiscano quindi nel circuito di misura.
La camera a cavità a elettrodi piani e paralleli è anch'essa di forma cilindrica ma con caratteristiche costruttive del tutto diverse dalla camera a ditale. Lo schema di una tipica camera a elettrodi piani e paralleli è riportato in figura 15.2, dove è mostrata una sezione trasversale della camera la cui forma è quella di un cilindro piatto simile a una scatoletta porta pillole (pill box), dal diametro di due o tre centimetri e di circa un centimetro di spessore. Uno dei due elettrodi della camera, quello cui è applicata la tensione di polarizzazione, è realizzato con un materiale (tipicamente in mylar) di spessore molto sottile tale da minimizzare l'assorbimento della radiazione incidente. Non è necessariamente sottile l'elettrodo di raccolta (tipicamente in grafite) la cui superficie (circolare) corrisponde a quella del volume della cavità della camera. Intorno all'elettrodo di raccolta, e isolato da esso, è posto un ulteriore elettrodo conduttore di forma anulare, l'elettrodo di guardia.

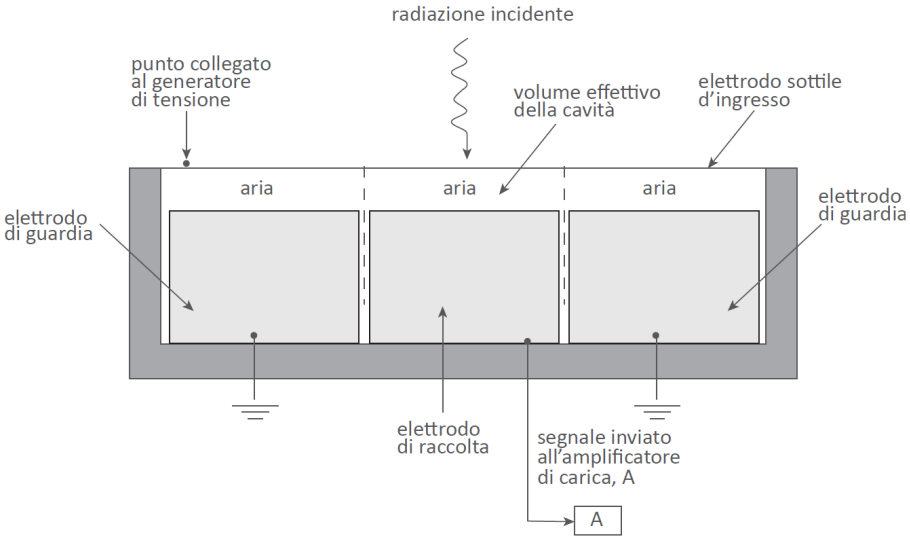


Figura 15.2 - Schema di camera a ionizzazione a cavità nella configurazione a elettrodi piani e paralleli. Lo spessore della cavità d'aria della camera è tipicamente compreso fra 1 mm e 2 mm. Il volume di raccolta della carica (volume effettivo della cavità) è la regione della cavità d'aria compresa fra l'elettrodo sottile di ingresso, cui è applicata la tensione di polarizzazione, e l'elettrodo di raccolta collegato all'amplificatore di carica. L'elettrodo di guardia, collegato a massa, intercetta le particelle cariche diffuse dal mezzo circostante in direzione della camera, minimizzando così l'effetto di perturbazione della cavità sulla fluenza degli elettroni. Il cavo di raccolta della carica, collegato al sistema di amplificazione, viene opportunamente schermato per far sì che esso intercetti il meno possibile gli elettroni del fascio incidente minimizzando in tal modo le correnti spurie nel circuito di misura

Esso ha una funzione simile all'analogo elettrodo delle camere a ditale poiché scarica verso massa una carica – in questo caso quella prodotta al di fuori del volume di raccolta – che non deve fluire nel circuito di misura. La presenza di questo particolare elettrodo di guardia permette anche di minimizzare l'effetto di perturbazione delle fluenza degli elettroni quando la camera è esposta a fasci di elettroni. L'eccesso di elettroni diffusi verso l'interno della cavità d'aria (cfr. § 12.2.7) viene infatti annullato dal fatto che la corrispondente carica non entra nel circuito di misura. Per questo tipo di camere il fattore correttivo p_{cav} (cfr. § 12.2.7) è praticamente uguale a 1 anche per energie molto basse degli elettroni. Anche le camere a elettrodi piani e paralleli sono provviste di un piccolo foro che mette in comunicazione l'aria esterna con quella della cavità.
In una particolare categoria di camere a elettrodi piani e paralleli anche l'elettrodo di raccolta è, come quello d'ingresso, di spessore molto sottile. Ciò consente alle particelle incidenti di essere rivelate e di attraversare comunque la camera senza che la loro fluenza e la loro energia vengano apprezzabilmente perturbate. Questo tipo di camere, dette camere a trasmissione e il cui schema costruttivo è mostrato in figura 15.3, è utilizzato essenzialmente per il monitoraggio continuo dei fasci di particelle cariche e di fotoni negli acceleratori (cfr. § 10.2).

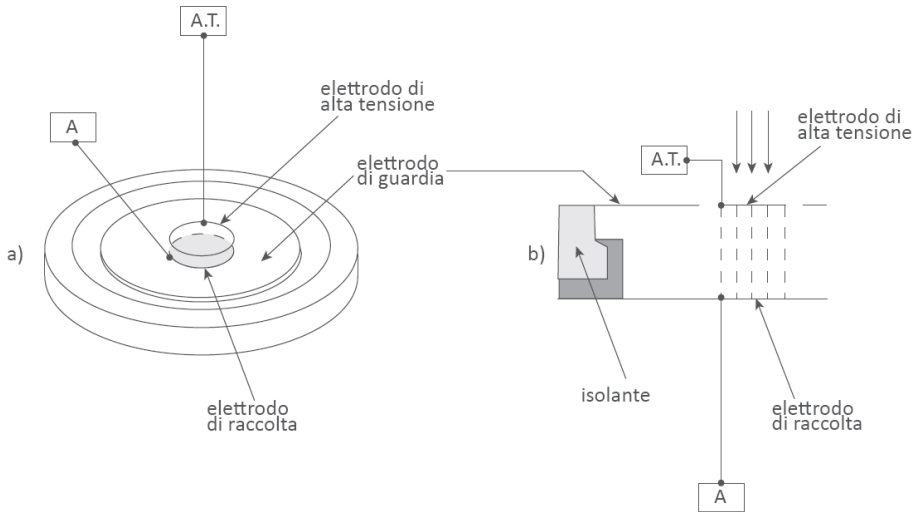


Figura 15.3 - Schema di camera a ionizzazione a elettrodi piani e paralleli del tipo a trasmissione. Sia l'elettrodo di raccolta, collegato all'amplificatore A, sia quello di alta tensione (A.T.) hanno uno spessore molto sottile. Lo schema a) mostra una vista esterna della camera la cui sezione trasversale è esemplificata nello schema b). Lo spessore della cavità d'aria della camera è tipicamente compreso fra 1 mm e 2 mm. Il volume di raccolta della carica è la regione tratteggiata mostrata nello schema b)

Sia le camere a ditale che quelle a elettrodi piani e paralleli (a esclusione di quelle a trasmissione usate esclusivamente in aria come monitor negli acceleratori) sono normalmente provviste di una guaina rigida a tenuta d'acqua, in modo che esse possano essere inserite in un fantoccio d'acqua per le misure di distribuzione di dose assorbita in acqua. Il materiale della guaina impermeabile è di tipo "acqua-equivalente" e non causa quindi effetti di perturbazione (cfr. § 12.2.7) di rilievo.
Il volume di una camera a cavità (sia di tipo a ditale che a elettrodi piani e paralleli) è di norma molto piccolo. Ciò comporta che la sensibilità della camera sia molto bassa richiedendo quindi fasci di radiazione piuttosto intensi per poter rivelare una carica significativa. Questa circostanza non costituisce tuttavia una limitazione per la dosimetria in radioterapia poiché l'intensità dei fasci di radiazione usati a tale scopo è sempre sufficientemente elevata.
Il gas delle camere a cavità sinora considerate è sempre l'aria. In base alla teoria della cavità la relazione di Bragg-Gray sarebbe ulteriormente semplificata se il gas della cavità fosse costituto da una sostanza equivalente (eccetto che per il suo diverso stato di aggregazione) al materiale solido delle pareti della camera. Una camera avente come gas della cavità una sostanza simile a quella delle sue pareti è detta "camera omogenea" (cfr. § 12.2.4). Un esempio di camera omogenea è quello costituito da una camera a ionizzazione con pareti di polietilene e il cui gas è l'etilene. Una camera con pareti di grafite e gas costituito da aria è ragionevolmente approssimabile a una camera omogenea, essendo il numero atomico efficace dell'aria prossimo a quello della grafite. L'uso delle camere omogenee, il cui gas nella cavità è diverso dall'aria, presenta tuttavia difficoltà pratiche per il fatto che in esse è necessario disporre di un'attrezzatura accessoria che permetta di tenere costanti la densità e la massa di gas all'interno della cavità. Tale problema è assente nelle camere "ad aria" poiché per questo tipo di camere la cavità comunica con l'aria esterna che è sempre facilmente monitorabile, come descritto in precedenza.

15.3.1 Sistemi di misura della carica nei dosimetri con camere a ionizzazione

Nel § 8.3.1, cui si rinvia, sono state descritte le generalità di un sistema di misura della carica associato a una camera a ionizzazione. A partire da ciò che è stato già illustrato si riportano qui ulteriori dettagli su questo tipo di circuito di misura la cui accuratezza è essenziale nella dosimetria in radioterapia con camere a ionizzazione. Le correnti prodotte da una camera a ionizzazione a cavità possono assumere valori molto piccoli, fino a 10^{-14} ampere nelle situazioni sperimentali più critiche. Per questo motivo la loro misura viene effettuata con strumenti molto sensibili che

amplificano il segnale di tensione prodotto dalla carica generata dalla camera. In figura 15.4 è richiamato lo schema del circuito elettronico già mostrato nel § 8.3.1 al fine di illustrarne più in dettaglio il funzionamento. Il circuito è un integratore di corrente basato su un amplificatore operazionale di guadagno intrinseco A, con una resistenza in serie di ingresso, R, e un condensatore, C, in controreazione. La tensione all'ingresso dell'amplificatore è quella all'uscita di un integratore di corrente con costante tempo $\tau = RC(1 + A)$. Il fatto che tale costante dipenda dall'amplificazione A permette, per valori grandi di A, di soddisfare la condizione $\Delta t << \tau$ necessaria affinché il segnale in uscita sia pari all'integrale del segnale in ingresso, esteso all'intervallo del tempo di misura Δt. Se le capacità parassite del circuito sono trascurabili, la carica fornita dalla camera dà luogo, nel circuito integratore considerato, a una tensione di ingresso, V_i, data da:

$$V_i \approx \frac{1}{(1+A)RC}\int V_i(t)\,\mathrm{d}t \qquad (15.1)$$

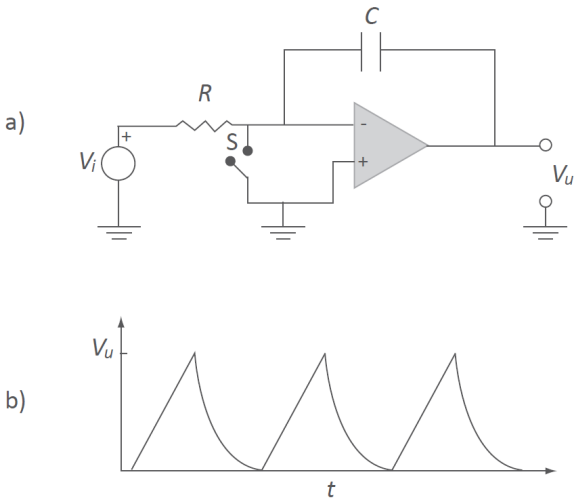


Figura 15.4 – a) schema elementare del circuito di misura della carica associato a un dosimetro basato su una camera a ionizzazione. Lo schema è quello di un integratore di corrente costituito da un amplificatore con guadagno A avente un condensatore C in controreazione e con una resistenza di ingresso R. Gli altri elementi passivi del circuito non sono mostrati. La carica, misurata nell'intervallo di tempo in cui l'interruttore S è aperto, si ottiene in funzione della tensione di uscita, V_u, del circuito ed è data con buona approssimazione da $q = C{\cdot}V_u$. b) Schema di un ciclo di misure di V_u corrispondente all'apertura e chiusura periodica dell'interruttore S

Oltre al valore di C presente nella 15.1 dovrebbe essere incluso a rigore anche quello della capacità interna del rivelatore, C_{riv}, ottenendo quindi una capacità complessiva C_{tot}. L'effetto della reazione negativa del circuito rende tuttavia il valore di C_{riv} trascurabile risultando, per effetto della controreazione, $C_{tot} = C_{riv} + (1 + A)C \cong AC$.
Il segnale di tensione V_i dato dalla 15.1 viene amplificato dal circuito la cui tensione di uscita, V_u, è data da:

$$V_u \approx \frac{A}{(1+A)RC} \int V_i(t) \mathrm{d}t \qquad (15.2)$$

che, per valori di A sufficientemente grandi (tipicamente $A \geq 10^5$), si può approssimare a:

$$V_u \approx \frac{1}{RC} \int V_i(t)\, \mathrm{d}t = \frac{1}{C} \int I(t)\, \mathrm{d}t = \frac{q}{C} \qquad (15.3)$$

Si può quindi determinare, tramite la 15.3, la carica q generata nella camera dalla radiazione ionizzante, mediante la misura della tensione di uscita, V_u, del circuito integratore. Tramite l'apertura e la chiusura dell'interruttore S possono essere effettuati cicli ripetuti di misure di V_u avendo cura di tenere l'interruttore S chiuso per un tempo sufficientemente lungo affinché il condensatore C si scarichi e si possa quindi ripartire con il ciclo successivo.
I circuiti associati ai dosimetri di uso corrente non permettono in realtà di misurare la carica assoluta q prodotta dalla camera a ionizzazione. Essi forniscono invece un segnale M che è espresso in unità arbitrarie ma che è comunque proporzionale a q. Ciò è dovuto al fatto che nei dosimetri di tipo commerciale la capacità C del condensatore in controreazione nel circuito di figura 15.4, pur sufficientemente stabile, ha un valore conosciuto solo come ordine di grandezza. Il segnale M che appare nella scala di lettura del dosimetro è quindi legato alla carica q tramite una relazione del tipo $M = k\,q$, dove k è una costante che dipende dalla capacità C e dal circuito di misura. La mancata conoscenza del valore assoluto di q non pone tuttavia alcuna limitazione nella misura delle grandezze dosimetriche purché il dosimetro sia opportunamente tarato. Se ad esempio il dosimetro è tarato in termini di dose assorbita in acqua, D_w, il coefficiente di taratura sarà dato da $N_{Dw} = D_w/M$, dove M è il valore di lettura dello specifico dosimetro considerato. Ciò implica che, conoscendo N_{Dw} e fatte salve le raccomandazioni sul corretto uso del coefficiente di taratura (cfr. § 6.2), è sempre possibile determinare D_w tramite la lettura M senza necessità di conoscere il corrispondente valore di q. Questa circostanza si applica più in generale a tutti i sistemi di misura della carica associati ai dosimetri, indipendentemente dal fatto che il rivelatore sia una camera a ionizzazione o altro tipo di rivelatore.

15.3.2 Correzioni alle misure di carica nei dosimetri con camere a ionizzazione

Per una camera a ionizzazione del tipo descritto nel § 15.3, i risultati delle misure di carica possono variare in funzione delle condizioni ambientali e di alcune condizioni sperimentali, anche se il numero e l'energia delle particelle incidenti sulla camera rimane costante. Ciò richiede quindi il ricorso a specifici fattori correttivi sui risultati delle misure affinché questi risultati possano dipendere solo dal numero e dall'energia delle particelle incidenti sulla camera, indipendentemente dal variare di altre condizioni di misura. Poiché per le camere qui considerate le misure di carica corrispondono in pratica alla misura di un segnale M espresso in unità arbitrarie, questi fattori correttivi possono essere riferiti indifferentemente sia alla carica q che al corrispondente segnale M fornito dal dosimetro.
Le cause che, a parità di fluenza ed energia della radiazione incidente, possono influire sul segnale fornito dal dosimetro riguardano: a) le variazioni di temperatura, pressione e umidità dell'aria presente nell'ambiente dove si svolgono le misure, b) l'inversione della polarità nella tensione di polarizzazione della camera, c) la ricombinazione delle cariche di segno opposto prodotte dalla ionizzazione nell'aria della cavità. Per tener conto degli effetti prodotti da ciascuna di queste cause sulla carica misurata è necessario applicare ad essa uno specifico fattore correttivo k_i tale che:

$$M = M' \prod_i k_i = M' k_{T,P} \, k_H \, k_{pol} \, k_{sat} \qquad (15.4)$$

essendo M il valore corretto del segnale e M' quello misurato. Le modalità per determinare ciascuno dei quattro fattori correttivi sono descritte di seguito.

15.3.2.a Le correzioni $k_{T,P}$ e k_H per l'influenza delle condizioni ambientali dell'aria

Come già evidenziato in precedenza le camere a ionizzazione utilizzate per la dosimetria in RT/RD hanno un volume sensibile comunicante tramite un piccolo foro con l'atmosfera esterna. Pertanto la densità dell'aria all'interno della cavità della camera varia in base alle condizioni atmosferiche esterne e in particolare in funzione della pressione, P, della temperatura, T, e dell'umidità relativa, H_r, nell'ambiente esterno. La carica prodotta dalla radiazione nella cavità dipende dalla quantità di gas al suo interno e poiché il volume della cavità è fisso, la carica prodotta varia con la densità dell'aria contenuta nella cavità. In fase di taratura della camera i valori di T, P e H_r sono specificati e riportati come valori di riferimento. Se

le misure successive alla fase della taratura si svolgono in condizioni atmosferiche diverse da quelle di riferimento, la carica, ovvero il segnale M prodotto dalla camera, varierà a parità di tutte le altre condizioni sperimentali per il solo fatto che la densità dell'aria all'interno della cavità è diversa da quella di riferimento. Per poter utilizzare il coefficiente di taratura anche in condizioni ambientali diverse da quelle di riferimento è quindi necessario che esse vengano normalizzate a queste ultime. Per riportare le misure alle condizioni di riferimento in cui il coefficiente di taratura è stato ottenuto, il valore del segnale M si deve moltiplicare per un fattore che tenga conto degli effetti delle variazioni di pressione e di temperatura sulla densità dell'aria della cavità.
Poiché la carica prodotta nella camera è proporzionale alla densità dell'aria, ρ, nella cavità, il fattore correttivo relativo alle variazioni di temperatura e di pressione, $k_{T,P}$ deve essere della forma:

$$k_{T,P} = \frac{\rho(T_0, P_0)}{\rho(T, P)} = \frac{\rho_0}{\rho} \tag{15.5}$$

dove T e P sono la temperatura assoluta e la pressione al momento della misura e T_0 e P_0 sono la temperatura assoluta e la pressione nelle condizioni di riferimento. Se si approssima l'aria a un gas perfetto e se n e n_0 sono il numero di moli d'aria nella cavità nelle condizioni di misura (T, P) e in quelle di riferimento (T_0, P_0), rispettivamente, si ha:

$$\frac{n_0}{n} = \frac{P_0 V}{R T_0} \frac{R T}{P V} = \frac{P_0}{P} \frac{T}{T_0} = \frac{\rho_0}{\rho} = k_{T,P} \tag{15.6}$$

dove V è il volume della cavità. La (15.6) può essere riformulata in modo da facilitare il calcolo della correzione a partire da una misura di temperatura espressa in gradi Celsius, in quanto i termometri ambientali basati su questa unità di misura (non SI) sono comunemente quelli più diffusi. A tal fine la (15.6) può essere riscritta come:

$$k_{T,P} = \frac{273{,}2 + T}{273{,}2 + T_0} \frac{P_0}{P} \tag{15.7}$$

dove la temperatura T deve essere espressa in gradi Celsius. I valori convenzionali di riferimento della pressione P_0 e della temperatura T_0 sono P_0 = 101,3 kPa e T_0 = 20 °C.
Le variazioni dell'umidità influenzano la quantità di carica prodotta, a causa di effetti diversi da quelli conseguenti alle variazioni di temperatura e di pressione. La quantità di carica che la radiazione produce in aria dipende dall'energia media, W, necessaria per formare una coppia di ioni in aria (cfr. § 3.3.5). Se nell'aria sono presenti elementi diversi da quelli costituenti l'aria, il valore di W cambia e

quindi anche la carica in essa prodotta. La presenza di vapor d'acqua in aria riduce, a parità delle altre condizioni sperimentali, il valore di W, e fa quindi aumentare la produzione di carica, rispetto alla condizione in cui l'umidità relativa dell'aria è uguale a zero. Il coefficiente di taratura della camera viene determinato a un dato valore di umidità relativa dell'aria, H_r. Per normalizzare le misure nelle situazioni operative alle condizioni di riferimento in cui il coefficiente di taratura è stato ottenuto, il valore del segnale M si deve moltiplicare per un fattore, k_H, che corregge opportunamente il valore della carica misurata in funzione della variazione di umidità esistente fra le condizioni di misura e quelle di riferimento durante la taratura.

Questa correzione si effettua mediante il fattore k_H definito dal rapporto q_0/q_H, dove q_0 e q_H sono le quantità di carica prodotte nelle condizioni di umidità di riferimento e di misura, rispettivamente. Come mostrato nella figura 15.5, la variabilità del rapporto q_H/q_0 in funzione di H_r è piuttosto modesta nell'intervallo di valori di H_r compreso fra il 30% e l'80%. Se, come avviene solitamente, i valori dell'umidità relativa sia in fase di taratura che di misura sono compresi in questo intervallo, il fattore correttivo $k_H = q_0/q_H$ si può assumere ragionevolmente uguale a 1 con un'incertezza inferiore allo 0,3%.

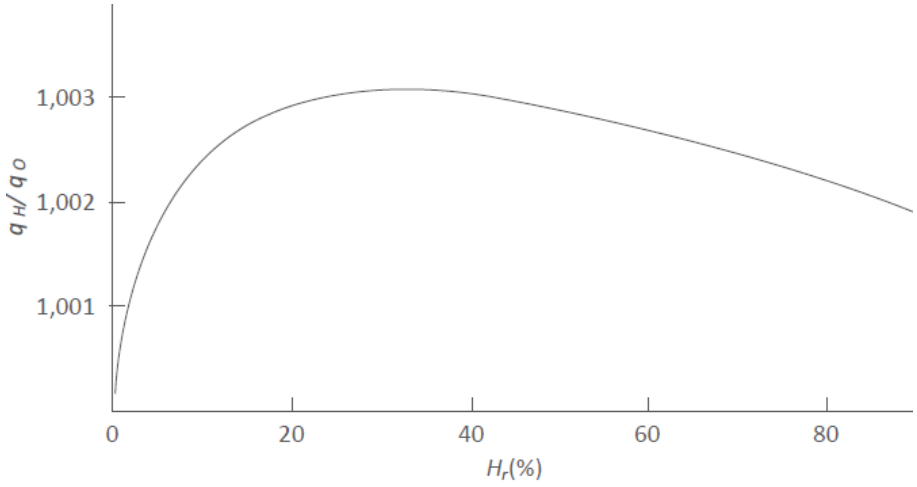


Figura 15.5 - Variazione del rapporto fra la carica q_H prodotta dalla radiazione in aria umida e la carica q_0 prodotta in aria secca in una camera a ionizzazione (a parità di pressione e di temperatura) in funzione dell'umidità relativa H_r(%) dell'aria (valori indicativi)

15.3.2.b La correzione k_{pol} per l'effetto di polarità

La carica prodotta dalla radiazione in una camera a cavità può variare se, a parità di tutte le altre condizioni, si inverte la polarità nella differenza di potenziale applicata ai suoi elettrodi. Questo effetto, noto come effetto di polarità, ha una diversa entità a seconda che la camera sia del tipo a ditale o a elettrodi piani paralleli e a seconda che la radiazione incidente sia un fascio di fotoni o di elettroni. L'effetto di polarità è molto più pronunciato nelle camere a elettrodi piani e paralleli, e se la radiazione incidente è costituita da elettroni. Quando una camera a cavità è irraggiata da un fascio di elettroni, parte degli elettroni incidenti che attraversano l'elettrodo di raccolta può essere intercettata dal cavo che trasporta il segnale di carica dall'elettrodo al circuito di amplificazione (cfr. fig. 15.6). Si genera in tal modo un segnale di carica spurio che si somma algebricamente al segnale vero dovuto esclusivamente alla ionizzazione dell'aria della cavità. Il segnale spurio si somma al segnale vero se la tensione dell'elettrodo collettore è di segno positivo rispetto a quella dell'elettrodo sottile di ingresso. L'effetto produce in tal caso un incremento della corrente misurata rispetto al caso in cui la polarità della tensione applicata agli elettrodi viene invertita. In questo secondo caso, il segnale spurio produce invece un abbassamento della corrente dovuta alla sola ionizzazione.
Si denotino con $\left|{}^{+}I_{tot}\right|$ e $\left|{}^{-}I_{tot}\right|$ i valori assoluti dei segnali di corrente che si misurano quando la camera è polarizzata con una tensione all'elettrodo di raccolta, rispettivamente, positiva e negativa rispetto all'elettrodo sottile di ingresso. Si denoti inoltre con $|I_{ion}|$ il valore assoluto della corrente corrispondente al segnale vero, e dovuta quindi esclusivamente alla ionizzazione. Sia infine $|I_{e^-}|$ il contributo di corrente (spuria) dovuta agli elettroni del fascio che sono intercettati dal cavo del segnale, supponendo che tale contributo sia indipendente dal segno della tensione applicata a ciascuno degli elettrodi. In ciascuna delle due condizioni di polarizzazione si avrà, rispettivamente:

$$\left|{}^{+}I_{tot}\right| = |I_{ion}| + |I_{e^-}| \tag{15.8}$$

$$\left|{}^{-}I_{tot}\right| = |I_{ion}| - |I_{e^-}| \tag{15.9}$$

e quindi:

$$|I_{ion}| = \frac{\left|{}^{+}I_{tot}\right| + \left|{}^{-}I_{tot}\right|}{2} \tag{15.10}$$

In presenza dell'effetto di polarità, la corrente vera si ricava perciò come valore medio delle correnti (ovvero dei segnali *M*) misurate in ciascuna delle condizioni di polarizzazione. Se si vuole evitare di misurare sistematicamente entrambi i segnali *M* corrispondenti alle due diverse

polarizzazioni ci si può limitare a effettuare le misure di M con una sola polarità e applicare alla lettura ottenuta un fattore correttivo, k_{pol}, ottenuto in precedenza per il tipo di radiazione di interesse. Il fattore k_{pol} è espresso, in base alla (15.10), da:

$$k_{pol} = \frac{|M_+| + |M_-|}{2M} \qquad (15.11)$$

dove $|M_+|$ e $|M_-|$ sono i valori misurati del segnale, rispettivamente nelle polarità positiva e negativa, e M è il segnale ottenuto nella polarità normalmente utilizzata (di norma, con l'elettrodo di raccolta polarizzato positivamente).
Il fattore k_{pol} dipende dalle caratteristiche costruttive della camera, ma è anche funzione della qualità della radiazione con la quale la camera è irradiata. Le misure di k_{pol} richiedono particolare attenzione essendo necessario un congruo periodo di attesa (fino a 20 minuti) fra misure successive con diversa polarità, per esser certi che le condizioni elettrostatiche iniziali della camera siano sempre ripristinate. Il fattore k_{pol}

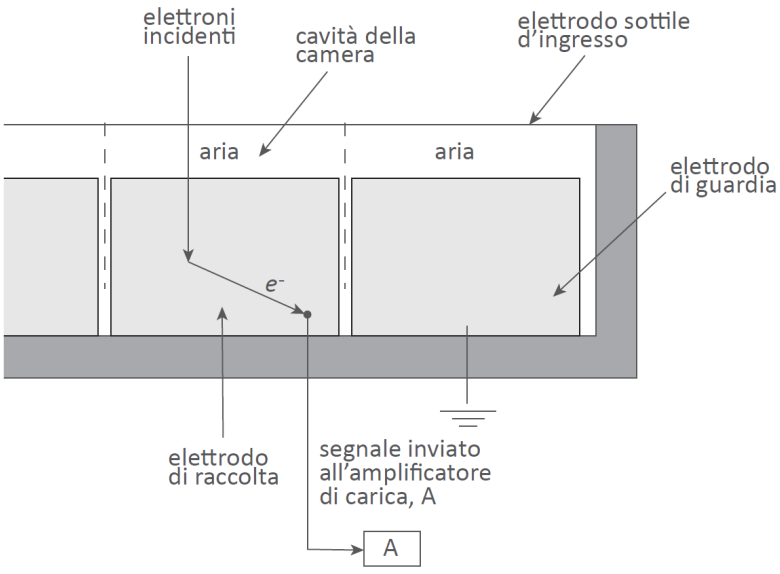


Figura 15.6 - Schema di una camera a elettrodi piani e paralleli irraggiata da un fascio di elettroni. Una parte degli elettroni diffusi nell'elettrodo di raccolta può essere intercettata dal cavo che collega l'elettrodo al circuito di amplificazione, contribuendo così alla corrente misurata. Questo contributo spurio si somma o si sottrae alla corrente dovuta alla sola ionizzazione nella cavità, a seconda del segno della tensione applicata a ciascun elettrodo (effetto di polarità). Quando la radiazione è costituita da fotoni l'effetto di polarità è meno rilevante ma è comunque presente a causa degli elettroni secondari presenti nel fascio primario

per una data camera e per un dato tipo di radiazione deve essere verificato sperimentalmente con adeguata periodicità.

15.3.2.c La correzione k_{sat} per l'effetto della ricombinazione ionica

Il fenomeno della ricombinazione ionica in una camera a ionizzazione contenente un gas elettronegativo come l'aria, è stato già descritto nei suoi aspetti generali nel § 8.3.1. Con i fasci di radiazione di interesse per la dosimetria in RT/RD, gli effetti della ricombinazione ionica possono influire in modo considerevole sul valore di carica misurata. È perciò essenziale conoscere l'entità di questi effetti allo scopo di determinare i fattori correttivi che consentono di ottenere la carica corrispondente alle condizioni di saturazione, a partire dai valori della carica misurata. In pratica la carica $q'(V)$ misurata quando la camera è polarizzata con una data tensione V è sempre inferiore alla carica q_{sat} effettivamente prodotta dalla ionizzazione. L'indice "*sat*" (saturazione) denota il fatto che q_{sat} è la carica priva degli effetti di ricombinazione, ovvero la carica che rimane costante all'aumentare di V e che, a rigore, corrisponde a un valore infinito della tensione di polarizzazione. Il parametro che dà una misura di quanto la carica misurata sia diversa da q_{sat} è *l'efficienza di raccolta* della camera, definita come:

$$f = \frac{q'(V)}{q_{sat}} \tag{15.12}$$

Poiché f varia in funzione di V il suo valore deve essere determinato ogni volta in corrispondenza della tensione scelta per polarizzare la camera. In pratica per ottenere il valore della carica q realmente prodotta a partire dal valore $q'(V)$ della carica misurata si determina, al posto di f, il fattore k_{sat} tale che:

$$q = q_{sat} = q'(V)k_{sat}(V) \tag{15.13}$$

essendo, dalla (15.13), $k_{sat} = 1/f$.
Per la determinazione di f, ovvero di k_{sat}, è necessario distinguere fra i due principali meccanismi di ricombinazione ionica: la ricombinazione iniziale, la ricombinazione generale.

La ricombinazione iniziale

La ricombinazione iniziale interessa le coppie di ioni formatesi lungo una medesima traccia della particella ionizzante. Essa è denotata perciò anche come ricombinazione colonnare in quanto avviene in corrispondenza della "colonna" di ioni lungo la traccia di una particella ionizzante. La ricombinazione iniziale è un fenomeno quantitativamente

importante solo per radiazioni come le particelle alfa e in generale gli ioni caratterizzati da un'alta densità di ionizzazione. Essa è invece di modesta entità quando la radiazione incidente è costituita da fotoni e da elettroni. Le tracce prodotte dagli elettroni sono a bassa densità di ionizzazione e risulta quindi bassa la probabilità che ioni di segno opposto formatisi lungo la medesima traccia si ricombinino. In particolare, per radiazione incidente costituita da fotoni o elettroni la ricombinazione iniziale è di norma inferiore allo 0,2% della ricombinazione complessiva. La ricombinazione iniziale dipende solo dalla densità delle cariche lungo una data traccia e non dalla densità delle tracce all'interno della cavità della camera. La ricombinazione iniziale risulta perciò indipendente dal rateo di dose assorbita poiché quest'ultima (e in particolare, il rateo di fluenza della radiazione) influenza la densità delle tracce ma non quella delle cariche lungo una traccia.
Il fenomeno della ricombinazione iniziale nei gas elettronegativi (come l'aria) è analizzato nella teoria di Jaffé e Zanstra (cfr. Attix e Roesch 1966), in base alla quale fra la carica di saturazione q_{sat} e la carica raccolta q' sussiste la seguente relazione:

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q_{sat}} + \frac{C}{V} \qquad (15.14)$$

dove C è un parametro dipendente dalle condizioni sperimentali (in particolare dalle caratteristiche del gas contenuto nella cavità della camera) e V è la differenza di potenziale tra gli elettrodi della camera a ionizzazione.
Se in un grafico, come quello mostrato in figura 15.7, si riportano diversi valori misurati di $1/q'$ in funzione dei corrispondenti valori di $1/V$ si ottiene in base alla (15.14) una relazione lineare. Estrapolando il tratto di retta ottenuto al valore $1/V = 0$, è possibile determinare il valore di q_{sat}. L'efficienza di raccolta, f, e il fattore correttivo $k_{sat} = 1/f$ relativi alla tensione di lavoro utilizzata, possono essere quindi ottenuti dalla (15.12). La validità della (15.14) presuppone che gli effetti di ricombinazione che hanno luogo nella camera siano solo di tipo iniziale e che la carica prodotta nella cavità della camera non includa alcun contributo dovuto a fenomeni di moltiplicazione della carica. Questa condizione è d'altra parte soddisfatta una volta che sia stata verificata la linearità della curva sperimentale $(1/q', 1/V)$ come mostrato nell'esempio di figura 15.7. Se la curva sperimentale $(1/q', 1/V)$ non risulta lineare, ciò implica che il fenomeno di ricombinazione che ha luogo nella camera a ionizzazione esaminata non soddisfa la 15.14 e quindi non è di tipo iniziale, o quantomeno non è soltanto di tipo iniziale.

La ricombinazione generale

La ricombinazione generale interessa le coppie di ioni formatesi lungo tracce diverse prodotte da particelle ionizzanti diverse nell'intero volume della camera. Essa è denotata perciò anche come ricombinazione volumica. La componente volumica della ricombinazione è quella di gran lunga predominante nelle camere a cavità usate in tutti i fasci di radiazione di interesse in RT/RD, con esclusione dei fasci di ioni nei quali può essere prevalente la ricombinazione di tipo iniziale. Poiché la ricombinazione generale dipende dalla densità delle tracce presenti nella cavità della camera, essa dipende, a differenza della ricombinazione iniziale, dal rateo di fluenza (e quindi dal rateo di dose assorbita) della radiazione incidente.
L'analisi più completa della ricombinazione generale nei gas elettronegativi (come l'aria) è dovuta a Boag (cfr. Boag 1987, ICRU 1982) che a tal riguardo ha elaborato due distinti modelli di ricombinazione per fasci di radiazione continui e pulsati, rispettivamente. I fasci continui sono essenzialmente quelli prodotti dalle sorgenti radioattive con vita media non breve (come le sorgenti di ^{60}Co, ^{125}I, ^{192}Ir ecc.) ai quali può essere attribuito un rateo di dose costante entro i brevi

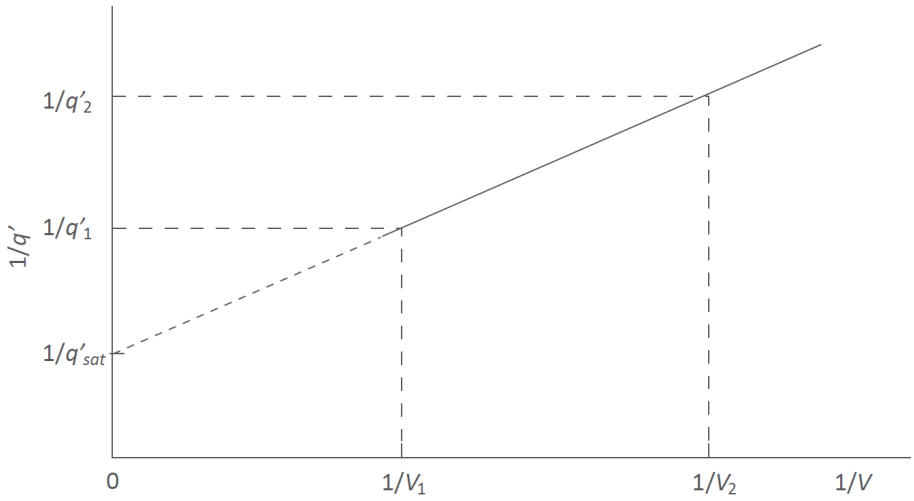


Figura 15.7 - Grafico della curva sperimentale (1/*q*', 1/*V*) che descrive l'andamento della carica misurata *q*' in funzione della tensione *V* applicata alla camera a ionizzazione in base alla teoria di Jaffé-Zanstra sulla ricombinazione iniziale (cfr. eq. 15.14). L'estrapolazione al valore 1/*V* = 0 della curva fornisce il valore della carica di saturazione q_{sat} e quindi l'efficienza di raccolta della camera alla tensione di lavoro *V*

intervalli di tempo tipici delle misure dosimetriche. I fasci pulsati sono quelli prodotti dagli acceleratori e sono caratterizzati da variazioni di intensità, istante per istante, in relazione al fatto che essi seguono le variazioni del campo elettrico della radiofrequenza dell'acceleratore (cfr. cap. 10). Per ciascuno di questi due tipi di fasci di radiazione la teoria di Boag prevede uno specifico modello di ricombinazione della carica prodotta nella camera a ionizzazione, sulla base di alcune ipotesi fra cui quella che impone che i portatori di carica nella camera siano costituiti unicamente da ioni (e non da ioni ed elettroni). Tale ipotesi è realistica quando il gas della camera è costituito dall'aria (gas elettronegativo) e per la larga maggioranza dei fasci di radiazione prodotti dai più comuni tipi di acceleratori. Questa ipotesi non è però valida se i fasci di radiazione sono caratterizzati da un'elevata dose per impulso, D/p (dove D è la dose assorbita corrispondente a un dato numero p di impulsi dell'acceleratore). Acceleratori caratterizzati da un'elevata dose per impulso sono alcuni fra quelli impiegati per la radioterapia intraoperatoria (IORT). In queste macchine la dose per impulso può superare valori dell'ordine di 10 mGy ad impulso. In relazione a queste diverse condizioni sperimentali, l'espressione dell'efficienza di raccolta relativa al fenomeno della ricombinazione generale risulta diversa a seconda che si considerino i casi dei fasci continui, fasci pulsati, fasci pulsati ad alta dose per impulso.

L'efficienza di raccolta per i fasci continui

Se una camera a ionizzazione è esposta a un fascio di radiazione continuo e la tensione V applicata alla camera è tale che la carica misurata, q', non sia di molto inferiore a quella di saturazione, q_{sat}, l'efficienza di raccolta, f, della camera si può esprimere, in base alla teoria di Boag, come:

$$f = \frac{1}{1+\xi^2} \tag{15.15}$$

dove il parametro adimensionale ξ^2 è dato da:

$$\xi^2 = m\eta_{geom}\frac{q}{t_c}\frac{1}{V^2} \tag{15.16}$$

in cui m è una costante che dipende da alcune caratteristiche del gas di riempimento (come la mobilità degli ioni e il coefficiente di ricombinazione nel gas); η_{geom} è una costante che dipende dai parametri geometrici della camera e assume espressioni diverse a seconda che si tratti di una camera a elettrodi piani e paralleli, una camera cilindrica oppure una camera sferica; q è la carica prodotta per unità di volume nel tempo t_c, supposto molto maggiore del tempo di transito degli ioni fra gli

elettrodi della camera (dell'ordine di 1 ms per una tipica camera a cavità), V è la tensione applicata alla camera. La condizione che la carica misurata non sia molto più bassa di quella di saturazione si può in pratica ritenere soddisfatta se risulta $f \geq 0{,}7$.
Dalle relazioni 15.15 e 15.16, ricordando che $f = q'/q_{sat}$, si ricava una relazione fra q' e q_{sat} data da:

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q_{sat}} + \frac{C'}{V^2} \qquad (15.17)$$

con la costante C' dipendente dalle condizioni sperimentali e definita in base all'espressione di ξ nella (15.16).
Analogamente a quanto discusso in riferimento alla (15.14), anche la (15.17) consente di determinare il valore di q_{sat} senza necessità di conoscere C' ma soltanto tramite l'estrapolazione a zero della curva dei valori dei reciproci delle cariche misurate $1/q'$ in funzione dei corrispondenti reciproci dei quadrati delle tensioni $1/V^2$ (figura 15.8). Se la curva sperimentale $(1/q', 1/V^2)$ non risulta lineare, ciò è segno del fatto che il fenomeno di ricombinazione che ha luogo nella camera a ionizzazione esaminata non soddisfa la (15.17). Se il tipo di radiazione è tale da escludere altri tipi di ricombinazione, devono essere verificati il buon funzionamento e lo stato della camera a ionizzazione. La determinazione dell'efficienza di raccolta tramite la (15.17) deve essere ripetuta ogni qualvolta viene variato il rateo del fascio di radiazione incidente sulla camera.

L'efficienza di raccolta per i fasci pulsati

Se una camera a ionizzazione è esposta ai fasci di radiazione pulsata tipici degli acceleratori, la teoria di Boag prevede per l'efficienza di raccolta, f, un'espressione diversa a seconda che si verifichino le tre situazioni sperimentali seguenti: a) durante il tempo di transito degli ioni nella cavità (tipicamente circa 1 ms) si hanno molti impulsi di radiazione, b) gli impulsi di radiazione hanno una durata lunga rispetto al tempo di transito degli ioni, c) gli impulsi di radiazione sono brevi rispetto al tempo di transito degli ioni e tali che, tra un impulso e l'altro, tutta la carica sia completamente raccolta.
Le situazioni a) e b) sono ragionevolmente assimilabili al caso in cui il fascio di radiazione sia di tipo continuo e quindi in questi casi la determinazione di f può essere fatta con il metodo prima descritto a partire dalla (15.17). Nella situazione c) – tipica dei più comuni acceleratori di elettroni per radioterapia i cui impulsi hanno una durata da 1 a 10 μs e una frequenza di ripetizione da 100 a 400 impulsi al secondo – l'efficienza di raccolta f è espressa dalla seguente relazione:

$$f = \frac{1}{u}\ln(1+u) \tag{15.18}$$

dove:

$$u = m' \frac{\eta_{geom}\rho}{V} \tag{15.19}$$

in cui m' è una costante che dipende dal gas e, in particolare, è funzione del coefficiente di ricombinazione e delle mobilità degli ioni nel gas, η_{geom} è una costante che ha la stessa funzione del fattore η_{geom} presente nella (15.16), ρ è la densità di carica iniziale degli ioni positivi o negativi creata nella cavità da un singolo impulso di radiazione e V è la differenza di potenziale applicata agli elettrodi.
La (15.18) si semplifica nelle situazioni sperimentali in cui la tensione V è sufficientemente elevata in modo che il valore della carica misurata non sia eccessivamente diverso dal valore della carica di saturazione. In pratica questa condizione si può ritenere ragionevolmente soddisfatta per valori di $f \geq 0{,}95$. Per V molto grande u tende a 0 (cfr. 15.19) e l'espressione di f si semplifica in:

$$f = \lim_{u\to 0}\frac{1}{u}\ln(1+u) = \frac{1}{1+u} \tag{15.20}$$

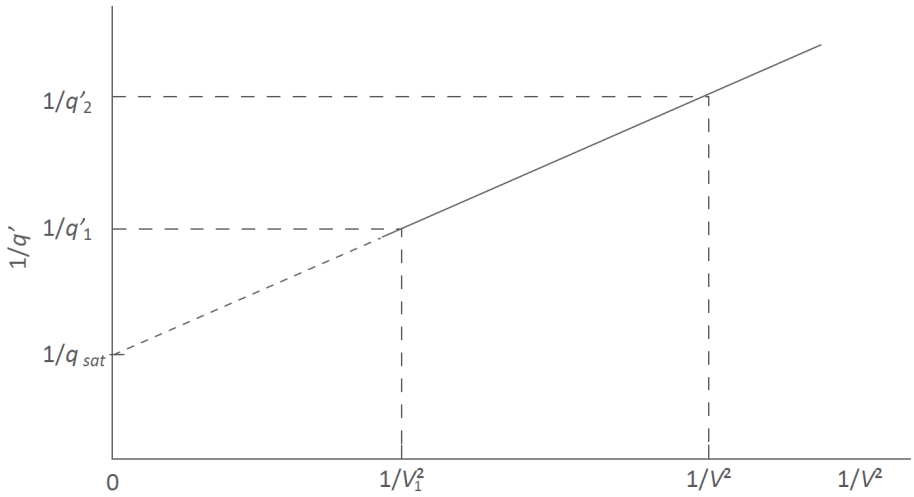


Figura 15.8 - Grafico della curva sperimentale($1/q'$, $1/V^2$) che descrive l'andamento della carica misurata q' in funzione della tensione V applicata alla camera a ionizzazione in base alla teoria di Boag sulla ricombinazione generale per fasci continui (cfr. eq. 15.17). L'estrapolazione al valore $1/V^2 = 0$ della curva fornisce il valore della carica di saturazione q_{sat} e quindi l'efficienza di raccolta della camera alla tensione di lavoro V

da cui, ricordando che $f = q'/q_{sat}$, si ottiene:

$$\frac{1}{f} = 1 + u = \frac{q_{sat}}{q'} \tag{15.21}$$

e quindi:

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q_{sat}} + \frac{K}{V} \tag{15.22}$$

dove K è una costante definita dalle espressioni precedenti.
La (15.22) è simile alla relazione (15.14) che lega la carica di saturazione a quella misurata nel caso in cui si abbia solo ricombinazione iniziale. Questa somiglianza è però puramente casuale, essendo diverso nei due casi il meccanismo dei fenomeni coinvolti. Analogamente al caso della ricombinazione iniziale, è possibile determinare la carica di saturazione da un grafico $(1/q', 1/V)$ posto che la condizione $f \geq 0{,}95$ sia verificata per tutti i valori sperimentali ottenuti.
Come discusso in riferimento alla (15.14) e alla (15.17) anche la (15.22) consente di determinare il valore di q_{sat} tramite un'estrapolazione che non dipende dalla conoscenza di K (e quindi non dipende dalla conoscenza di u) poiché utilizza un grafico di dati sperimentali $(1/q', 1/V)$. Questo grafico, simile a quello mostrato in figura 15.7, deve risultare lineare in base alla (15.22). La eventuale non linearità della curva sperimentale $(1/q', 1/V)$ può dipendere dal fatto che il fenomeno di ricombinazione che ha luogo nella camera a ionizzazione esaminata non soddisfa la (15.22), o che la condizione $f \geq 0{,}95$ non sia verificata, o che non si abbia un buon funzionamento della camera a ionizzazione con conseguenti effetti spuri nel segnale misurato.
Analogamente a quanto evidenziato per i fasci continui, la determinazione dell'efficienza di raccolta tramite la (15.22) deve essere ripetuta, per una data tensione di lavoro della camera, se cambia il rateo del fascio di radiazione incidente sulla camera.
Il metodo a estrapolazione descritto per la determinazione dell'efficienza di raccolta nelle situazioni sperimentali corrispondenti alle equazioni (15.14), (15.17) e (15.22) è basato su dati sperimentali. L'alternativa di calcolare f a partire da queste equazioni presuppone la conoscenza dei diversi parametri fisici presenti in ciascuna delle diverse espressioni. La conoscenza di alcuni di quei parametri fisici, in particolare la mobilità degli ioni nella cavità e la concentrazione di carica iniziale ρ presenti nell'espressione di u, è particolarmente problematica. Il metodo sperimentale a estrapolazione è una conveniente alternativa al calcolo di f basato sulle corrispondenti espressioni poiché tale calcolo sarebbe nella gran parte dei casi poco accurato.
Un'ulteriore alternativa per la determinazione dell'efficienza di raccolta

è il "metodo delle due tensioni". Si tratta di un metodo anch'esso sperimentale ma più rapido, sebbene leggermente meno accurato, del metodo a estrapolazione. Esso riguarda la determinazione del fattore k_{sat} relativamente agli effetti della ricombinazione generale e si applica ai fasci di radiazione sia continui che pulsati. Questo metodo sfrutta la linearità delle equazioni (15.17) e (15.22) per determinare il valore di q_{sat} mediante due misure, eseguite a due tensioni diverse ma nelle stesse condizioni di irraggiamento. La prima misura viene effettuata alla tensione V_1 normalmente utilizzata per la camera, mentre la seconda misura viene effettuata a una tensione V_2 inferiore di un fattore variabile tra 2 e 4. Alle due misure, in cui vengono raccolte rispettivamente le cariche q_1 e q_2, corrispondono rispettivamente le efficienze di raccolta: $f_1 = f(V_1)$ e $f_2 = f(V_2)$.
Nel caso dei fasci continui e in riferimento alla (15.15) e alla (15.16) si ha dunque:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{1+\xi_2^2}{1+\xi_1^2} \tag{15.23}$$

che, essendo $\xi_2 = \xi_1(V_1/V_2)$, si può riscrivere come:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{1+\xi_1^2(V_1^2/V_2^2)}{1+\xi_1^2} \tag{15.24}$$

L'equazione (15.24) può essere risolta rispetto a ξ_1, essendo tutti gli altri parametri noti sperimentalmente. Sostituendo quindi il valore di ξ_1 così trovato nella (15.15) si ricava l'espressione che, in funzione delle coppie dei rapporti q_1/q_2 e V_1/V_2, fornisce il valore di f_1 in fasci continui:

$$f_1 = f_1(V_1) = \frac{1}{1+\xi_1^2} = \frac{M_1/M_2 - (V_1/V_2)^2}{1-(V_1/V_2)^2} \tag{15.25}$$

dove al rapporto delle cariche q_1/q_2 si è sostituito il corrispondente rapporto dei segnali (espressi in u. a.) M_1/M_2. La (15.25) permette quindi di determinare l'efficienza di raccolta (e il fattore k_{sat}) in fasci continui tramite due sole misure effettuate a due diverse tensioni della camera. Il vantaggio rispetto al metodo a estrapolazione è essenzialmente la maggiore rapidità della misura. A questo vantaggio fa però da riscontro l'impossibilità per il metodo delle due tensioni di verificare la linearità della curva sperimentale $(1/q', 1/V)$ e quindi la validità del modello di ricombinazione.
Nel caso dei fasci pulsati, con un procedimento analogo a quello descritto per i fasci continui, si ha in riferimento alla (15.20):

$$\frac{q'_1}{q'_2} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{u_2}{u_1}\frac{\ln(1+u_1)}{\ln(1+u_2)} \tag{15.26}$$

che, essendo dalla (15.19) $u_2 = u_1(V_1/V_2)$, si può riformulare come:

$$\frac{q'_1}{q'_2} = \frac{V_1}{V_2}\frac{\ln(1+u_1)}{\ln(1+u_1 V_1/V_2)} \tag{15.27}$$

La (15.27) è un'equazione con una sola incognita, u_1, ma di tipo trascendente. Essa richiede metodi numerici per poter essere risolta in funzione delle coppie dei dati sperimentali, q'_1/q'_2 e V_1/V_2. Il valore di u_1 così trovato, una volta sostituito nella (15.18) o nella (15.20), permette di ottenere l'efficienza di raccolta f_1, e quindi il fattore $k_{sat}(V_1)$, alla tensione di lavoro della camera, V_1. La non linearità della (15.27) non consente di ricavare, come nel caso della (15.25), una soluzione analitica valida per qualsiasi coppia di valori q'_1/q'_2 e V_1/V_2. Tuttavia, se il rapporto V_1/V_2 è compreso fra 2 e 3, la soluzione numerica della (15.27) permette di ricavare un'espressione approssimativa, in funzione delle coppie dei rapporti q'_1/q'_2 e V_1/V_2, per l'efficienza di raccolta in fasci pulsati, data da:

$$f_1 = f_1(V_1) = \frac{1}{u_1}\ln(1+u_1) \approx \frac{M_1/M_2 - V_1/V_2}{1 - V_1/V_2} \tag{15.28}$$

dove al rapporto delle cariche q_1/q_2 si è sostituito il corrispondente rapporto dei segnali (espressi in u. a.) M_1/M_2.
In alternativa, se l'equazione (15.27) viene risolta numericamente per diversi valori delle coppie q_1/q_2 e V_1/V_2 si può determinare per ciascuna soluzione il corrispondente valore di f e quindi di k_{sat}. Dall'insieme di queste soluzioni numeriche si può esprimere, con procedure di interpolazione, il fattore k_{sat} mediante il polinomio:

$$k_{sat} = a_0 + a_1\left(\frac{M_1}{M_2}\right) + a_2\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2 \tag{15.29}$$

nel quale, per ciascuna coppia di valori di V_1/V_2 (cui corrisponde la coppia del rapporto dei segnali M_1/M_2) risultano determinati i coefficienti a_i. I valori di questi coefficienti sono riportati nella tabella 15.1 per tre valori tipici del rapporto V_1/V_2.
I coefficienti a_i nella (15.29) relativi a un più ampio intervallo di valori del rapporto V_1/V_2 rispetto a quello della tabella 15.1, si trovano tabulati nei protocolli di dosimetria (cfr. cap. 16).

L'efficienza di raccolta per i fasci pulsati ad alta dose per impulso

Le relazioni (15.18) e (15.20) sono state dedotte dalla teoria di Boag sulla base di un modello di ricombinazione che impone, fra le altre condizioni, che i portatori di carica nella camera siano costituiti unicamente da ioni (e non da ioni ed elettroni). Come si è già anticipato in precedenza, tale ipotesi è ragionevolmente valida per le camere a cavità ad aria e per i tipi di fasci di radiazione più diffusi. Fra gli acceleratori utilizzati in RT alcuni, prevalentemente gli acceleratori di elettroni impiegati per la radioterapia intraoperatoria (IORT), producono fasci di radiazione i quali danno luogo, per ogni singolo impulso, a valori di dose assorbita particolarmente elevati (oltre 10 mGy ad impulso) rispetto agli acceleratori convenzionali. Nei fasci di radiazione prodotti da queste macchine l'espressione dell'efficienza di raccolta dedotta per i fasci convenzionali non è più applicabile a causa dell'effetto che hanno sulla ricombinazione generale gli "elettroni liberi" presenti nell'aria della cavità della camera irraggiata.

A riguardo è necessario tener presente che non tutti gli elettroni liberati nei processi di ionizzazione si "attaccano" agli elementi elettronegativi dell'aria (come l'ossigeno) per formare ioni negativi. La frazione di elettroni che non partecipa alla formazione di ioni negativi migra, sotto l'effetto del campo elettrico, direttamente e più velocemente degli ioni verso l'elettrodo di raccolta contribuendo, come componente di "elettroni liberi", ad aumentare il segnale di carica degli ioni negativi.

Finché la dose per impulso del fascio di radiazione non è elevata (tipicamente non superiore a 1 mGy/impulso), la modesta frazione di elettroni liberi normalmente presente in una camera a ionizzazione non altera apprezzabilmente la condizione che i portatori di carica siano essenzialmente gli ioni. Si possono utilizzare in tal caso le espressioni basate sulla (15.18). Un'estensione della teoria della ricombinazione (dovuta anch'essa a Boag), nella quale si tiene espressamente conto della

Tabella 15.1 - Valori dei coefficienti a_i (cfr. eq. 15.29) per la determinazione del fattore k_{sat} (per fasci pulsati) con il metodo delle due tensioni. Fissata una tensione di lavoro V_1 si determina tramite la (15.29) il corrispondente fattore k_{sat}, dopo aver misurato i segnali M_1 e M_2 corrispondenti, rispettivamente, alla tensione di lavoro e a una seconda tensione V_2 tale che il rapporto V_1/V_2 sia fra quelli riportati nella tabulazione

V_1/V_2	a_0	a_1	a_2
2	2,337	– 3,636	2,299
3	1,198	– 0,875	0,677
4	1,022	– 0,363	0,341

presenza degli elettroni liberi, porta alla formulazione della seguente espressione per l'efficienza di raccolta:

$$f = \lambda + \frac{1}{u}\ln\left[1 + \frac{e^{\lambda(1-\lambda)u} - 1}{\lambda}\right] = \frac{1}{k_{sat}} \qquad (15.30)$$

Con $u = (\mu\, d^2\rho)/V$ e $\lambda = 1 - \sqrt{1-p}$, dove μ è una grandezza dipendente dal coefficiente di ricombinazione ionica e dalla mobilità degli ioni in aria, d è la distanza fra gli elettrodi della camera (supposta essere del tipo a elettrodi piani e paralleli), ρ è la concentrazione di carica dovuta agli ioni (di un solo segno) formati in un singolo impulso di radiazione, V è la tensione applicata alla camera, p è la frazione di elettroni liberi dovuta a un singolo impulso di radiazione. La frazione di elettroni liberi, p, presenti nella camera può essere determinata tramite la relazione:

$$p = \frac{w\tau}{d}\left(1 - e^{-\frac{d}{w\tau}}\right) \qquad (15.31)$$

dove d è la distanza fra gli elettrodi della camera, w e τ sono, rispettivamente, la velocità di migrazione e la vita media degli elettroni liberi all'interno della cavità d'aria della camera. I valori dei parametri w e τ nella cavità d'aria dipendono dal campo elettrico esistente nella camera. Per una camera a elettrodi piani e paralleli – il tipo di camera più appropriato per misure nei fasci di elettroni ad alta dose per impulso più diffusi – la determinazione dei parametri fisici w e τ può essere fatta con buona approssimazione mediante, rispettivamente, le due seguenti espressioni:

$$w = a + b\left[\left(1 - e^{-cE}\right) - \frac{d}{n}\left(1 + \frac{c\,e^{-nE} - n\,e^{-cE}}{n-c}\right)\right] \qquad (15.32)$$

dove E è l'intensità del campo elettrico (V cm^{-1}), a = 5,835 353·10^{4} (cm s^{-1}), b = 2,418 197·10^{7} (cm s^{-1}), c = 1,568 094·10^{-4} (cm V^{-1}), d = 3,863 959·10^{-3} (cm V^{-1}), e = 1,030 391·10^{-3} (cm V^{-1}), $n = d + e$ (cm V^{-1}) e:

$$\tau = a\left(1 - e^{-bE}\right) + c\left(1 - e^{-dE}\right) \qquad (15.33)$$

dove E è l'intensità del campo elettrico (V cm^{-1}), a = 6,269 504·10^{-8} (s), b = 1,826 788·10^{-4} (cm V^{-1}), c = 6,444 005·10^{-8} (s), d = 1,811 122·10^{-4} (cm V^{-1}).

Dalla (15.31) si evince che la frazione di elettroni liberi, p, dipende solo dalle condizioni operative della camera (campo elettrico, tipo di gas ecc.). Si evince inoltre che p è sempre diversa da zero e che è indipendente dalla dose per impulso. L'influenza degli elettroni liberi

sull'efficienza di raccolta in funzione della dose per impulso diventa però importante solo in certe condizioni. Si vede infatti dalla (15.30) che l'effetto di p nell'espressione di f aumenta all'aumentare del valore di u, cioè di ρ e quindi della dose per impulso da cui ρ dipende. In pratica al di sotto di 1 mGy/impulso l'effetto di p su f è del tutto trascurabile. Se la dose per impulso è molto più bassa (cioè se il valore di u è molto piccolo), come avviene per gran parte degli acceleratori clinici tradizionali la (15.30) diventa equivalente alla (15.18).
Il calcolo di f a partire dalla (15.30) è problematico per la stessa ragione – la scarsa conoscenza dei parametri fisici presenti nell'espressione di u – per cui lo è il calcolo di f a partire dalla (15.18), come già evidenziato in precedenza.
La determinazione di f per fasci ad alta dose per impulso può essere invece fatta sperimentalmente con lo stesso metodo delle due tensioni già illustrato per la determinazione di f per fasci pulsati convenzionali. A tale scopo si considera l'equazione $f_1/f_2 = q'_1/q'_2$ (cfr. eq. 15.26) in cui le efficienze di raccolta f sono determinate mediante la (15.30). Questa equazione viene risolta, con analoga procedura, rispetto a u_1 in funzione del rapporto di tensioni V_1/V_2. Sostituendo quindi il valore trovato di u_1 nell'espressione di f_1, il valore di f_1 alla tensione di lavoro V_1 può essere calcolato con metodi numerici.
Per valori di dose per impulso maggiori di 10 mGy ad impulso l'efficienza di raccolta ottenuta a partire dalla (15.30) può differire fino a circa del 20% da quella che venisse determinata, non correttamente, a partire dalla (15.18).

15.4 Dosimetri a termoluminescenza

Le caratteristiche generali dei dosimetri a termoluminescenza (TLD) sono descritte nel paragrafo 8.3.3 al quale si rimanda. Come già premesso nel paragrafo 15.2 ci si limiterà qui ad aggiungere sui TLD solo ciò che attiene strettamente al loro impiego nella dosimetria in RT/RD.
Fra i numerosi rivelatori a termoluminescenza, quelli costituiti da Fluoruro di Litio (LiF) sono i più usati per la dosimetria in RT/RD. Ciò deriva anzitutto dalle caratteristiche di equivalenza all'acqua del LiF. Le proprietà di assorbimento e diffusione della radiazione, in particolare dei fotoni, sono infatti per il LiF rispetto agli altri materiali termoluminescenti di interesse dosimetrico le più simili a quelle dell'acqua. Le proprietà di equivalenza all'acqua del LiF non sono tuttavia del tutto soddisfacenti per la dosimetria dei fotoni con energie inferiori a 100 keV. Per misure di dose assorbita in acqua, D, la risposta in energia, $R_{E,D}$, di TLD a LiF può variare anche del 40% nell'intervallo di energia dei fotoni incidenti compreso fra 10 keV e 1 MeV e, come mostra la curva in figura 15.9, alle basse energie i TLD non possono essere

considerati a rigore rivelatori tessuto-equivalenti.
Se i TLD sono usati per la dosimetria di fotoni di bassa energia, come quelli emessi da sorgenti radioattive per brachiterapia, tale dipendenza deve essere tenuta in conto tarando il dosimetro a diverse energie comprese nell'intervallo di energia del campo di radiazione d'uso (cfr. § 8.2) e apportando ai risultati delle misure le dovute correzioni per tener conto del variare di $R_{E,D}$ alle diverse componenti di energia del campo di radiazione in uso. L'impiego dei TLD nella dosimetria in brachiterapia è particolarmente diffuso grazie alle piccole dimensioni di questo rivelatore (tipicamente dell'ordine del millimetro) e quindi alla loro buona risoluzione spaziale. Diversi TLD possono, infatti, essere disposti molto vicini fra loro (anche relativamente prossimi alla sorgente) in modo da ottenere una mappa delle distribuzioni di dose in regioni di piccolo volume caratterizzate da forti gradienti di dose. Nell'impiego dei TLD per la dosimetria di radiazione beta, come nel caso di sorgenti per brachiterapia, è importante non trascurare le dimensioni del rivelatore. Lo spessore tipico dei TLD usati per la dosimetria di radiazione *x* e gamma può essere fonte di incertezza per la definizione del punto di misura nel rivelatore quando la radiazione incidente è costituita da particelle beta. Per questo tipo di misure è importante che lo spessore dei TLD sia particolarmente sottile e comunque inferiore a 1 mm.

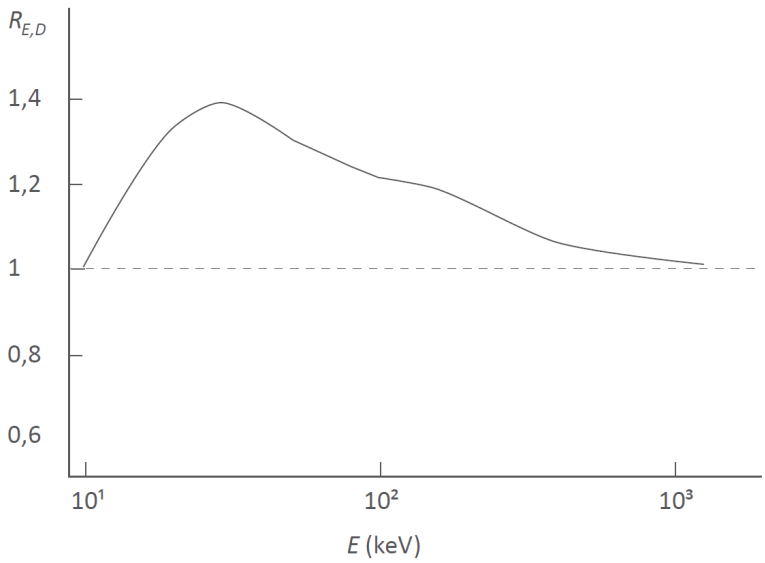


Figura 15.9 - Risposta in energia, $R_{E,D}$, di un TLD a LiF in funzione dell'energia dei fotoni normalizzata alla risposta ai fotoni con energia di circa 1,25 MeV (la radiazione gamma del ^{60}Co)

I TLD hanno una sensibilità che può differire in modo apprezzabile fra rivelatori dello stesso tipo e delle stesse dimensioni. Ciò è dovuto alla difficoltà di realizzare TLD con il medesimo numero di siti attivatori. Il coefficiente di taratura dei TLD deve perciò essere sempre riferito a uno specifico rivelatore e non a un gruppo con le medesime caratteristiche nominali.
La linearità della risposta, che è soddisfacente per i valori di dose tipici della RP, si mantiene ancora accettabile (sebbene con una lieve tendenza alla sopralinearità) anche per i più elevati valori di dose tipici della RT/RD.

15.5 Dosimetri con diodi al silicio

Le proprietà dei rivelatori a semiconduttore, di cui i diodi al silicio fanno parte, sono descritte nel paragrafo 8.3.7. Saranno qui evidenziati solo quegli aspetti riguardanti il loro specifico impiego per la dosimetria in radioterapia.
I diodi al silicio usati per la dosimetria in radioterapia sono costituiti da una giunzione *p*-*n* ottenuta a partire da un materiale di tipo *p* in cui una delle superfici viene fatta diventare una regione di tipo *n* mediante convenzionali tecniche di drogaggio. Sono più diffusi i semiconduttori di tipo *p* rispetto a quelli di tipo *n* poiché il Si-*p* si presenta, una volta realizzata la giunzione, come un rivelatore caratterizzato da una più elevata resistenza al danno da radiazione e da una più bassa corrente di fondo.
Le caratteristiche che rendono i diodi al Si largamente utilizzati per la dosimetria in radioterapia sono diverse. Anzitutto sono da tener presenti le loro piccole dimensioni, che rendono questi dosimetri molto utili sia nella misura delle distribuzioni di dose in fantoccio anche in regioni dove sono presenti elevati gradienti di dose, sia nella dosimetria di piccoli campi di radiazione. Diodi al Si possono essere infatti realizzati con una superficie di 1 mm^2 e uno spessore anche inferiore a 0,1 mm. La più diffusa applicazione dosimetrica dei diodi al Si riguarda le misure di dose percentuale in profondità (*PDD*) (cfr. §§ 11.2.3.a, b) in fasci di elettroni e di fotoni prodotti da acceleratori.
Per misure con fotoni di bassa energia, come quelli emessi dalle sorgenti per brachiterapia, l'uso dei diodi a Si è invece piuttosto critico poiché la dipendenza della sua risposta, $R_{E,D}$, dall'energia dei fotoni è molto pronunciata soprattutto al di sotto dei 100 keV, come mostrato in figura 15.10.
Se i diodi al Si sono usati per la dosimetria in brachiterapia per misure di fotoni di bassa energia, la variabilità di $R_{E,D}$ deve essere tenuta in conto tarando il dosimetro a diverse energie comprese nell'intervallo di energia del campo di radiazione d'uso (cfr. § 8.2) e apportando ai risultati delle

misure le dovute correzioni per tener conto della diversa risposta del rivelatore alle singole componenti di energia della radiazione considerata. Anche per misure di radiazione beta la dipendenza dall'energia della risposta del Si deve essere tenuta in conto, poiché il potere frenante del Si varia, soprattutto per elettroni di bassa energia, molto diversamente da quello dell'acqua.
Un ulteriore aspetto di cui va tenuto conto nell'uso di dosimetri al Si, è la pronunciata dipendenza della loro risposta, $R_{Q,E}$ rispetto alla direzione di incidenza della radiazione (cfr. § 8.2). Per fotoni di bassa energia, come nella dosimetria in brachiterapia, la risposta $R_{Q,E}$ può infatti variare anche del 20%.
I dosimetri a diodi di Si sono particolarmente indicati per misure di *PDD* ma, fatte salve le raccomandazioni sulla variazione della loro risposta in funzione dell'energia e dell'angolo di incidenza della radiazione, possono essere usati anche per misure di dose assorbita in acqua, D_w se tarati a ciascuna qualità Q alla quale si misura D_w. La taratura dei diodi al Si viene tipicamente effettuata in fantoccio d'acqua con una camera a ionizzazione a cavità (a sua volta tarata) come dosimetro di riferimento.

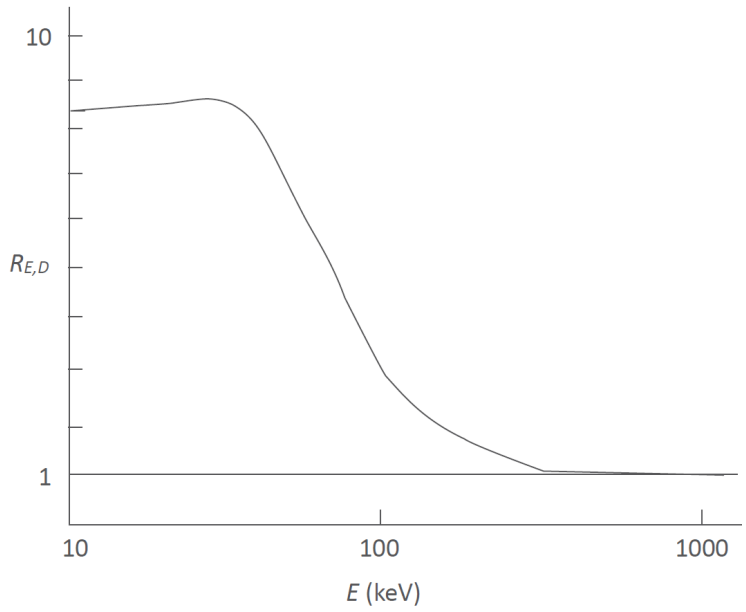


Figura 15.10 - Risposta in energia, $R_{E,D}$, di un rivelatore al Si in funzione dell'energia dei fotoni, normalizzata alla risposta relativa ai fotoni del ^{60}Co (E = 1,25 keV)

Le misure di D_w con un diodo a Si danno luogo a un'incertezza su D_w maggiore di quella che si ottiene con le camere a ionizzazione a cavità. Pur tuttavia la dosimetria tramite diodi al Si è utile in molte situazioni sperimentali come, ad esempio, nel caso della dosimetria "in vivo" in tempo reale sul paziente. Infatti, la possibilità di porre il diodo direttamente sul paziente è resa più sicura, rispetto ad altri rivelatori collegati a un generatore di tensione, poiché il diodo al Si può funzionare anche senza alcuna polarizzazione e quindi in assenza di collegamenti elettrici esterni.
Qualunque sia il tipo di misure, è necessario controllare periodicamente la sensibilità di un diodo al Si poiché essa può variare nel tempo con l'uso prolungato (a causa del danno da radiazione nel rivelatore). È altresì necessario verificare di quanto varia il segnale di carica ogni qualvolta il dosimetro si espone a fasci di radiazione con rateo di dose variabile poiché la dipendenza della risposta di un diodo al Si dal rateo di dose può essere non trascurabile.

15.6 Dosimetri con pellicole radiocromiche

Le pellicole radiocromiche sono costituite da un sottile strato di un materiale gelatinoso, dallo spessore variabile tipicamente fra 5 e 50 μm, posto fra due sottili fogli di plastica trasparente (come i poliesteri) con spessore variabile fra 50 e 100 μm. All'interno della sostanza gelatinosa è disperso un monomero che a seguito di esposizione a radiazione ionizzante subisce una reazione di polimerizzazione e assume una colorazione nella regione del blu (la pellicola originariamente è pressoché incolore). Questo effetto di colorazione, da cui il nome di pellicola radiocromica, è tanto più intenso quanto maggiore è la dose assorbita nel materiale irraggiato.
Il segnale di lettura del rivelatore si ottiene da una misura di assorbimento che un fascio di luce di una data lunghezza d'onda (tipicamente nella regione del rosso) subisce quando attraversa la pellicola. Un modo comune di effettuare la misura è di scansionare con il fascetto di luce di un laser la regione della pellicola radiocromica prima e dopo la sua esposizione alla radiazione ionizzante. L'intensità della luce trasmessa, misurata con una camera a CCD o con altri analoghi sensori di luce, è tanto minore quanto più intensa è la colorazione della pellicola. Si può in tal modo costruire per questo dosimetro una curva di densità ottica OD – analogamente a quella dei dosimetri a pellicole fotografiche (cfr. § 8.3.4) – in funzione della dose assorbita. Come mostrato in figura 15.11, questa curva non è perfettamente lineare nell'intero intervallo di dosi alle quali questo rivelatore è più frequentemente impiegato, tipicamente fra qualche gray e alcune decine di gray. È quindi necessario disporre dell'intera curva di taratura per

poter correlare il segnale della pellicola radiocromica ai valori di dose assorbita. La sensibilità delle pellicole radiocromiche è piuttosto bassa.
Inoltre per misure di dose assorbita con valori superiori a qualche gray la riproducibilità è anch'essa bassa, dell'ordine del 2%, e alle dosi più basse essa peggiora. Questo tipo di rivelatore non consente comunque misure accurate di dose per valori di dose inferiori a 1 Gy.
La dipendenza della risposta delle pellicole radiocromiche dall'energia della radiazione, praticamente trascurabile per i fasci di elettroni e di fotoni generati dagli acceleratori, è invece piuttosto pronunciata per fotoni con energia al di sotto di un centinaio di keV. Di ciò va tenuto conto quando si impiega questo rivelatore per la dosimetria di fotoni di bassa energia come quella usata in brachiterapia.
Le pellicole radiocromiche sono invece vantaggiose, rispetto ad altri tipi di rivelatori, poiché consentono di effettuare misure di distribuzione di dose con elevata risoluzione spaziale tale da poter distinguere gradienti di dose in regioni anche al di sotto di 0,1 mm. All'elevata risoluzione spaziale questo rivelatore somma anche il vantaggio di poter essere utilizzato con un'ampia gamma di dimensioni: le pellicole radiocromiche infatti, prodotte in fogli di dimensioni piuttosto estese, possono essere ritagliate in piccoli pezzetti, fino a qualche millimetro quadrato. L'uso di questo rivelatore è pertanto diffuso nella dosimetria in brachiterapia consentendo di misurare i forti gradienti di dose tipici in questo tipo di applicazioni. Infatti la pellicola, oltre all'elevata risoluzione spaziale intrinseca, consente una mappatura fine della distribuzione di dose se ridotta in pezzetti da disporre in fantoccio.

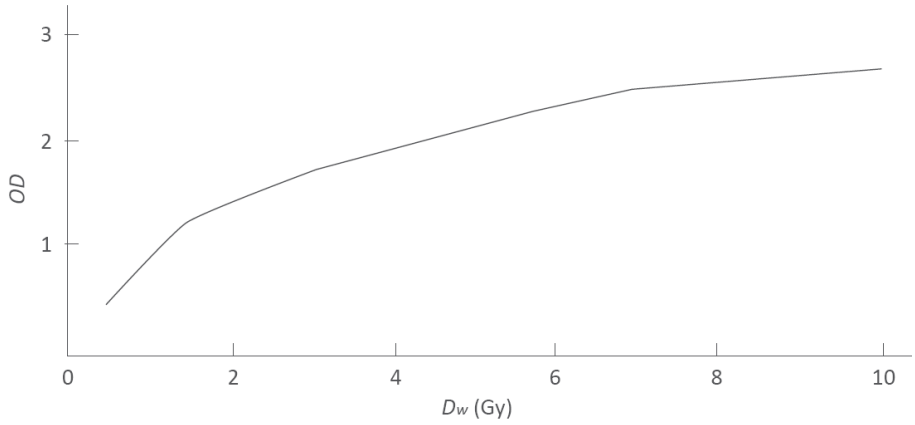


Figura 15.11 - Intensità della colorazione di una pellicola radiocromica esposta a radiazioni ionizzanti in funzione della dose assorbita in acqua D_w. L'intensità della colorazione è misurata dal grado di assorbimento di un fascio di luce monocromatica nella pellicola esposta ed è espressa in termini di densità ottica, *OD*, analogamente ai dosimetri a pellicole fotografiche (cfr. § 8.3.4)

15.7 Dosimetri con rivelatori al diamante

Il diamante ha un'elevata resistività ($\sim 10^{12}$ Ω cm) ed è un isolante, essendo circa 5,5 eV la separazione fra la sua banda di valenza e quella di conduzione. Queste proprietà sono molto importanti per un rivelatore di radiazioni ionizzanti poiché favoriscono l'ottimizzazione del rapporto segnale-fondo. Il silicio, che ha una resistività di poco maggiore di $2 \cdot 10^5$ Ω cm e una separazione di banda di poco più di 1,1 eV, sarebbe, in quanto semiconduttore, un rivelatore di modeste prestazioni se non venisse utilizzato nella configurazione di giunzione *p-n* con polarizzazione inversa (cfr. § 8.3.7).
I diamanti usati come rivelatori di radiazione ionizzante sono cristalli di tipo naturale o artificiale. I diamanti naturali sono un prodotto secondario dell'estrazione mineraria delle pietre preziose ma rispetto a queste non hanno alcun pregio di purezza ottica. I diamanti artificiali sono ottenuti facendo crescere il cristallo su un substrato di silicio o di carbonio a elevata temperatura in un plasma di gas con carbonio e idrogeno. La pressione alla quale i cristalli vengono fatti crescere è diversa a seconda del procedimento costruttivo. Utilizzando appropriati metodi di produzione e substrati fra loro diversi possono essere realizzati diamanti monocristallini o policristallini e questa circostanza può avere un'influenza sulle proprietà finali del rivelatore.
Le dimensioni di un rivelatore al diamante sono molto variabili. I diamanti naturali hanno in genere maggiori dimensioni rispetto a quelli artificiali. Un'ulteriore differenza fra i diamanti naturali e quelli artificiali è data dal fatto che i primi hanno caratteristiche fra loro molto variabili, mentre le proprietà dei secondi possono essere controllate, seppur solo parzialmente, in fase di produzione. I diamanti artificiali possono essere fatti crescere con un'ampia varietà di dimensioni, ma quelli di maggior interesse sono i cristalli di piccole dimensioni, con superfici attive non superiori a poche decine di millimetri quadrati, per il loro impiego nella dosimetria a elevata risoluzione spaziale. Lo spessore di un rivelatore al diamante artificiale varia tipicamente da qualche decina a qualche centinaio di micron.
Un dosimetro al diamante è essenzialmente una camera a ionizzazione il cui rivelatore, come è mostrato nello schema in figura 15.12, è un cristallo di diamante anziché un gas. Il diamante, avendo una densità di tre ordini di grandezza più elevata di quella di un gas come l'aria, presenta il vantaggio di un'efficienza di rivelazione molto più elevata rispetto a un rivelatore a gas. Un dosimetro al diamante ha d'altra parte, rispetto a una camera a ionizzazione ad aria, una risposta alla radiazione molto diversa e comunque caratterizzata da una minore riproducibilità.
L'aria è un rivelatore le cui caratteristiche rimangono sostanzialmente identiche, a parità di condizioni ambientali di temperatura e di

pressione, indipendentemente dalla camera a ionizzazione nel cui interno essa è contenuta e dalle condizioni di polarizzazione della camera. Un cristallo di diamante è invece un rivelatore che è praticamente impossibile replicare con le medesime caratteristiche. In un cristallo artificiale di diamante esistono infatti difetti e impurezze ineliminabili la cui entità non è rigorosamente predeterminabile nel processo di produzione. Per un cristallo naturale il tipo e l'entità delle impurezze sono ancora più aleatorie.
Come nei rivelatori a termoluminescenza (cfr. § 8.3.3), la presenza di difetti o impurezze genera stati di energia permessi all'interno della banda interdetta del cristallo. Questi stati di energia permessi costituiscono delle trappole per una parte degli elettroni prodotti dalla ionizzazione. In un dato cristallo di diamante gli stati trappola possono avere profondità diverse. Gli elettroni rimangono quindi più o meno a lungo intrappolati a seconda della profondità delle trappole e della temperatura alla quale il cristallo viene mantenuto. Se un cristallo di diamante viene esposto per un tempo sufficientemente lungo a un fascio di radiazione ionizzante può verificarsi il riempimento di tutte le trappole presenti nel cristallo. Una volta che questa circostanza sia verificata, gli elettroni prodotti dalla ionizzazione non sono più intrappolati e contribuiscono quindi alla corrente che fluisce nel circuito di misura.
Durante il tempo che intercorre fra un irraggiamento e il successivo, le trappole di elettroni in un rivelatore al diamante possono parzialmente svuotarsi in funzione della temperatura e della loro profondità. Questa circostanza rende la carica, q, misurata alla fine di ogni irraggiamento una variabile dipendente non solo dalla densità e dalla natura delle trappole presenti in quel dato cristallo ma anche: dall'intensità dell'irraggiamento precedente cui il rivelatore è stato sottoposto, dal tempo intercorso fra i due irraggiamenti e dalla temperatura cui è stato nel frattempo mantenuto il rivelatore. Il mantenere o meno il rivelatore polarizzato fra due irraggiamenti successivi, può rappresentare un ulteriore fattore di influenza sul valore della carica misurata q.
Al fine di ridurre la variabilità delle misure dovuta a questi effetti, i rivelatori al diamante sono di norma sottoposti, prima di ogni ciclo di misure, a un irraggiamento preventivo di stabilizzazione (priming) che è variabile a seconda del rivelatore e che richiede comunque valori di dose assorbita dell'ordine della decina di gray. In tal modo si tende a mantenere gli stati trappola del cristallo occupati e a raggiungere così un'accettabile riproducibilità del segnale di carica negli irraggiamenti successivi.
Uno dei parametri valutativi per un rivelatore al diamante è dato dall'intervallo di tempo in cui la sua risposta rimane sufficientemente

stabile dopo l'irraggiamento di stabilizzazione. Questo intervallo di tempo è variabile da qualche giorno a qualche mese e dipende dalle caratteristiche del rivelatore in relazione al metodo adottato per la sua realizzazione. Anche dopo questo trattamento di stabilizzazione, per alcuni tipi di rivelatori il segnale di carica può risultare variabile all'inizio di ogni ciclo di irraggiamenti successivi a quello di stabilizzazione. Ciò è dovuto al fatto che, per questi rivelatori, uno svuotamento parziale delle trappole si ha comunque anche subito dopo il trattamento di stabilizzazione. Nella figura 15.13 sono mostrati i tipici segnali di corrente di un rivelatore al diamante in cui il segnale relativo a ripetuti irraggiamenti in successione mostra variabilità (grafico *a*) e di un rivelatore ideale (grafico *b*) in cui quest'effetto è del tutto assente. In particolare, il grafico *a*) descrive il segnale di corrente per un rivelatore in cui, nonostante il pre-irraggiamento, la stabilizzazione non è mai mantenuta al ripetersi delle misure in tempi successivi, dopo aver interrotto l'irraggiamento precedente. Il grafico *b*) descrive invece l'andamento ideale dei segnali in un rivelatore in cui il trattamento di stabilizzazione è sufficiente a stabilizzare (almeno per un dato intervallo di tempo) lo stato di riempimento delle trappole, in modo da ottenere un segnale di corrente costante ogni qualvolta il rivelatore viene reirraggiato nelle medesime condizioni. Il comportamento descritto nel grafico *b*) è quello ideale ed è tendenzialmente riscontrabile maggiormente nei diamanti monocristallini piuttosto che in quelli policristallini. Nei diamanti monocristallini si riesce infatti a minimizzare,

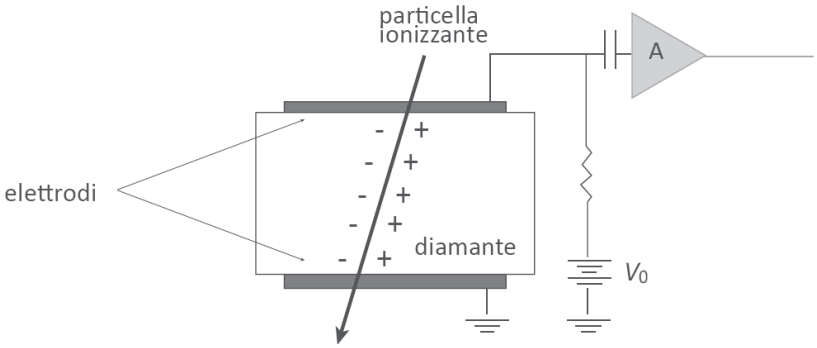


Figura 15.12 - Schema di un dosimetro al diamante. Le cariche prodotte dalla ionizzazione nel rivelatore sono raccolte agli elettrodi cui è applicata una differenza di potenziale V_0. Il sistema di misura è basato su un amplificatore di carica, A, simile a quello utilizzato nelle camere a ionizzazione (cfr. § 15.3.1). Il volume attivo del rivelatore può variare a seconda delle modalità di produzione da 0,1 mm^3 a oltre 10 mm^3, con una superficie attiva anche inferiore a 10 mm^2

rispetto ai policristallini, la presenza di difetti e impurezze e a ottenere una maggiore riproducibilità della risposta.
Ulteriori caratteristiche che in un rivelatore al diamante devono essere specificate sono: a) il rapporto fra la carica misurata, q, e la carica, q_0, originariamente prodotta nel rivelatore dalla radiazione ionizzante, b) la linearità del segnale fornito dal rivelatore in funzione del rateo di dose assorbita della radiazione incidente.
Il valore del rapporto q/q_0 dà una misura dell'efficienza del rivelatore. La relazione fra q e la q_0 può essere espressa come:

$$q = q_0 \, v \, \tau / L \tag{15.34}$$

dove v e τ sono, rispettivamente, la velocità e la vita media dei portatori di carica nel rivelatore, L è lo spessore del rivelatore lungo cui la carica si sposta per effetto della differenza di potenziale applicata fra gli elettrodi. Se E è il campo elettrico esistente nel rivelatore, si ha che $v = \mu E$, dove μ è la mobilità dei trasportatori di carica nel rivelatore. La (15.34) si può dunque riscrivere come:

$$q = q_0 \, \mu E \, \tau / L = q_0 \, d / L \tag{15.35}$$

essendo $d = \mu E \tau$ *la* distanza media percorsa dai portatori di carica nel rivelatore.
A riguardo va tenuto presente che la vita media τ dei portatori liberi di carica tende ad aumentare con il grado di riempimento degli stati trappola nel cristallo. I valori dei parametri μ e τ in un cristallo di diamante non sono molto dissimili fra lacune ed elettroni. Essi possono tuttavia essere determinati in modo distinto per ciascun tipo di portatore di carica.
Se, in riferimento alla (15.35), per un dato rivelatore risulta $d > L$, tutta la carica q_0 prodotta nel rivelatore viene rivelata e misurata. Se risulta invece $d < L$, solo una frazione q della carica q_0 potrà fluire fra gli elettrodi ed essere rivelata. In tal caso la carica non raccolta può accumularsi nel rivelatore dando luogo a effetti di carica spaziale con conseguente distorsione del campo elettrico e con un'ulteriore riduzione dell'efficienza del rivelatore. Nella costruzione del rivelatore deve essere perciò ottimizzato il rapporto d/L e ciò dipende in modo essenziale dall'entità e dalla configurazione degli stati trappola nel cristallo.
Il segnale di corrente prodotto da un qualsiasi rivelatore dovrebbe idealmente essere sempre lineare in funzione del rateo di dose, $\dot{D} = dD/dt$, della radiazione incidente. In un rivelatore al diamante questa linearità non è normalmente riscontrabile. In generale si riscontra la seguente relazione di proporzionalità fra la corrente

misurata, $I = \mathrm{d}q/\mathrm{d}t$, e il rateo di dose assorbita, $\dot{D}$ (cfr. Fowler 1966):

$$I \propto \dot{D}^m \tag{15.36}$$

dove m è un numero compreso fra 0,5 e 1. Il valore di m dipende dalla quantità di trappole e dalla distribuzione delle loro profondità all'interno della banda di energia proibita di ciascun cristallo di diamante. In particolare, per un cristallo di diamante puro, privo quindi di trappole per i portatori liberi di carica, il valore teoricamente atteso di m è 0,5. In un cristallo privo di trappole, esposto a una radiazione con rateo di dose $\dot{D}$, la corrente misurata, I, può essere infatti espressa come:

$$I = AE\,\mu e\,N_I \tag{15.37}$$

dove A è l'area della sezione del cristallo, di spessore L, $E = V/L$ è il campo elettrico generato dalla differenza di potenziale V applicata agli elettrodi del cristallo, e è il valore della carica dell'elettrone, μ è la mobilità degli elettroni nel cristallo e N_I è la densità degli elettroni liberi presenti nel cristallo durante l'irraggiamento. Questi sono gli elettroni che producono la corrente I in quanto sfuggiti alla ricombinazione con gli ioni. Il numero di questi elettroni si può esprimere come:

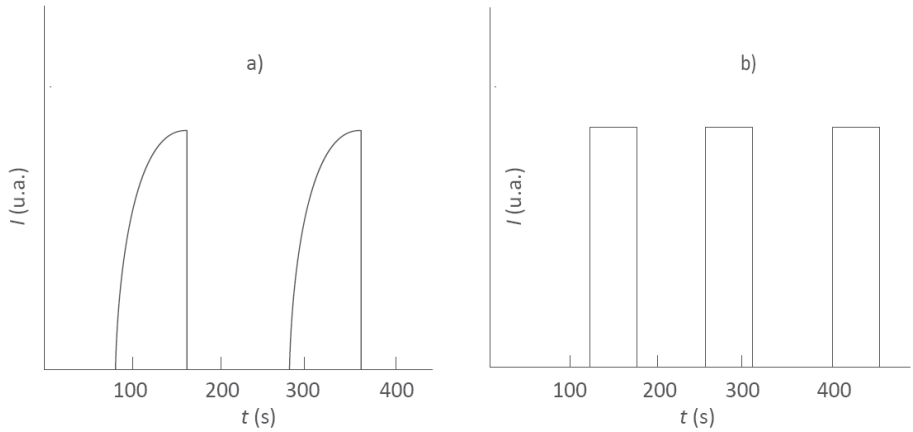


Figura 15.13 - il grafico a) descrive l'andamento del segnale di corrente per un rivelatore al diamante in cui anche con il pre-irraggiamento di stabilizzazione, la stabilizzazione non è mai raggiunta quando si ripetono le misure in tempi successivi dopo aver ogni volta interrotto l'irraggiamento precedente. Il grafico b) descrive invece l'andamento ideale dei segnali in un rivelatore in cui il trattamento di stabilizzazione è sufficiente a stabilizzare (almeno per un dato intervallo di tempo) lo stato di riempimento delle trappole, in modo da ottenere un segnale di corrente costante ogni qualvolta il rivelatore viene nuovamente irraggiato

$$N_I = N_c \, \tau \tag{15.38}$$

dove N_c è il numero di coppie elettrone-lacuna prodotte dalla radiazione nell'unità di tempo e nell'unità di volume del cristallo e τ è la vita media degli elettroni liberi nel cristallo. La vita media τ è l'intervallo medio di tempo fra l'istante in cui un elettrone libero è prodotto da parte della radiazione e l'istante in cui esso, ricombinandosi con una lacuna, scompare come elettrone libero. In un cristallo privo di trappole la vita media, τ, degli elettroni liberi è inversamente proporzionale alla densità degli elettroni e delle lacune libere nel cristallo, alla velocità v con la quale gli elettroni si muovono nel cristallo e alla sezione d'urto di ricombinazione σ con le lacune libere. Nell'ipotesi fatta di assenza di trappole nel cristallo, la densità di lacune libere è uguale a quella degli elettroni liberi, N_I. La vita media, τ, si può quindi esprimere come: $\tau = 1/v \cdot \sigma \cdot N_I$ che, in base alla (15.38), può anche scriversi come:

$$\tau = 1/\left(v \sigma N_c\right)^{0,5} \tag{15.39}$$

Combinando infine la (15.37) con la (15.38) e la (15.39) si ottiene:

$$I = \frac{AE\mu e}{\sqrt{v\sigma}} \left(N_c\right)^{0,5} \tag{15.40}$$

Dalla (15.40) si evince che il segnale di corrente in un rivelatore al diamante puro dipende dalla radice quadrata del rateo di dose della radiazione incidente, essendo N_c direttamente proporzionale a $\dot{D}$. Dalla (15.40) e dalla (15.36) risulta quindi m = 0,5. Con analoghe considerazioni si può stimare il valore di m nella (15.36) anche nei casi in cui il cristallo non sia puro, purché sia nota la distribuzione delle profondità delle trappole. Si può, ad esempio, mostrare che, se le trappole sono distribuite uniformemente all'interno della banda proibita del cristallo e se tutte hanno la medesima sezione d'urto di cattura, il valore atteso di m è 1. In un rivelatore reale la distribuzione reale delle trappole non è però mai schematizzabile con rigore, soprattutto è impossibile prevederne la configurazione nella fase precedente alla sua produzione.
In generale i rivelatori al diamante mostrano tutti, in misura variabile da rivelatore a rivelatore, una dipendenza della loro risposta dal rateo di dose assorbita. Tale dipendenza non influisce di per sé sull'accuratezza delle misure purché essa sia nota e determinata accuratamente in fase di taratura del rivelatore e di essa si tenga poi conto nelle misure con ratei di dose diversi.
I rivelatori al diamante presentano invece, indipendentemente dal loro tipo, una risposta lineare con la dose assorbita entro gli intervalli di dose tipici della radioterapia a partire da dosi anche piuttosto basse e

quindi con una buona sensibilità. Un buon rivelatore al diamante può mostrare una linearità di risposta fra 0,05 Gy e 50 Gy.
Il numero atomico del diamante (Z = 6) è abbastanza vicino al numero atomico efficace dell'acqua (Z = 6,6) e ciò rende in linea di principio questo rivelatore fra i più convenienti in relazione alla dipendenza della risposta dall'energia della radiazione. Deve essere tuttavia tenuto presente che la dipendenza della risposta dall'energia può essere notevolmente modificata dai materiali usati per realizzare il dosimetro (elettrodi, contatti, incapsulamento ecc.). Taluni di questi materiali possono avere un numero atomico molto diverso da quello del diamante pregiudicando in tal modo la caratteristica originaria del rivelatore.
Fra le proprietà del diamante che risultano particolarmente interessanti, rispetto a quelle di altri rivelatori allo stato solido, va sicuramente menzionata la sua elevata resistenza al danno da irraggiamento. Questa caratteristica si rivela particolarmente importante nella dosimetria dei neutroni e in fasci di particelle cariche pesanti, che su altri tipi di rivelatori (come il silicio) possono indurre nel tempo consistenti variazioni di prestazioni.

15.8 Dosimetri a EPR con alanina

I rivelatori a EPR (Electron Paramagnetic Resonance) sono basati sul fenomeno della risonanza paramagnetica dell'elettrone, o risonanza di spin dell'elettrone (Electron Spin Resonance, ESR). Questo fenomeno si manifesta in sostanze nelle quali si ha almeno un elettrone di valenza spaiato e quindi un momento magnetico elettronico diverso da zero. Hanno questa caratteristica i materiali paramagnetici e in particolare le sostanze contenenti radicali liberi di tipo organico. Alcune sostanze che normalmente non sono paramagnetiche lo diventano dopo essere state esposte alla radiazione ionizzante. Questo effetto è dovuto al fatto che in tali sostanze si ha, come conseguenza dell'irraggiamento, la formazione di radicali liberi che alterano le caratteristiche originarie della sostanza e la portano ad assumere un comportamento paramagnetico.
In particolari sostanze, come la gran parte degli aminoacidi cristallini, i radicali liberi, una volta creati, hanno una lunga vita media. Essi infatti non riescono a ricombinarsi poiché rimangono intrappolati nel reticolo cristallino. Le proprietà paramagnetiche di queste sostanze si mantengono quindi anche per un tempo molto prolungato dopo la fine dell'irraggiamento. La quantità di centri paramagnetici che viene prodotta dalla radiazione è proporzionale all'energia che la radiazione ha depositato nella sostanza irradiata. Se in una di tali sostanze si determina la quantità di centri paramagnetici (o una grandezza a essa correlata) tale quantità può essere correlata alla dose assorbita dovuta alla radiazione considerata. La spettroscopia EPR è il metodo più

appropriato per ottenere un segnale proporzionale alla quantità di centri paramagnetici in una sostanza. L'EPR fornisce quindi anche un metodo dosimetrico in quanto consente di correlare alla dose assorbita la quantità dei centri paramagnetici prodotti in quella sostanza dalla radiazione ionizzante.
L'alanina è, fra i diversi materiali utilizzabili come rivelatore in un sistema dosimetrico basato sulla spettroscopia EPR, quello di maggiore interesse. L'alanina è infatti un aminoacido in cui, a parità di dose assorbita, si ha una produzione di radicali liberi molto più elevata e quindi un miglior segnale rispetto ad altri cristalli organici. Essa è costituita da un materiale di non costosa produzione e realizzabile facilmente in forme molto piccole e compatte. Un cristallo di alanina da usare come rivelatore EPR può essere realizzato in cilindretti con volume di poche decine di millimetri cubi. L'interesse dell'alanina come rivelatore per dosimetria di radiazioni ionizzanti è inoltre dovuto al fatto che essa è una sostanza organica e quindi con buone caratteristiche di tessuto-equivalenza, anche se la dipendenza della sua risposta dall'energia della radiazione non è del tutto trascurabile per fotoni di energia al di sotto dei 100 keV.
Una misura di EPR si basa sulla proprietà da parte delle sostanze paramagnetiche di presentare dei picchi di assorbimento di microonde in particolari condizioni sperimentali in cui si verificano dei fenomeni di risonanza. Il campione di sostanza paramagnetica da analizzare è posto in una cavità a microonde alimentata con radiofrequenze nell'intervallo compreso fra 1 GHz e 100 GHz ed è soggetto a un campo magnetico statico con induzione magnetica, B, variabile da circa 0,05 T a circa 3 T a seconda della radiofrequenza utilizzata. Il campo magnetico ha l'effetto di far assumere al momento magnetico di un elettrone spaiato due possibili valori corrispondenti a due possibili livelli energetici dell'elettrone. I valori di questi livelli energetici sotto l'azione del campo magnetico possono essere:

$$E_1 = +\frac{1}{2}\mu_B g_e B \qquad \text{e} \qquad E_2 = -\frac{1}{2}\mu_B g_e B$$

in conseguenza del fatto che il momento magnetico di spin elettronico può assumere due possibili orientazioni (parallela o antiparallela a quella del campo magnetico) corrispondenti ai due possibili valori, +½ e −½, del numero quantico di spin. Fissata una frequenza ν e quindi un'energia $E = h\nu$ delle microonde, viene fatto variare il campo magnetico fino a che B raggiunge un valore, B_0, cui corrisponde la condizione di risonanza:

$$E = h\nu = \mu_B g_e B_0 = \Delta E = E_1 - E_2 \qquad (15.41)$$

dove μ_B è il magnetone di Bohr, g_e è il fattore di Landé specifico della

specie molecolare considerata e B_0 è il valore dell'induzione magnetica che, per la radiofrequenza e la sostanza considerate, permette di realizzare la condizione di risonanza descritta dalla (15.41). In tali condizioni l'energia E delle microonde, che uguaglia la differenza di energia ΔE, può essere assorbita permettendo quindi una transizione dal livello di energia E_1 al livello E_2.
Il segnale di EPR si ottiene misurando la potenza che, erogata dal generatore di microonde (ad es. un klystron), viene assorbita dal campione al variare dell'intensità del campo magnetico e quindi della frequenza di risonanza di spin. Poiché ogni specie molecolare è caratterizzata da una particolare frequenza di risonanza, dall'analisi delle curve di assorbimento è possibile ricavare informazione sulla quantità (intensità del segnale) e qualità (frequenza del segnale) delle specie molecolari presenti nel campione.
Il sistema di misura per spettroscopia EPR, il cui schema è mostrato in figura 15.14, ha come principali componenti: a) un generatore di onde elettromagnetiche nel campo delle frequenze delle microonde (RF), b) un generatore di un campo magnetico statico di intensità variabile, c) una cavità risonante alimentata dalla RF ed entro la quale si pone il campione di alanina da misurare, d) un sistema che rivela l'assorbimento di potenza che ha luogo nella cavità risonante quando l'induzione magnetica B e la frequenza v delle onde elettromagnetiche hanno valori tali da far compiere delle transizioni da uno stato di energia a un altro agli elettroni della sostanza paramagnetica che sono coinvolti in questo processo.
Il segnale di assorbimento che si misura al variare di B ha tipicamente la forma mostrata nella curva a) della figura 15.14, con il massimo corrispondente al valore di risonanza, B_0, dell'induzione magnetica. L'ampiezza del segnale da correlare alla dose assorbita con cui il rivelatore è stato irraggiato, viene però di norma determinata a partire dalla derivata della curva integrale di assorbimento. In tal modo si ha una maggiore accuratezza in quanto, come mostrato nella curva b) in figura 15.14, la distanza A fra due picchi successivi della curva differenziale è più agevolmente misurabile.
L'alanina, ha una risposta lineare in un ampio intervallo di valori di dose assorbita, tipicamente tra 2 Gy e 200 kGy. A questa positiva caratteristica fa tuttavia riscontro una scarsa sensibilità di questo rivelatore e perciò la dosimetria EPR è utilizzabile per misure di dose assorbita solo al di sopra di qualche gray. Anche la riproducibilità delle misure EPR è piuttosto modesta, dell'ordine del 2%, per i livelli di dose assorbita tipicamente misurati in radioterapia. Una caratteristica utile di questo tipo di dosimetro è invece data dalla possibilità che il segnale sia determinabile ripetutamente nello stesso campione poiché, a differenza

di altri rivelatori (come i dosimetri a TL), in cui la misura ha un effetto di cancellazione del segnale, la misura di EPR nell'alanina non altera le condizioni della sostanza. La riduzione di ampiezza del segnale nel tempo è inoltre molto modesta, essendo solo dell'ordine di qualche percento all'anno, purché il campione non sia sottoposto a grossi sbalzi di temperatura. Un'ulteriore caratteristica positiva dei dosimetri ad alanina, non riscontrabile nella gran parte dei sistemi dosimetrici, è la pressoché totale indipendenza della loro risposta dal rateo di dose assorbita e dalla dose per impulso.

15.9 Dosimetri con pellicole radiografiche

Le pellicole radiografiche sono simili alle pellicole fotografiche usate nella dosimetria in radioprotezione (cfr. § 8.3.4), essendo anch'esse costituite da pellicole contenenti un'emulsione di bromuro d'argento in cui la radiazione ionizzante induce reazioni radiochimiche analoghe a quelle delle emulsioni fotografiche. Le pellicole radiografiche richiedono pertanto lo stesso processo di sviluppo chimico per poter trasformare l'immagine latente prodotta dalla radiazione in immagine visibile. Questa immagine viene poi analizzata con metodi di assorbimento ottico per poter correlare, tramite misure di densità ottica, *OD*, la dose assorbita dovuta alla radiazione incidente con i livelli di opacità della pellicola. Rispetto alle pellicole fotografiche usate per la dosimetria in radioprotezione, le pellicole radiografiche hanno un supporto più spesso e un'emulsione maggiormente sensibile alla radiazione di più elevata energia usata in radioterapia. Inoltre le pellicole radiografiche per dosimetria in radioterapia, a differenza di quelle per la dosimetria in radioprotezione, sono costituite da fogli di dimensioni piuttosto grandi in modo da intercettare sezioni del fascio di radiazione di lato fino ad alcune decine di centimetri.
Le pellicole radiografiche erano utilizzate in passato in misura molto più ampia rispetto agli anni recenti. L'uso di queste pellicole riguardava sia la dosimetria dei fasci di radiazione in senso stretto, sia l'analisi delle distribuzioni di dose e più in generale della conformazione del fascio di radiazione nel piano trasverso alla direzione di propagazione.
Le proprietà delle pellicole radiografiche come rivelatore per misure di dose assorbita sono tuttavia non ideali soprattutto per l'assenza di linearità tipica di queste pellicole come in generale di tutte le emulsione fotografiche (cfr. § 8.3.4). Anche la riproducibilità delle misure dosimetriche è, per questo rivelatore, piuttosto bassa – difficilmente al di sotto del 3% – e comunque fortemente dipendente dalle condizioni dello sviluppo chimico.
Di norma l'impiego dosimetrico delle pellicole radiografiche richiede sempre una taratura con il medesimo tipo di radiazione usata e con gli

stessi valori di dose assorbita. La pronunciata dipendenza della sua risposta, sia in funzione dell'energia che in funzione della dose assorbita, rende infatti quasi sempre problematico interpolare la curva di taratura di questo rivelatore quando i valori di energia e di dose usati in taratura non corrispondono a quelli di misura.
L'uso delle pellicole radiografiche, allorché limitato a misure di distribuzioni percentuali di dose o ad analisi d'immagine, è più appropriato rispetto all'uso come dosimetro. Le determinazioni di dose percentuale in profondità, *PDD*, (cfr. § 11.2) e della conformazione (forma e distribuzione relativa di dose) di un fascio di radiazione non hanno quindi particolari controindicazioni nell'impiego delle pellicole radiografiche. In entrambi i casi si tratta infatti di misurare variazioni relative nel grado di opacità della pellicola e quindi né la taratura del rivelatore né una sua elevata riproducibilità sono strettamente indispensabili. Nelle misure di conformazione spaziale di un fascio di radiazione la pellicola è posta trasversalmente alla direzione, *z*, di propagazione del fascio in modo da ottenere un'immagine della sezione

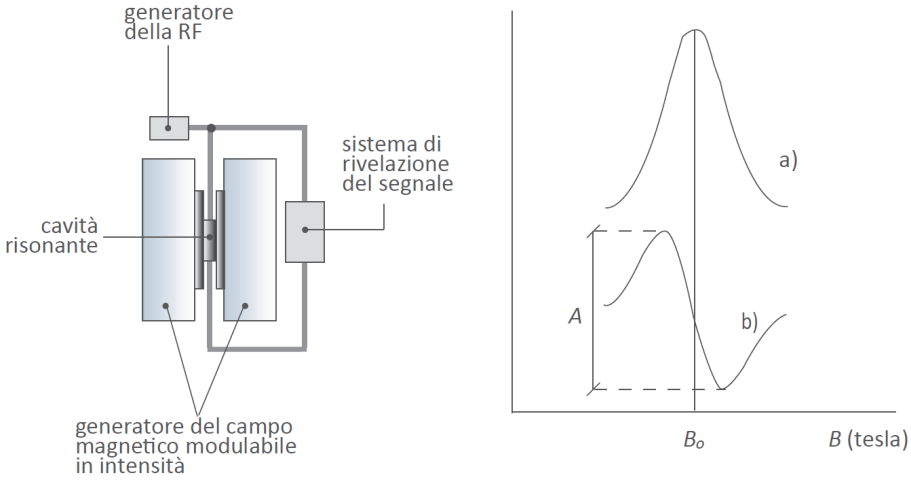


Figura 15.14 - Componenti principali di un sistema di misura per spettroscopia EPR. Un elettromagnete genera un campo magnetico statico che può essere modulato in intensità. La cavità risonante, al cui interno è inserito il campione di alanina, è alimentata, tramite una guida d'onda, da una radiofrequenza (RF) ed è collegata tramite un'ulteriore guida d'onda al rivelatore che misura la potenza assorbita dalla cavità al variare dell'induzione magnetica *B*. Le curve mostrano l'andamento del segnale di assorbimento al variare di *B* (curva a) e quello della derivata della curva integrale (curva b), che è quella di norma utilizzata per determinare l'ampiezza *A* del segnale da correlare alla dose assorbita

del fascio sul piano (x, y) a una data profondità z. Nelle misure di *PDD*, l'uso della pellicola posta trasversalmente al fascio sarebbe poco agevole poiché richiederebbe il posizionamento (contemporaneo o successivo) di numerose pellicole a diverse profondità, z, in un fantoccio d'acqua o di altro materiale. A evitare questa complicazione le misure di *PDD* mediante pellicole radiografiche sono solitamente eseguite ponendo una singola pellicola di sufficienti dimensioni (tipicamente 30 cm x 30 cm) non trasversalmente ma longitudinalmente all'asse del fascio di radiazione, come mostrato nell'esempio di figura 15.15. Per impedire che la pellicola si fletta essa viene inserita fra due lastre rigide, solitamente di plastica acqua-equivalente come il perspex, che vengono poi compresse fra loro. La pellicola radiografica con questo supporto è poi collocata all'interno di un fantoccio d'acqua per essere esposta al fascio di radiazione. Il fascio di radiazione incidente, normalmente collimato mediante un collimatore a sezione conica, impressiona la pellicola producendo un'immagine da cui, tramite misure di *OD* sulla pellicola, si possono determinare sia forma e dimensione del fascio che distribuzione di dose lungo il suo asse.

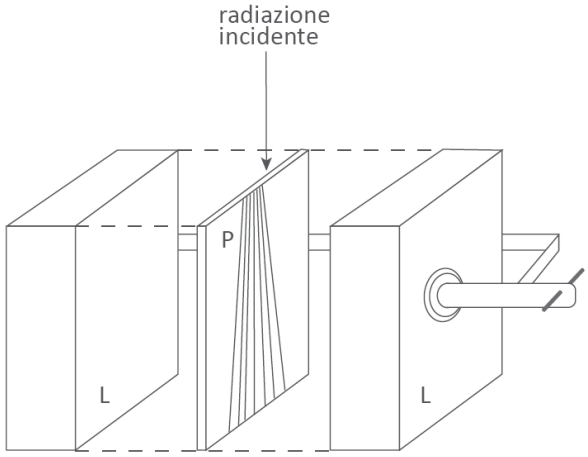


Figura 15.15 - Configurazione schematica di una pellicola radiografica (P) inserita in un supporto di plastica costituito da due lastre (L) che, una volta ravvicinate, la comprimono mantenendola ben tesa. La pellicola con il supporto viene collocata in un fantoccio d'acqua per essere esposta a un fascio collimato di radiazione alla profondità di interesse in acqua. Le misure di assorbimento ottico nella regione abbrunita della pellicola forniscono sia la forma e le dimensioni del fascio sia la distribuzione di dose lungo la sua direzione di propagazione

15.10 Il dosimetro di Fricke

Il dosimetro di Fricke è basato su un metodo di misura che afferisce alla categoria dei metodi di dosimetria chimica. Questi metodi si caratterizzano per il fatto che consentono di determinare la dose assorbita misurando le variazioni di caratteristiche chimico-fisiche indotte dalle radiazioni nel materiale che costituisce il rivelatore del dosimetro. I rivelatori di un dosimetro chimico possono essere costituiti sia da materiali solidi che liquidi.

I rivelatori solidi sono prevalentemente sostanze plastiche trasparenti, come ad esempio il perspex, in cui l'esposizione alle radiazioni induce reazioni radiochimiche che modificano delle proprietà di assorbimento ottico del mezzo. In pratica queste plastiche, una volta esposte alla radiazione, cambiano colore e l'intensità del colore assunto può essere correlata alla dose assorbita nel materiale. La dosimetria chimica in radioterapia è però basata essenzialmente su rivelatori liquidi, essendo quelli solidi meno accurati e soprattutto non sufficientemente sensibili per i campi di radiazione tipicamente usati in radioterapia. La bassa sensibilità è in realtà una caratteristica comune a tutti i dosimetri chimici e anche i dosimetri liquidi possono trovare impiego nella dosimetria in radioterapia solo in applicazioni particolari e comunque non frequenti.

Il dosimetro di Fricke è il più comune dei dosimetri chimici a rivelatore liquido ed è praticamente l'unico della categoria utilizzato per la dosimetria in radioterapia. Il mezzo di rivelazione di un dosimetro Fricke è costituito da una soluzione acquosa in cui i principali soluti sono tipicamente: $1\ \mathrm{mol\,m^{-3}}$ di solfato ferroso ($FeSO_4$) e $400\ \mathrm{mol\,m^{-3}}$ di acido solforico (H_2SO_4). È solitamente presente nella soluzione anche $1\ \mathrm{mol\,m^{-3}}$ di cloruro di sodio (NaCl) con la funzione di minimizzare gli effetti dell'eventuale presenza di impurezze organiche nella soluzione. L'acqua e i soluti devono essere di elevata purezza poiché ogni elemento estraneo a questa composizione può alterare il bilancio delle reazioni radiochimiche che sono indotte dalla radiazione ionizzante nella soluzione.

Il principio di funzionamento del dosimetro di Fricke è basato sul fatto che le radiazioni ionizzanti, quando interagiscono con vari tipi di sostanze, fra cui in particolare l'acqua, danno luogo alla formazione di prodotti chimicamente attivi. I radicali liberi sono fra le specie radiochimiche attive più importanti prodotte in queste reazioni radiochimiche. I prodotti che le radiazioni ionizzanti formano nell'acqua e che hanno maggior rilievo ai fini del funzionamento del dosimetro di Fricke, sono i radicali liberi H, HO_2 e OH e le molecole di perossido di idrogeno, H_2O_2. Questi prodotti interagiscono con gli ioni Fe^{2+}, che nell'acqua si trovano dissociati dagli ioni $SO_4{}^{2-}$, con il risultato di trasformare ioni ferrosi (Fe^{2+}) in ioni ferrici (Fe^{3+}). La trasformazione,

dovuta a processi di ossidazione indotti dai radicali liberi, ha luogo in base alla seguente catena di reazioni:

$$Fe^{2+} + OH \rightarrow Fe^{3+} + OH^{-}$$
$$H + O_2 \rightarrow HO_2$$
$$Fe^{2+} + HO_2 \rightarrow Fe^{3+} + HO_2^{-}$$
$$HO_2^{-} + H^{+} \rightarrow H_2O_2$$
$$Fe^{2+} + H_2O_2 \rightarrow Fe^{3+} + OH + OH^{-}$$

L'ossidazione degli ioni ferrosi e la loro conseguente trasformazione in ioni ferrici è indotta pertanto sia dai radicali liberi OH e HO_2 sia dalle molecole di perossido di idrogeno (H_2O_2), essendo sia le specie chimiche OH e HO_2 sia le molecole H_2O_2 prodotti di reazioni radiochimiche nell'acqua.
Per esprimere la quantità di un prodotto *X* ottenuto a seguito di reazioni radiochimiche si usa la grandezza *rendimento chimico della radiazione*, $G(X)$, definita come (cfr. ICRU 2011):

$$G(X) = \frac{n(X)}{\overline{\varepsilon}} \tag{15.42}$$

dove $n(X)$ è la quantità di sostanza di una specificata tipologia (come, ad esempio, un dato tipo di molecole) prodotta, modificata o distrutta a seguito di reazioni radiochimiche indotte da un dato tipo di radiazione ionizzante e $\overline{\varepsilon}$ è l'energia media depositata dalla radiazione nel mezzo in cui la quantità $n(X)$ è stata rilevata. L'unità di misura di $G(X)$ è pertanto $\mathrm{mol\,J^{-1}}$. Se una soluzione di Fricke viene uniformemente irradiata la dose assorbita, *D*, nella soluzione è data, in base alla (15.42), da:

$$D = \frac{|\Delta C_M|}{\rho\, G(X)} \tag{15.43}$$

dove ΔC_M ($\mathrm{mol\,m^{-3}}$) è la variazione della concentrazione molare del prodotto *X* conseguente all'irraggiamento della soluzione e ρ è la densità ($\mathrm{kg\,m^{-3}}$) della soluzione. Il prodotto *X* di cui si deve misurare la variazione è costituito, in un dosimetro di Fricke, dagli ioni ferrici (Fe^{3+}). Il metodo di misura della dose assorbita è basato sul fatto che la produzione di ioni ferrici (Fe^{3+}) nella soluzione irraggiata modifica le proprietà di assorbimento ottico della soluzione rispetto alla situazione prima dell'irraggiamento, in cui sono presenti solo gli ioni ferrosi (Fe^{2+}). Il dosimetro è costituito dalla soluzione posta in un contenitore le cui pareti devono essere sufficientemente pulite per non trasferire al liquido elementi estranei alla soluzione. Solitamente il contenitore della

soluzione di Fricke è costituito da piccole fiale di polietilene o di vetro molto sottile con volume dell'ordine di un centimetro cubico. Il contenitore della soluzione deve essere inoltre di materiale con densità, numero atomico efficace e spessore tali da non perturbare apprezzabilmente il campo di radiazione in acqua. In tal modo la risposta del rivelatore in termini di dose assorbita in acqua si può assumere ragionevolmente indipendente dall'energia della radiazione. Il dosimetro, dopo essere stato esposto alla radiazione, è portato in laboratorio dove la soluzione irraggiata è trasferita in un altro contenitore di piccole dimensioni e anch'esso privo di impurezze. Questo contenitore, le cui pareti sono di vetro sottile, è posto in uno spettrofotometro (cfr. § 8.3.4) tramite cui si determina la differenza di assorbimento esistente fra la soluzione irraggiata e l'analoga non irraggiata. Per la soluzione considerata le misure di assorbimento ottico sono fatte, di norma, usando un sottile fascio di radiazione ultravioletta con lunghezza d'onda di circa 304 nm.
Se I_i e I_{ni} sono, rispettivamente, l'intensità della radiazione UV trasmessa dalla soluzione irraggiata (i) e dalla medesima soluzione non irraggiata (ni), si ha (cfr. eq. 8.15):

$$\frac{I_i}{I_{ni}} = 10^{-\Delta(OD)} \tag{15.44}$$

dove $\Delta(OD)$ è la differenza fra la densità ottica, OD, (o assorbanza, A, cfr. § 8.3.4) della soluzione irraggiata e quella della soluzione non irraggiata. La variazione di densità ottica, $\Delta(OD)$, è direttamente proporzionale a ΔC_M (cfr. eq. 15.43) e può essere espressa dalla relazione:

$$\Delta(OD) = l\,\varepsilon_m\,\Delta C_M \tag{15.45}$$

dove l è la lunghezza del percorso che il fascetto di radiazione UV dello spettrofotometro compie nell'attraversare la cella di vetro in cui è contenuta la soluzione per le misure di OD ed ε_m è il coefficiente di assorbimento molare dello ione ferrico (Fe^{3+}). Il coefficiente ε_m (detto anche "coefficiente di estinzione molare") dà una misura della capacità che una data specie chimica, m, ha di assorbire una radiazione ottica di una data frequenza. Il coefficiente ε_m è definito come:

$$\varepsilon_m(\lambda) = \frac{OD}{C_M\, l} \tag{15.46}$$

dove OD è la densità ottica che si misura quando una radiazione di lunghezza d'onda λ attraversa uno spessore l di una soluzione in cui è presente una data specie chimica, m, con una concentrazione molare C_M. L'unità di misura di ε_m è $m^2\,mol^{-1}$. Il coefficiente $\varepsilon_m(\lambda)$ è caratteristico

della specie chimica e non dipende da C_M e da l. I valori sperimentali di $\varepsilon_m(\lambda)$ sono molto variabili poiché particolarmente influenzabili dalla sensibilità dello spettrofotometro e dalla temperatura. In base alla (15.45) e alla (15.46) la dose assorbita data dalla (15.43) si può esprimere come:

$$D = \frac{|\Delta(OD)|}{\rho\ \varepsilon_m G(Fe^{3+}) l} \tag{15.47}$$

e determinarla quindi tramite una misura di densità ottica OD. Alle energie della radiazione più frequentemente utilizzate in radioterapia la dose assorbita in una soluzione di Fricke si può ragionevolmente assumere uguale alla dose assorbita in acqua, D_w.

Per il dosimetro di Fricke è necessario tener presenti due limitazioni al suo impiego come mezzo di misura nella dosimetria corrente. La prima, di maggior rilievo, deriva dalla difficoltà ad assicurare sia la purezza richiesta per la soluzione sia l'assenza di elementi estranei all'interno del suo contenitore. L'ulteriore limitazione deriva dal fatto che la sensibilità del dosimetro di Fricke è molto bassa. Il valore di $G(Fe^{3+})$ per una soluzione di solfato ferroso è dell'ordine di 10^{-6} mol J^{-1}. Da ciò consegue che in una soluzione irraggiata con una dose assorbita di 1 Gy, sono prodotte circa 10^{-6} moli di ioni ferrici (Fe^{3+}) in 1 kg di soluzione. Si tratta dunque di fare misure di densità ottica corrispondenti a concentrazioni molto piccole. I metodi spettrofoto-metrici usati per tali misure, pur abbastanza sensibili, escludono comunque la possibilità di misurare dosi di radiazione medio basse. Il limite inferiore di dose assorbita misurabile con un dosimetro di Fricke è infatti di circa 40 Gy, un valore di gran lunga superiore ai valori minimi di dose misurabili con tutti gli altri rivelatori usati per la dosimetria in radioterapia e comunque abbastanza più elevato dei valori di dose che abitualmente vengono misurati nelle applicazioni in radioterapia.

Il dosimetro di Fricke è d'altra parte di particolare utilità nei casi in cui si debbano fare misure dosimetriche con esposizioni prolungate, quindi con elevati valori di D_w, e, soprattutto, nei casi in cui è necessario misurare D_w in fasci di radiazione ad alta dose per impulso. La risposta del dosimetro di Fricke è infatti indipendente dalla dose per impulso, a differenza di altri rivelatori come le camere a ionizzazione (cfr. § 15.3.2.c). Per queste applicazioni e in generale in tutti i casi in cui è richiesta una buona accuratezza dosimetrica, il dosimetro di Fricke è di norma preparato presso laboratori specializzati, come gli istituti metrologici. Da questi ultimi, il dosimetro viene distribuito ai centri utilizzatori opportunamente tarato, in modo da evitare all'utilizzatore il compito di selezionare i corretti parametri ε_m e $G(Fe^{3+})$ (cfr. eq. 15.47) il cui valore può essere affetto da un'incertezza piuttosto elevata. Viene

pertanto fornito dagli istituti metrologici un coefficiente di taratura del dosimetro di Fricke, N_D, tale che la determinazione di D_w non richieda l'applicazione della (15.47) ma dell'espressione più semplice:

$$D_w = \left|\Delta(OD)\right| \cdot N_D \qquad (15.48)$$

In tal caso anche la misura di densità ottica $\Delta(OD)$, viene fatta di norma presso gli istituti metrologici cui il dosimetro viene inviato per la determinazione di $\Delta(OD)$, dopo essere stato esposto al fascio di radiazione dell'utilizzatore. L'incertezza complessiva su D_w determinata tramite la (15.48) può essere contenuta entro il 2% (1σ) che è un'incertezza minore di quella che può derivare dall'uso della (15.47) da parte di laboratori non specialistici.

15.11 Dosimetri a gel

I dosimetri a gel fanno parte, come il dosimetro di Fricke, della categoria dei dosimetri chimici (cfr. § 15.10). Il rivelatore di un dosimetro a gel è formato da una sostanza gelatinosa entro cui sono uniformemente introdotte sostanze sensibili alla radiazione ionizzante in quanto in esse vengono indotte, da parte della radiazione, reazioni radiochimiche. Queste reazioni danno luogo nel materiale del rivelatore a modificazioni chimico-fisiche di cui è possibile misurare l'entità da correlare alla dose assorbita nel rivelatore esposto alla radiazione.
La funzione della sostanza gelatinosa è quella di agire come supporto capace di stabilizzare spazialmente le sostanze sensibili alla radiazione che sono in essa disperse. La stabilità spaziale delle sostanze sensibili consente di determinare anche la distribuzione spaziale della dose nel materiale irraggiato. La caratteristica principale di un dosimetro a gel è infatti la possibilità di ricostruire nelle tre dimensioni spaziali la distribuzione della dose assorbita nella volume rivelatore.
I rivelatori a gel sono essenzialmente di due tipi: quelli a polimeri e quelli a solfato ferroso (questi ultimi denotati anche come rivelatori a gel di Fricke per le sue analogie con il dosimetro di Fricke).
Un rivelatore con gel a polimeri si ottiene realizzando un complesso costituito da acqua miscelata opportunamente con una sostanza come l'agarosio o l'alcol polivinilico (PVA). Nella gelatina così ottenuta viene poi dispersa omogeneamente una data quantità di un monomero come l'acrilammide o l'idrossietilacrilato. Le percentuali tipiche di queste tre componenti principali del rivelatore sono variabili fra l'80% e il 90% per l'acqua, fra il 5% e il 10% per l'agarosio o il PVA e fra il 3% e il 6% per il monomero.
Un rivelatore con gel a solfato ferroso (o a gel di Fricke) è costituito da un complesso gelatinoso le cui componenti principali sono una

soluzione acquosa di solfato ferroso e la sostanza gelificante (come l'agarosio) con cui la soluzione viene miscelata. La soluzione di solfato ferroso è simile alla soluzione del dosimetro di Fricke (cfr. § 15.10).
I due tipi di rivelatori a gel differiscono fra loro per le specifiche modificazioni chimico-fisiche in essi indotte dalle radiazioni ionizzanti, ma hanno in comune i metodi con cui queste modificazioni sono misurate. In entrambi i rivelatori è comune il processo iniziale indotto dalla radiazione, ovvero la radiolisi dell'acqua con la formazione di specie chimiche attive come i radicali liberi. Nel rivelatore con gel a solfato ferroso, i prodotti di queste reazioni radiochimiche danno luogo alla trasformazione degli ioni ferrosi in ioni ferrici con un processo del tutto simile a quello del dosimetro di Fricke (cfr. § 15.10). Nel rivelatore con gel a polimeri i prodotti delle reazioni radiochimiche nell'acqua hanno come effetto finale la polimerizzazione dei monomeri presenti nella sostanza del rivelatore. La polimerizzazione è dovuta ad alcuni radicali liberi che reagendo con i monomeri formano radicali monomeri che a loro volta inducono processi di polimerizzazione che terminano con la formazione di polimeri stabili. L'eventuale presenza di ossigeno disciolto nella sostanza gelatinosa del rivelatore fa diminuire questi processi poiché l'ossigeno è un forte inibitore di radicali liberi e quindi della polimerizzazione nel rivelatore. L'assenza di ossigeno è perciò una condizione che deve essere assicurata nella fase di produzione e di conservazione di questo tipo di rivelatore a gel.
La quantità di ioni ferrici o di polimeri, prodotti nel dosimetro con gel a solfato ferroso o in quello con gel a polimeri, è, in entrambi i casi, proporzionale alla dose assorbita nel dosimetro esposto alla radiazione. La misura della dose assorbita, o di parametri a essa correlati, fornisce quindi un segnale, M, che, a seguito di un'opportuna taratura del dosimetro, permette di determinare la dose assorbita in acqua, essendo l'acqua il principale costituente di questo tipo di rivelatori.
La quantità di ioni ferrici prodotti nel dosimetro con gel a solfato ferroso e la quantità di polimeri prodotti nel dosimetro con gel a polimeri, possono essere misurate con diversi metodi quali la risonanza magnetica nucleare (NMR), l'assorbimento ottico e quello con raggi x, l'assorbimento con ultrasuoni e la spettroscopia vibrazionale. I primi due metodi sono tuttavia quelli più diffusi.
Il metodo dell'assorbimento ottico è basato su misure di densità ottica, OD, analoghe a quelle descritte per i dosimetri di Fricke (cfr. § 15.10). Nel gel a solfato ferroso la radiazione ionizzante causa la formazione di ioni ferrici in misura crescente con la dose assorbita nel rivelatore. La densità ottica, OD, che si misura di norma con un fascio di radiazione con frequenze nella regione dell'UV è diversa nel gel irraggiato rispetto a quello non esposto a radiazioni ionizzanti. La diversità nell'assorbimento

è causata dal diverso tipo di ioni – ferrosi e ferrici – presenti nel gel prima e dopo l'irraggiamento, rispettivamente. La densità ottica misurata in un gel a solfato ferroso (o gel di Fricke) risulta più elevata, a parità di altre condizioni, rispetto a quella che si misura in una soluzione acquosa di Fricke (cfr. § 15.10). Ciò rende il dosimetro a gel più sensibile di quello a soluzione acquosa. Nel gel a polimeri la differenza di densità ottica, $\Delta(OD)$, misurata con un fascio di luce (con lunghezza d'onda fra 500 nm e 600 nm) prima e dopo l'irraggiamento del gel, deriva dal diverso grado di opacità che la radiazione ionizzante induce nel gel in misura crescente con la dose assorbita nel rivelatore. In entrambi i tipi di gel la dose assorbita nel rivelatore, costituito prevalentemente da acqua, è approssimabile alla dose assorbita in acqua, D_w. Per la determinazione di D_w è necessario che i dosimetri abbiano un coefficiente di taratura, N_D, tale che la dose assorbita in acqua, D_w, si possa ottenere da una relazione simile alla (15.48).
L'impiego della NMR per applicazioni dosimetriche mediante gel a solfato ferroso è reso possibile dal fatto che l'irraggiamento del gel dà luogo alla formazione di nuove specie, quali gli ioni ferrici, con elettroni spaiati e dotate quindi di un momento magnetico diverso da zero. L'elevato momento magnetico tipico di queste specie paramagnetiche dà luogo a un campo magnetico locale di intensità tale da far variare sensibilmente il momento magnetico dei protoni degli elementi che si trovano dissolti nelle vicinanze di questi ioni paramagnetici e che hanno un momento magnetico nucleare diverso da zero. L'idrogeno dell'acqua presente nel gel è il principale di questi elementi. L'entità di queste variazioni è elevata poiché il momento magnetico dell'elettrone è molto più elevato di quello del protone. Inoltre l'entità di queste variazioni è diversa quando a causarla sono gli ioni ferrici (la cui quantità è peraltro correlabile alla dose assorbita) anziché gli ioni ferrosi, esistenti nel gel prima e dopo l'irraggiamento. Tali variazioni sono quelle che permettono di utilizzare la NMR come metodo dosimetrico in quanto esse alterano i valori di alcuni parametri tipici di una misura di NMR. L'ampiezza del segnale NMR che si misura è infatti correlata all'entità del cambiamento di questi parametri che a sua volta è funzione della dose assorbita nel rivelatore ovvero a D_w.
Nei gel a polimeri l'impiego della NMR per applicazioni dosimetriche è invece reso possibile dal fatto che gli aggregati polimerizzati, formatisi in misura proporzionale alla dose assorbita a seguito dell'irraggiamento del gel, riducono la mobilità delle molecole d'acqua presenti nelle loro vicinanze. Questa variazione di mobilità influenza i parametri di misura tipici della NMR dell'acqua presente nel gel. L'entità del segnale NMR misurato è quindi correlabile alla dose assorbita in quanto l'ampiezza del segnale dipende dalla quantità di molecole d'acqua contenuta negli

aggregati polimerizzati la cui entità dipende a sua volta da D_w. I segnali NMR che si misurano per scopi dosimetrici, sia nei gel a solfato ferroso che in quelli a polimeri, sono direttamente correlati a due parametri, i tempi di rilassamento T_1 e T_2, caratteristici del fenomeno della NMR in un dato materiale, nel caso specifico costituito dal gel dosimetrico.
Il fenomeno della NMR ha luogo in sistemi in cui sono presenti elementi con nuclei dotati di un momento angolare e di un momento magnetico. I nuclei dotati di queste caratteristiche sono quelli costituiti da un numero dispari di protoni e/o di neutroni (quindi con uno spin diverso da zero). Fanno quindi parte di questa categoria i nuclei degli atomi di ^{13}C, ^{19}F, ^{31}P, ^{43}Ca e, in particolare, quelli dell'idrogeno poiché composti da un solo protone il quale ha un numero quantico di spin m = ½. Pertanto, analogamente a quanto avviene per l'elettrone, anche per il protone il momento magnetico totale, μ, può assumere due possibili orientamenti se viene immerso in un campo magnetico costante, B. Gli orientamenti di μ possono essere paralleli o antiparalleli alla direzione di B, corrispondenti ai due stati di energia resi possibili dal fatto che m può assumere i valori +½ e −½. L'energia potenziale associata al momento magnetico totale del protone è data da $E = -\mu B$ dove $\mu = m(h/2\pi)\gamma$, essendo γ il rapporto giromagnetico, una costante fondamentale il cui valore è specifico di ciascun nucleo (nel caso in esame l'idrogeno). Il valore di E è minimo se μ e B sono paralleli (m = ½), mentre è massimo se sono antiparalleli (m = −½). La differenza fra le energie corrispondenti ai due possibili due orientamenti di μ risulta dunque data da:

$$\Delta E = \gamma \frac{h}{2\pi} B \qquad (15.49)$$

Se un nucleo di idrogeno con energia potenziale corrispondente allo stato più stabile (m = ½) assorbe un'energia pari a ΔE, esso passa allo stato energetico superiore e più instabile. Quando poi il protone ritorna allo stato più stabile la stessa energia ΔE viene riemessa sotto forma di un'onda elettromagnetica con una frequenza di risonanza, la frequenza di Larmor, data da: $\nu_L = \gamma B$. Il rapporto giromagnetico γ indica quindi la frequenza di assorbimento, nonché quella di emissione, per l'idrogeno quando esso è immerso in un campo magnetico con induzione magnetica unitaria. La differenza di energia ΔE tra lo stato stabile e lo stato instabile aumenta per valori maggiori di B. Con una modulazione del valore dell'induzione magnetica, B, è quindi possibile aumentare l'energia ΔE. La differenza di energia ΔE deve essere elevata se si vuole anche avere un'elevata energia di emissione. Ciò si ottiene sia aumentando l'induzione B sia considerando per la misura quei nuclei con valori più elevati di γ. Questo è uno dei motivi per cui, fra gli elementi dotati di

spin diverso da zero, l'idrogeno è il più vantaggioso per misure di NMR. L'idrogeno infatti, oltre a essere un elemento abbondante in molte sostanze (nei tessuti biologici così come nel mezzo acquoso dei rivelatori a gel) ha anche il più alto valore della costante γ. La transizione fra i due stati di energia può essere indotta facendo incidere, con opportune modalità, onde elettromagnetiche a radiofrequenza sui nuclei di idrogeno. Se si modulano queste onde in modo che la loro frequenza ν sia esattamente uguale a ν_L, la probabilità di assorbimento di energia da parte del complesso dei nuclei di idrogeno ha un massimo (assorbimento risonante). Ciò fa sì che il momento magnetico totale μ del protone passi dall'orientamento parallelo a quello antiparallelo a B. In pratica, fornendo energia ai nuclei di idrogeno mediante un campo elettromagnetico alla frequenza di Larmor, un certo numero di essi acquisterà energia sufficiente per effettuare la transizione dallo stato energetico inferiore a quello superiore.
Quando le onde a radiofrequenza cessano di incidere sui nuclei di idrogeno eccitati, il sistema tende a ritornare nella sua condizione di equilibrio, poiché ogni sistema privo di sollecitazioni esterne tende sempre al suo stato di equilibrio o di minima energia. Nel portarsi verso questa condizione il sistema cede l'energia precedentemente assorbita emettendo onde elettromagnetiche. Se si dispone opportunamente una bobina ricevente nel mezzo considerato, le onde elettromagnetiche di diseccitazione emesse dai protoni generano in essa per induzione (in base alla legge di Faraday-Neumann) una corrente elettrica alternata (essendo di natura oscillante il campo che la genera). Tale corrente costituisce il segnale NMR di cui si misura l'ampiezza e la durata. Il segnale NMR è transitorio in quanto dura solo per il periodo necessario affinché il momento magnetico totale del sistema instabile dei protoni ritorni al suo valore iniziale di equilibrio.
I processi con cui il sistema eccitato si riporta, con andamento esponenziale, al suo stato di magnetizzazione iniziale sono due, noti come: il rilassamento trasversale, o "spin-spin" e il rilassamento longitudinale, o "spin-reticolo". Entrambi i processi di smorzamento sono causati dallo sfasamento che ha luogo nel moto di precessione dei momenti magnetici dei protoni intorno alla direzione di B durante la transizione dall'orientamento antiparallelo a quello parallelo alla direzione di B. Nel processo di rilassamento "spin-reticolo" questo sfasamento interessa il momento magnetico di ciascun nucleo di idrogeno rispetto al momento magnetico del sistema costituito dai nuclei del "reticolo", ovvero dall'insieme dei nuclei circostanti con il cui campo magnetico complessivo, il momento magnetico del singolo nucleo di idrogeno interagisce e può scambiare energia. Nel processo di rilassamento "spin-spin" lo sfasamento interessa il momento magnetico

di ciascun nucleo di idrogeno rispetto a quello del singolo nucleo a esso vicino. Nuclei con una identica frequenza di precessione ma con un diverso stato quantico possono reciprocamente scambiarsi energia. La conseguente eccitazione di uno di essi con la diseccitazione dell'altro porta infine a uno sfasamento dei loro rispettivi moti di precessione intorno alla direzione di B. I meccanismi di rilassamento "spin-reticolo" e "spin-spin" sono caratterizzati, rispettivamente, dalle costanti di tempo T_1 e T_2, che corrispondono alla vita media dell'insieme dei nuclei di idrogeno nello stato eccitato, in relazione ai due distinti processi di rilassamento.

I valori dei tempi di rilassamento, T_1 e T_2, variano notevolmente in funzione del tipo di molecola prevalente nel mezzo analizzato. I diversi valori dei tempi di rilassamento sono dovuti alla maggiore o minore rapidità con cui si realizza la dispersione di fase dei momenti magnetici nucleari delle varie molecole. Ad esempio nelle sostanze con prevalenza di macromolecole la dispersione di fase avverrà molto rapidamente poiché la rigidità di queste strutture molecolari permette una più efficace interazione fra i campi magnetici molecolari. Al contrario nel caso di campioni liquidi la coerenza di fase sarà mantenuta a lungo.

In generale i valori dei tempi di rilassamento, T_1 e T_2, dipendono dalle proprietà elettromagnetiche del micro ambiente nel quale sono immersi i protoni e quindi dai composti chimici cui i protoni appartengono e che si trovano nelle loro immediate vicinanze. Una maggior presenza nel mezzo di molecole d'acqua, che con le loro piccole dimensioni hanno una elevata mobilità, rende meno probabili gli scambi di energia e quindi aumenta i

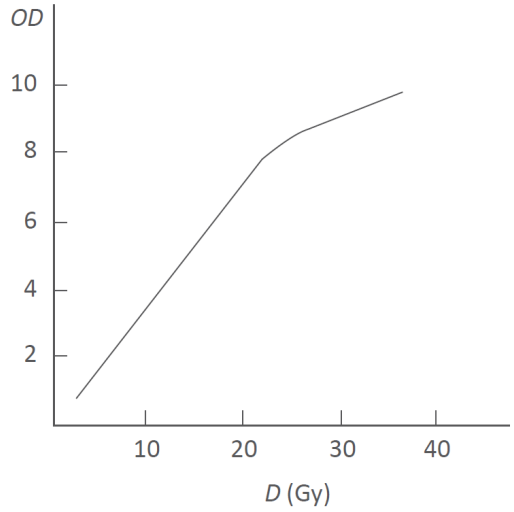


Figura 15.16 – Andamento tipico del segnale di assorbimento ottico, *OD*, di un dosimetro con gel a solfato ferroso in funzione della dose assorbita in acqua, *D*

tempi di rilassamento. Viceversa la presenza nel mezzo di molecole di grandi dimensioni, caratterizzate da minore mobilità, rende i tempi di rilassamento dei protoni più brevi. La misura dei tempi T_1 e T_2 consente perciò di identificare la presenza e il diverso contenuto di particolari specie nucleari all'interno di determinati materiali, essendo i valori di T_1 e T_2 del protone caratteristici del mezzo in cui i nuclei di idrogeno sono presenti. Ciò rende possibile utilizzare la NMR in base a quanto prima descritto, anche per scopi dosimetrici.
Il metodo dosimetrico basato sulla NMR è applicabile a entrambi i tipi di dosimetri, sia quello a polimeri che quello a solfato ferroso, e utilizza il fatto che i tempi di rilassamento T_1 e T_2 dei protoni dell'idrogeno dell'acqua presente nel gel, sono fra loro diversi se misurati nel gel irraggiato e in quello non esposto a radiazione. In particolare, i valori di T_1 e di T_2 misurati nel gel irraggiato sono sensibilmente minori di quelli relativi al gel non irraggiato e sono correlati alla dose assorbita nel gel ovvero alla dose assorbita in acqua, D_w. Per un dosimetro tarato, si ha quindi:

$$D_w = M\, N_D \tag{15.50}$$

dove N_D è il coefficiente di taratura del dosimetro, a una data qualità della radiazione.
I gel a polimeri e a solfato ferroso hanno una risposta lineare per misure di D_w entro un intervallo che, per i due tipi di gel, è mediamente compreso fra 1 Gy e 30 Gy se le misure sono fatte con la tecnica NMR. Se si usa per le misure di D_w la tecnica dell'assorbimento ottico, l'intervallo di linearità della risposta per i entrambi i tipi di gel risulta generalmente più ristretto, di norma non oltre 20 Gy, e variabile in funzione del tipo di gel. Sia la sensibilità che l'intervallo di linearità dei due tipi di dosimetri possono dipendere dalle modalità di preparazione del gel oltreché dalla temperatura di misura e dalle modalità di conservazione dei dosimetri. Alcuni esempi di risposta di un dosimetro con gel a polimeri e con gel a solfato ferroso per i quali sono usate, rispettivamente, le tecniche di misura ad assorbimento ottico e a NMR, sono mostrati nelle figure 15.16 e 15.17.
Per entrambi i tipi di dosimetro e le tecniche di misura, l'incertezza nella determinazione di D_w è di norma compresa fra il 3% e il 5% (1σ) in funzione del metodo di misura, del tipo di preparazione del dosimetro e del valore di dose misurato. Sia i gel a polimeri che quelli a solfato ferroso hanno una risposta indipendente dal rateo di dose assorbita e dalla dose per impulso. La risposta dei dosimetri a gel, in particolare di quello a solfato ferroso, in fasci di particelle cariche pesanti, dipende dal LET relativo alle particelle. Questa dipendenza si evidenzia maggiormente nella regione del picco di Bragg dove il LET può variare di molto. Con i dosimetri a gel è possibile effettuare misure dirette, sia

con la tecnica NMR che con quella ad assorbimento ottico, delle distribuzioni di dose in tre dimensioni in un mezzo (il gel acquoso) il cui numero atomico efficace è sostanzialmente simile a quello dell'acqua.
I rivelatori a gel, pur caratterizzati da diversi aspetti positivi, sono tuttavia ancora affetti da alcuni inconvenienti che nel tempo dovrebbero trovare completa soluzione. Nel gel a solfato ferroso sono ancora da risolvere alcuni problemi legati alla mancata stabilità spaziale degli ioni ferrici all'interno della matrice gelatinosa. La diffusione di questi ioni rende instabili nel tempo i profili di distribuzione di dose. Il gel a polimeri presenta d'altra parte problemi di dipendenza della risposta dalla temperatura durante la fase di lettura e problemi di costi derivanti sia dalla preparazione del gel, sia dall'attrezzatura sperimentale molto più complessa del sistema di lettura associato al metodo ad assorbimento ottico.

15.12 Dosimetri per la radiodiagnostica

I sistemi di misura usati per la dosimetria nei fasci radiazione per diagnostica – prevalentemente fasci di raggi *x* con energia inferiore a 250 keV – sono basati essenzialmente sulle camere a ionizzazione e sui dosimetri a termoluminesceza (TLD). In misura minore si utilizzano i rivelatori a stato solido, come i diodi al silicio (cfr. § 15.5), e le pellicole radiografiche (cfr. § 15.9). Nei casi in cui la dosimetria interessa campi di radiazione particolarmente intensi (come nella radiologia interventistica)

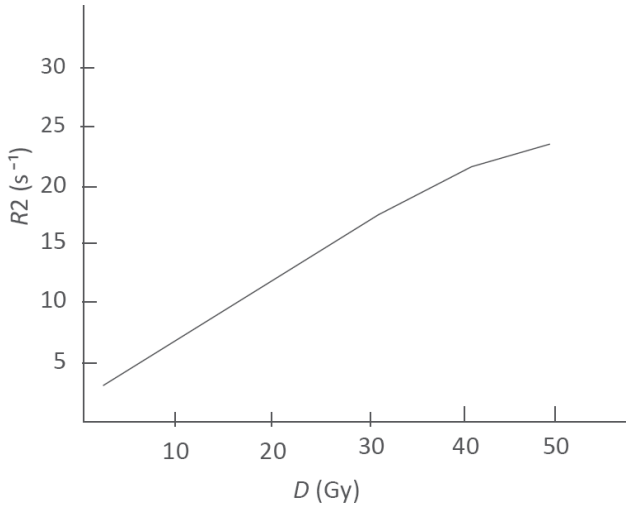


Figura 15.17 - Andamento tipico del segnale NMR di un dosimetro con gel a polimeri in funzione della dose assorbita in acqua, *D*. La grandezza, *R*2, mediante cui è espresso il segnale NMR, è l'inverso del tempo di rilassamento T_2

sono usate anche le pellicole radiocromiche (cfr. § 15.6).
In generale la dosimetria in radiodiagnostica riguarda misure di dosi e di ratei di dose meno elevati rispetto ai valori tipici della radioterapia. I valori del rateo di kerma in aria con cui si effettuano i più diffusi tipi di esami radiodiagnostici variano fino a circa: 10 $\mathrm{mGy\,s^{-1}}$ per la diagnostica convenzionale, 100 $\mathrm{mGy\,s^{-1}}$ per la mammografia, 500 $\mathrm{mGy\,s^{-1}}$ per gli esami TC. I rivelatori più adatti a questo scopo devono essere dotati di una sensibilità maggiore rispetto a quelli usualmente impiegati per la dosimetria in radioterapia. Un'altra caratteristica essenziale nei dosimetri per radiodiagnostica rispetto a quelli per radioterapia è la bassa dipendenza della loro risposta dall'energia dei raggi *x*. A energie inferiori ai 250 keV i coefficienti di interazione dei raggi *x* dipendono fortemente dal numero atomico del materiale di cui è composto il rivelatore e, se questo differisce apprezzabilmente da quello del mezzo cui la grandezza di misura *G* si riferisce, ciò si traduce in una pronunciata variazione della risposta $R_{E,G}$ del rivelatore (cfr. § 8.2) al variare dell'energia. Le principali grandezze dosimetriche di interesse nella radiodiagnostica (cfr. cap. 14) si possono determinare a seguito di una misura di kerma in aria. Pertanto i rivelatori dei sistemi dosimetrici usati a questo scopo devono essere caratterizzati da un numero atomico efficace (cfr. § 3.2.5) prossimo a quello dell'aria al fine di minimizzare la dipendenza della loro risposta $R_{E,G}$ dall'energia dei fotoni.
I rivelatori a stato solido, le pellicole radiografiche e le pellicole radiocromiche usati nella dosimetria in radiodiagnostica non hanno particolari diversità rispetto agli analoghi rivelatori usati nella radioterapia. Vale quindi per essi quanto descritto in precedenza in riferimento alla dosimetria in radioterapia.
È utile invece accennare ad alcune specificità che sono tipiche delle camere a ionizzazione e dei TLD allorché essi sono impiegati espressamente per la dosimetria in radiodiagnostica.

Dosimetria con camere a ionizzazione

Le camere a ionizzazione usate per la dosimetria in radiodiagnostica, pur analoghe a quelle impiegate nella dosimetria in radioterapia (cfr. § 15.3), hanno alcune specificità nelle caratteristiche costruttive. La gran parte di queste camere sono del tipo a elettrodi piani e paralleli, simili a quella descritta nella figura 15.2. Tuttavia, mentre le camere usate in radioterapia sono costruite con materiali il più possibile "tessuto-equivalenti" o "acqua-equivalenti", le camere per radiodiagnostica devono essere realizzate possibilmente con materiali "aria-equivalenti", poiché la grandezza che tramite esse si misura è essenzialmente il kerma in aria.
Le camere a ionizzazione a elettrodi piani e paralleli, usate per la dosimetria negli esami mammografici, devono inoltre essere dotate di

una finestra di ingresso molto sottile affinché la radiazione *x* di bassa energia (inferiore a 40 keV) tipica di questi esami non venga sensibilmente attenuata.
Particolari caratteristiche costruttive sono necessarie per le camere a ionizzazione usate per la misura della grandezza P_{KA} ("prodotto kerma-area", cfr. cap. 14). Esse sono del tipo a elettrodi piani e paralleli ma, a differenza delle più comuni camere di questo tipo dotate di elettrodi di area molto piccola, esse sono camere i cui elettrodi hanno un'area sufficientemente grande da poter intercettare totalmente il fascio di radiazione *x* al variare delle sue dimensioni. La superficie degli elettrodi di queste camere può quindi essere anche dell'ordine di 100 cm^2. Poiché le misure del prodotto kerma-area possono essere effettuate anche nel corso degli esami diagnostici, quindi nel fascio di radiazione in ingresso prima che esso incida sul paziente, le camere usate a tale scopo devono essere del tipo a trasmissione, come quella descritta nella figura 15.3. Una camera a trasmissione, i cui elettrodi sono entrambi sottili, consente infatti alla radiazione di attraversare il rivelatore per poi incidere sul paziente, senza che il suo spettro di energia e la sua fluenza subiscano un'apprezzabile attenuazione. Le camere a trasmissione con elettrodi di larga superficie sono inoltre utilizzate anche per la dosimetria negli esami diagnostici mediante fluoroscopia. In tal caso gli elettrodi, oltre a essere particolarmente sottili, devono essere realizzati con fogli trasparenti alla luce affinché sia possibile monitorare con un fascio luminoso la superficie del paziente effettivamente attraversata dal fascio di radiazione.
Nella dosimetria dei fasci di raggi *x* usati negli esami tomografici (TC), dove la grandezza di interesse è il "prodotto kerma-lunghezza", P_{KL}, (cfr. cap. 14), si utilizza un particolare tipo di camere a ionizzazione a geometria cilindrica come quella descritta nella figura 15.1, ma con una lunghezza molto maggiore delle tipiche camere a cavità del tipo "a ditale". La lunghezza delle camere cilindriche per misure di P_{KL} può essere anche superiore a 10 cm, una dimensione molto maggiore di quella tipica, qualche centimetro, delle camere a cavità per la dosimetria in radioterapia. Per questa particolare forma allungata le camere per misure di P_{KL} sono denominate anche camere a stilo (pencil chamber). Per la misura di P_{KL} in relazione a una TC, la camera a stilo è posta in posizione parallela all'asse di rotazione del sistema a scansione e quindi perpendicolare all'asse del fascio di raggi *x*. La camera è inoltre solitamente posta all'interno di un fantoccio di forma cilindrica e di materiale plastico tessuto-equivalente in modo da simulare le proprietà di attenuazione e diffusione della radiazione da parte dell'organo del paziente sottoposto alla TC. Uno schema della configurazione sperimentale per misure di P_{KL} in un impianto per TC è mostrato nella

figura 15.18. In ciascuna singola scansione il fascio di raggi *x*, un sottile fascio collimato, intercetta solo una piccola parte, intorno al 10%, della lunghezza complessiva della camera.
Nelle camere per diagnostica mediante TC il contributo della risposta della camera relativo alle diverse porzioni di volume lungo l'asse principale del rivelatore deve essere uniforme e indipendente dall'energia della radiazione. In sostanza una camera a stilo deve essere costruita in modo da avere un'efficienza costante lungo tutto il suo volume attivo, requisito di norma non necessario per qualsiasi altro tipo di camera a ionizzazione sia per radioterapia che per radiodiagnostica.
La taratura delle camere a ionizzazione per la dosimetria nelle diverse condizioni della radiodiagnostica, deve essere effettuata avendo cura che le qualità di radiazione *x* di taratura siano il più possibile simili a quelle prodotte negli impianti di diagnostica. Questa condizione è particolarmente importante a causa della bassa energia della radiazione *x* usata negli esami diagnostici, soprattutto in mammografia, e della possibilità che la risposta della camera in funzione dell'energia non sia sempre rigorosamente costante.
Se la camera a stilo è utilizzata per misure di P_{KL} in fasci di raggi *x* per effettuare TC a scansione (cfr § 14.5.2), è necessario sapere se il coefficiente di taratura della camera, $N_{P_{KL}} = P_{KL}/M$, sia costante o variabile in funzione del tratto L di rivelatore esposto ai raggi *x*. Il certificato di

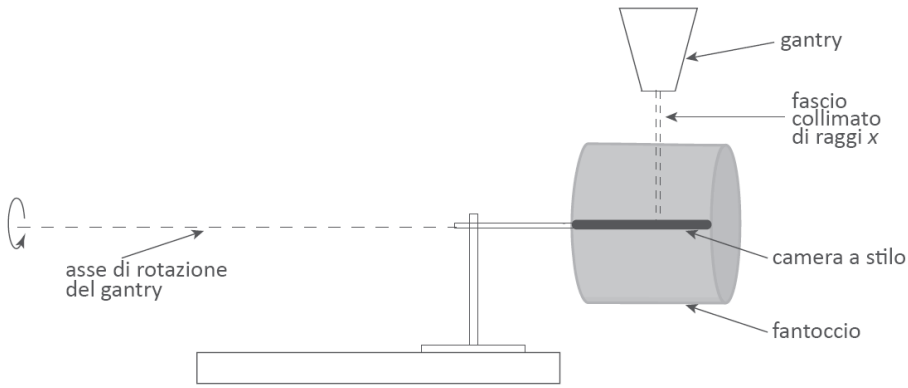


Figura 15.18 - Schema della disposizione sperimentale di una camera a stilo per misure di P_{KL} in fantoccio negli esami TC. Il fascio sottile di raggi *x* è generato da una macchina a raggi *x* il cui gantry ruota, in ogni singola scansione, intorno a un asse lungo cui è posizionato il rivelatore. La dosimetria con la camera a stilo tiene conto sia del fascio diretto che della radiazione diffusa dal fantoccio

taratura della camera specifica, in generale, il valore dalla larghezza del fascio usato in taratura, ma potrebbe non indicare se $N_{P_{KL}}$ varia al variare della regione irradiata della camera.
Le camere a ionizzazione per la dosimetria in radiodiagnostica richiedono, così come quelle usate per la dosimetria in radioterapia, la determinazione dei diversi fattori correttivi ($k_{T,P}$, k_{sat}, k_{pol}) sul segnale di carica per tener conto degli effetti descritti nel paragrafo 15.3.

Dosimetria con TLD

Le proprietà dosimetriche dei rivelatori a termoluminescenza (TLD) sono state già descritte nei paragrafi precedenti in relazione alle loro caratteristiche generali e al loro impiego per la dosimetria in radioprotezione e in radioterapia (cfr. § 8.3.3 e § 15.4). Riguardo al loro impiego nella dosimetria in radiodiagnostica, è importante tener presente che i TLD possono essere posti direttamente sulla superficie del paziente senza particolari problemi per la sua sicurezza. In tal modo essi possono misurare sia la radiazione diretta che quella diffusa dal paziente, senza modificare apprezzabilmente l'immagine radiologica, grazie alle loro piccole dimensioni.
I TLD più idonei per la dosimetria in radiodiagnostica sono quelli realizzati con il fluoruro di litio (LiF) e con il tetraborato di litio ($Li_2B_4O_7$). In questi TLD sono contemporaneamente presenti le seguenti proprietà: ridotta dipendenza della risposta dall'energia dei raggi *x*, basso svuotamento delle trappole (fading) a temperatura ambiente, adeguata sensibilità alle basse dosi fino a circa 500 μGy, linearità della risposta in funzione della dose. L'unico svantaggio di questi rivelatori è dovuto al fatto che essi non forniscono un segnale in tempo reale durante il loro irraggiamento e che la loro misura debba essere eseguita, come già descritto in precedenza, solo successivamente alla loro esposizione alla radiazione.

Bibliografia

Rossi B. B., Staub H. H., *Ionization Chambers and Counters*, McGraw-Hill, New York, 1949.

Price W. J., *Nuclear Radiation Detection*, McGraw-Hill, New York, 1958.

Fowler J. F., *Solid state electrical conductivity dosimeters* in F. H. Attix, W. C Roesch (Eds), Radiation Dosimetry, Vol II – Instrumentation, Academic Press, 1966.

Attix F. H., Roesch W. C (Eds), *Radiation Dosimetry*, Vol II, Academic Press, 1966.

ICRU Report 34, *The Dosimetry of Pulsed Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1982.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, New York, 1986.

Boag J. W., *Ionization chambers* in Kase K. R., Bjärngard B. E., Attix F. H. (Eds), The Dosimetry of Ionizing Radiation, Vol. II, Academic Press, 1987.

Leo W. R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, 1992.

ICRU Report 74, *Patient Dosimetry for x Rays used in Medical Imaging, International Commission on Radiation Units and Measurements*, Oxford University Press, 2005.

Podgorsak E. B. (Ed.), *Radiation Oncology Physics, A Handbook for Teachers and Students*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2005.

IAEA TRS 457, *Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2007.

Knoll G. F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 2010.

ICRU Report 85, *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2011.

Capitolo 16

I PROTOCOLLI INTERNAZIONALI PER LA DOSIMETRIA IN RADIOTERAPIA E IN RADIODIAGNOSTICA

16.1 Introduzione

L'attuazione dei metodi dosimetrici descritti nei capitoli precedenti richiede informazioni operative non incluse nel testo in quanto riportate in dettaglio in specifiche pubblicazioni di ampia reperibilità. Queste pubblicazioni, che presuppongono le conoscenze dosimetriche fornite in questo testo, costituiscono delle vere e proprie guide pratiche su come effettuare la dosimetria di base. Esse rappresentano le raccomandazioni internazionali in questo settore e sono perciò note come "protocolli" per la dosimetria di base in radioterapia e in radiodiagnostica.
I protocolli di dosimetria di base convenuti a livello internazionale riguardano tre settori dosimetrici:
a) la dosimetria in fasci collimati di fotoni e particelle cariche (elettroni, protoni e ioni medio-leggeri) usati per la radioterapia; in questo settore le guide sono distinte in relazione a: i fasci di radiazione convenzionali e i fasci di fotoni di piccole dimensioni (piccoli campi);
b) la dosimetria di sorgenti radioattive usate per la brachiterapia;
c) la dosimetria di fasci di raggi *x* per la radiodiagnostica.
Il contenuto dei protocolli è delineato nei suoi punti essenziali nei paragrafi seguenti. Si raccomanda la loro consultazione quale presupposto per un'accurata dosimetria sia in radioterapia che in radiodiagnostica.

16.2 La dosimetria nei fasci collimati di radiazione per radioterapia

a) Dosimetria in fasci di radiazione convenzionali
I primi protocolli internazionali per la dosimetria di base con fasci di radiazione convenzionali di dimensioni relativamente larghi, sono quelli sulla dosimetria con camere a cavità tarate in termini di kerma in aria. Questi protocolli (cfr. AAPM 1983/1986 e IAEA 1999) sono quindi utilizzati con camere a cavità dotate di un coefficiente di taratura N_{Ka} o N_{Da}, (cfr. eq. 12.48). L'espressione della dose assorbita in acqua su cui questi due protocolli sono basati è l'eq. 12.42.
Sono stati successivamente pubblicati sia dall'AAPM che dall'IAEA i protocolli dosimetrici per le camere tarate in termini di dose assorbita in acqua (coefficiente di taratura N_{Dw}, eq. 12.57). Il protocollo IAEA (IAEA 2000) fornisce indicazioni per la dosimetria di base in fasci di

radiazione di diverso tipo: sia di fotoni che di particelle cariche (elettroni, protoni e ioni medio-leggeri). Il protocollo AAPM (AAPM 1999), sebbene diverso in alcuni aspetti formali, è sostanzialmente equivalente a quello dell'IAEA ma meno ampio in quanto limitato solo a fasci di fotoni e di elettroni. L'espressione della dose assorbita in acqua su cui entrambi i protocolli sono basati è l'eq. 12.58.
Le principali indicazioni di tutti questi protocolli riguardano, in relazione a ciascun tipo di radiazione:

- il tipo di camera a ionizzazione (a elettrodi piani e paralleli o cilindrica) da utilizzare in relazione all'energia e al tipo della radiazione;
- il materiale (tipicamente l'acqua e, in alcuni casi, materiali solidi) e le dimensioni del fantoccio entro cui eseguire la dosimetria di base;
- le condizioni sperimentali: mezzi di misura, dimensioni del fascio di radiazione, profondità di misura in fantoccio ecc.;
- la modalità di determinazione dell'indicatore della qualità Q di ciascun tipo di radiazione;
- le modalità di correzione delle misure di carica con le camere a cavità, ai fini della determinazione della dose assorbita in acqua;
- i fattori correttivi p_Q e k_{Q,Q_o} presenti nell'eq. 12.42 e nell'eq. 12.58, rispettivamente, per determinare i valori di $D_{w,Q}$ con ciascun tipo specificato di camera nelle condizioni di riferimento.

Per le misure in fasci di fotoni di bassa energia prodotti da macchine a raggi *x,* il protocollo IAEA 2000 fornisce indicazioni essenzialmente metodologiche. Maggiori dettagli dosimetrici operativi unitamente ai valori dei parametri fisici da utilizzare nell'espressione di D_w (cfr. eq. 12.55 e eq. 12.56) sono riportati nel protocollo AAPM (cfr. AAPM 2001).

b) Dosimetria in piccoli campi di fotoni

A seguito del crescente impiego nella radioterapia di fasci di radiazione non convenzionali, con particolare riferimento ai piccoli campi di fotoni, è stato pubblicato un protocollo internazionale di dosimetria (cfr. IAEA 2017) dedicato a queste specifiche condizioni sperimentali. I problemi connessi alla dosimetria di questi campi di radiazione (cfr. § 12.4.1) e gli aspetti diversi che distinguono questa dosimetria da quella trattata nei precedenti protocolli, rendono le indicazioni di questa guida essenziali per la correttezza delle misure. Le indicazioni della guida sono circoscritte ai piccoli campi statici di fotoni e riguardano in particolare:

- la definizione delle condizioni di misura e delle dimensioni del campo dei fotoni;
- la determinazione dell'indicatore della qualità Q della radiazione;
- i fattori correttivi per l'espressione della dose assorbita misurata con specificate camere a cavità;

- i fattori correttivi per alcuni tipi di rivelatori usati per misure relative (output factor, dimensioni del campo, ecc.).

La dosimetria nei campi non convenzionali di fotoni diversi dai piccoli campi statici (ad es. i campi dinamici compositi) ha un'impostazione complessivamente analoga a quella relativa ai campi statici. Tuttavia non esistono ancora per la dosimetria in questi particolari campi di fotoni sufficienti informazioni sperimentali da consentire la stesura di un protocollo dedicato.

16.3 La dosimetria di sorgenti radioattive per brachiterapia

Le raccomandazioni riguardanti la dosimetria di base per le sorgenti radioattive usate in brachiterapia sono state elaborate dall'ICRU (cfr. ICRU 2004) e dall'AAPM (cfr. AAPM 1999 e 2004). Entrambi gli organismi hanno pubblicato dettagliati protocolli di misura i quali, pur non formalmente identici, consentono di ottenere risultati dosimetrici sostanzialmente equivalenti.

Le indicazioni dei protocolli ICRU e AAPM riguardano in particolare:

- le caratteristiche delle sorgenti radioattive per brachiterapia (tipo di radionuclide, energia della radiazione gamma o beta emessa, aspetti costruttivi);
- la loro classificazione come sorgenti ad alto o basso rateo di dose (HDR o LDR);
- l'espressione della dose assorbita in acqua in funzione delle modalità di taratura della sorgente (cfr. eq. 13.1 e eq. 13.2);
- i metodi per la determinazione delle distribuzioni di dose nei punti diversi da quelli di riferimento per i diversi tipi di sorgenti;
- i valori numerici dei parametri fisici e dei fattori correttivi presenti nell'espressione della dose assorbita in acqua;
- i metodi e i mezzi dosimetrici appropriati per misure dosimetriche in fantoccio con sorgenti di radiazione beta o gamma.

16.4 La dosimetria in fasci di fotoni per radiodiagnostica

Le raccomandazioni sulla dosimetria di base per i fasci di radiazione *x* usati nella radiodiagnostica sono state elaborate dall'ICRU (cfr. ICRU 2005) e dall'IAEA (cfr. IAEA 2007). Numerosi argomenti contenuti in questi protocolli sono fra loro simili, molti altri sono invece fra essi complementari in quanto ciascuna delle due pubblicazioni dà enfasi ad aspetti che nell'altra sono meno approfonditi o non trattati.

Le principali indicazioni dei protocolli ICRU e IAEA riguardano:

- la caratterizzazione dei fasci di raggi *x* per radiodiagnostica in termini di HVL, corrente, filtrazione e tensione del tubo ecc.;
- le grandezze appropriate per la dosimetria nelle varie modalità

radiodiagnostiche (radiografie, esami mediante TC ecc.);
- le grandezze da utilizzare per la stima del rischio biologico dovuto a esami radiologici;
- i metodi e i mezzi di misura per la dosimetria nelle diverse condizioni sperimentali in radiodiagnostica (fluoroscopia, mammografia, tomografia, radiografia dentaria ecc.);
- le specificità di taratura dei mezzi dosimetrici usati nelle diverse condizioni sperimentali;
- le caratteristiche dei fantocci per la dosimetria nelle diverse condizioni e i metodi per la dosimetria (in vivo) sul paziente;
- i metodi di calcolo per la dosimetria ai diversi organi con particolare riferimento alle simulazioni Monte Carlo, unitamente alla specificazione dei fantocci matematici;
- i coefficienti e i fattori correttivi di comune uso per la dosimetria sperimentale e numerica, nonché quelli necessari per la conversione dei valori dosimetrici sperimentali in dosi ai diversi organi esposti alla radiazione.

Bibliografia

AAPM, *A protocol for the determination of absorbed dose from high-energy photons and electron beams, TG 21 Radiation Therapy Committee*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 10 (6), 1983.

AAPM, *Clarification of the AAPM Task Group 21 protocol*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 13 (5), 1986.

AAPM, *Dosimetry of Interstitial Brachytherapy Sources: Recommendations of the AAPM Radiation Therapy Committee Task Group No. 43*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 22 (2), 209-239, 1995.

AAPM, *AAPM's TG-51 Protocol for Clinical Reference Dosimetry of High-Energy Photon and Electron Beams, Task Group No. 51*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 26, 1847-1870, 1999.

IAEA TRS 277, *Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams: An International Code of Practice*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1999.

IAEA TRS 398, *Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2000.

AAPM, *AAPM Protocol for 40-300 kV x-ray Beam Dosimetry for Radiotherapy and Radiobiology, Task Group No. 61*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 28, 868-892, 2001.

AAPM, *Update of AAPM Task Group No. 43 Report: A Revised AAPM Protocol for Brachytherapy Dose Calculations*, American Association of Physicists in Medicine, Med. Phys. 31 (3), 633-674, 2004.

ICRU Report 72, *Dosimetry of Beta Rays and Low-Energy Photons for Brachytherapy with Sealed Sources*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2004.

ICRU Report 74, *Patient Dosimetry for x Rays Used in Medical Imaging*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2005.

IAEA TRS 457, *Dosimetry in Diagnostic Radiology: An International Code of Practice*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2007.

IAEA TRS 483, *Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy*, International Atomic Energy Agency, Vienna, 2017 (www.iaea.org).

PARTE IV

I SISTEMI DI MISURA CAMPIONE PER LA DOSIMETRIA DELLE RADIAZIONI IONIZZANTI

Capitolo 17

I CAMPIONI PER LE MISURE DI ESPOSIZIONE E DI KERMA IN ARIA

17.1 Introduzione

I campioni primari per la misura delle grandezze esposizione, X, e kerma in aria, K_a, sono stati per lungo tempo gli unici sistemi campione disponibili per la taratura dei sistemi dosimetrici (cfr. § 12.2.8). Con lo sviluppo e la diffusione dei campioni di dose assorbita in acqua (cfr. cap. 18), i campioni di kerma in aria e di esposizione hanno avuto un più limitato impiego per la dosimetria in radioterapia, ma continuano a essere importanti per la dosimetria in radioprotezione. Essi sono infatti gli unici sistemi campione oggi disponibili per una taratura indiretta di strumenti di misura dell'equivalente di dose (nelle sue diverse accezioni) per radiazione x e gamma (cfr. § 7.3.3). I campioni primari per le misure delle grandezze esposizione e kerma in aria sono basati, a parità di energia dei fotoni, sul medesimo tipo di strumento di misura in quanto, grazie alla diretta relazione esistente fra X e K_a (cfr. § 5.4), il valore di K_a si ottiene senza ulteriori misure una volta ottenuto sperimentalmente il valore di X. Un campione di esposizione per fotoni di una data energia è quindi anche un campione di kerma in aria per fotoni con la medesima distribuzione di energia.
I campioni di esposizione e di kerma in aria, a tutt'oggi operanti negli istituti metrologici dei diversi Paesi, sono costituiti da due classi distinte di strumenti di misura, entrambe basate sul medesimo tipo di rivelatore: la camera a ionizzazione. La prima classe comprende le "camere ad aria libera" mentre la seconda è basata sulle "camere a cavità". Le due tipologie di strumenti campione differiscono fra loro dal punto di vista costruttivo e sono utilizzate, rispettivamente, per misurare l'esposizione o il kerma in aria in intervalli di energia fra loro diversi. In quanto sistemi di misura campione, le due tipologie di strumenti consentono di effettuare misure assolute (cfr. § 6.1) della esposizione e del kerma in aria, senza quindi richiedere una loro taratura in termini di X o di K_a. Le caratteristiche essenziali di entrambi i sistemi di misura sono descritte nei due paragrafi seguenti.

17.2 La camera ad aria libera

La camera ad aria libera è una camera a ionizzazione la quale non presenta pareti che la radiazione su di essa incidente debba attraversare prima di interagire con il mezzo di rivelazione vero e proprio, cioè l'aria. La carica prodotta dal fascio di radiazione in una camera ad aria libera

deriva dalle interazioni che la radiazione ha avuto solo con l'aria e non con altri materiali. Una camera ad aria libera ha quindi una differente struttura rispetto alle comuni camere a ionizzazione. Il modello costruttivo più diffuso per le camere ad aria libera è quello cosiddetto a elettrodi piani e paralleli. Esistono anche camere ad aria libera realizzate con schemi costruttivi diversi, come quelle con elettrodi cilindrici, ma sono molto meno diffuse. Lo schema di una camera ad aria libera a elettrodi piani e paralleli è mostrato, nelle sue componenti essenziali, in figura 17.1.
Grazie alla sua particolare configurazione, una camera a ionizzazione ad aria libera permette di fare una misura assoluta dell'esposizione dovuta a un fascio di fotoni, anche se con la limitazione che l'energia dei fotoni sia al di sotto dei 300 keV.
Come mostrato in figura 17.1 un fascio di fotoni incide sulla camera e attraversa un diaframma ad apertura circolare che lo collima ulteriormente e ne determina la sezione all'ingresso della camera. La sorgente S del fascio di fotoni è generalmente una macchina a raggi *x* con energia non superiore a 300 keV. L'involucro esterno della camera, realizzato tipicamente in piombo, ha uno spessore tale da garantire una completa schermatura della camera dalla radiazione esterna, tranne che nella regione dove è situato il diaframma d'ingresso del fascio. All'interno della camera sono posti l'elettrodo di alta tensione e l'elettrodo collettore costituiti da piastre metalliche rettangolari fra loro parallele. La differenza di potenziale fra i due elettrodi permette di raccogliere, mediante un circuito di misura collegato all'elettrodo collettore, le cariche di segno opposto prodotte dai fotoni a seguito delle loro interazioni con l'aria nella camera. La regione di raccolta delle cariche corrisponde, nello schema in figura 17.1, alla regione tratteggiata fra i due elettrodi (il volume V'). All'interno del volume di raccolta si trova il volume V che contiene la massa d'aria, m_a, di densità ρ ($m_a = \rho V$), al cui punto centrale, P, è riferito il valore dell'esposizione X (cfr. eq. 4.14). Il volume V è costituito dal tronco di cono le cui dimensioni sono fissate dalla lunghezza dell'elettrodo collettore, dalla sezione circolare del diaframma e dalla divergenza del fascio dei fotoni. Nella figura 17.1 il volume V è evidenziato dalla regione più scura. Le dimensioni di V possono essere determinate con precisione in funzione di quelle del diaframma e del collettore e a condizione che le linee di forza del campo elettrico fra i due elettrodi siano rigorosamente perpendicolari agli elettrodi (cfr. linee tratteggiate in fig. 17.1). Allo scopo di ottenere linee di forza il più possibile normali agli elettrodi, sono posti intorno a essi dei fili di guardia collegati fra loro da resistenze elettriche. Ciò permette di ottenere fra gli elettrodi una graduale caduta di potenziale che è la condizione per minimizzare le distorsioni delle

linee di forza dovute agli effetti ai bordi degli elettrodi. Il volume *V* non è perciò delimitato da pareti di materiali diversi dall'aria, ma essenzialmente dalle linee di forza del campo elettrico e dall'apertura del fascio della radiazione. Questa circostanza spiega il nome di camera "ad aria libera" dato a questo tipo di camera a ionizzazione.
In base alla definizione di esposizione, la carica che figura nell'equazione (4.14) deve essere tutta e solo quella prodotta dagli elettroni secondari

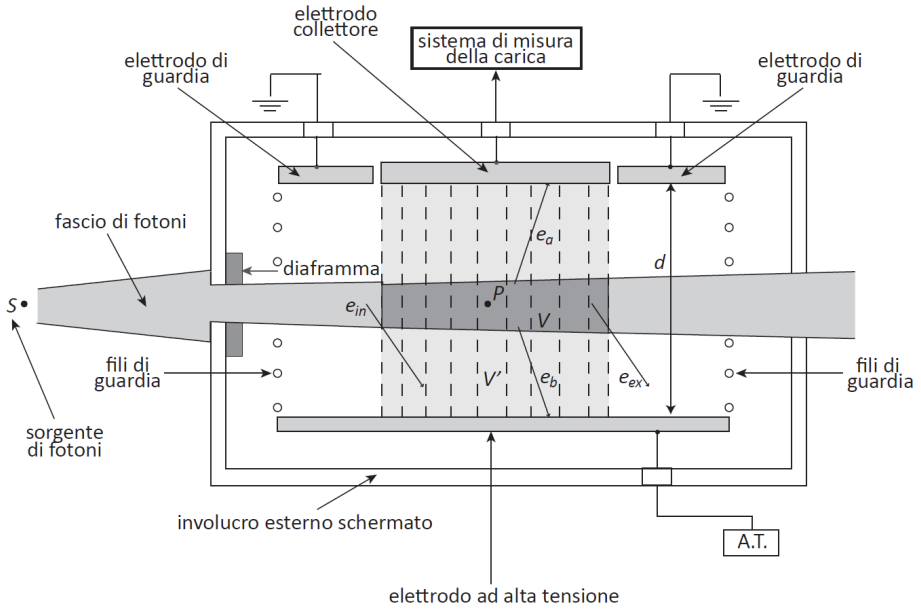


Figura 17.1 - Schema di una camera a ionizzazione ad aria libera per la misura dell'esposizione, *X*, dovuta a un fascio di fotoni (tipicamente raggi x) con energia non superiore a 300 keV. Il volume di raccolta delle cariche, *V'*, corrisponde alla regione della camera tratteggiata compresa fra l'elettrodo di raccolta e quello di alta tensione (A.T.). La regione più scura (a sezione trapezoidale) interna a *V'* corrisponde al volume *V* contenente la massa d'aria al cui centro, *P*, è riferita la misura di *X*. I cerchietti indicano la posizione in cui passano i fili di guardia la cui funzione è di minimizzare la distorsione delle linee di forza del campo elettrico fra i due elettrodi. La condizione di CPE realizzata nel volume *V'* assicura che il numero, l'energia e la direzione degli elettroni secondari "*in*", liberati dai fotoni al di fuori di *V'* e in esso entranti, siano mediamente uguali a quelli degli elettroni "*ex*", liberati in *V'* e da esso uscenti. Ciò fa sì che la quantità di carica libera (di un solo segno) prodotta nel volume *V'*, sia uguale alla carica, *q*, derivante solo dalla ionizzazione degli elettroni liberati nel volume *V*. La distanza degli elettrodi dall'asse del fascio è tale che anche gli elettroni secondari, come gli elettroni del tipo e_a ed e_b, non arrivino sugli elettrodi ma si arrestino in aria. La carica *q* corrisponde perciò a quella specificata nella definizione di *X*

che sono liberati in aria dai fotoni nel volume *V* e che perdono poi in aria tutta la loro energia cinetica. In realtà la carica raccolta nel volume *V'* è prodotta sia dagli elettroni secondari liberati in *V* sia da quei secondari – denotati con "*in*" in fig. 17.1 – che entrano in *V'* dopo essere stati liberati dai fotoni al di fuori di *V*, nell'aria che il fascio attraversa prima di entrare in *V*. Inoltre una parte della carica dovuta ai secondari prodotti in *V* non è raccolta se questi secondari – denotati con "*ex*" in fig. 17.1 – fuoriescono dal volume *V'* producendo la loro ionizzazione in una regione dove la carica non è convogliata nel circuito di misura. Se nel volume *V'* sono però realizzate le condizioni di equilibrio degli elettroni secondari (CPE) la quantità di carica raccolta in *V'* (cioè la carica misurata) risulta uguale alla carica *q* dovuta ai soli secondari liberati in *V* e specificata nella definizione dell'esposizione. Infatti in condizioni di CPE il numero, la direzione e l'energia delle particelle cariche entranti in *V'* (gli elettroni "*in*") sono mediamente uguali al numero, direzione ed energia delle particelle cariche uscenti da *V'* (gli elettroni "*ex*"). In virtù di questa compensazione fra energia entrante e uscente da *V'*, la carica raccolta in *V'* è equivalente alla carica, *q*, dovuta alla ionizzazione prodotta in *V'* dai soli secondari liberati dai fotoni all'interno del volume di riferimento *V*. Le condizioni di CPE all'interno di *V'* possono essere ragionevolmente soddisfatte se il *range,* R_{max}, degli elettroni secondari più energetici non è maggiore della distanza fra il diaframma d'ingresso e l'inizio del volume di raccolta della camera (cfr. § 5.2). Le condizioni di CPE impongono altresì una sufficientemente elevata distanza fra i due elettrodi affinché il numero di elettroni secondari da essi intercettati sia trascurabile o il minimo possibile. Questa condizione può essere in pratica assicurata solo per fotoni di energia non superiore a 300 keV, poiché per energie più elevate essa implicherebbe la realizzazione di camere ad aria libera con dimensioni tanto grandi da porre rilevanti problemi tecnici per assicurare l'uniformità del campo elettrico nel volume *V'*. Si ha quindi, per ragioni pratiche, un limite di energia dei fotoni al di sopra del quale le camere ad aria libera non sono utilizzate per misurare l'esposizione.

La definizione di esposizione richiede che tutta l'energia degli elettroni secondari cui è dovuta la carica *q,* sia persa solo in aria (cfr. § 4.4). A tal fine la distanza degli elettrodi rispetto all'asse del fascio deve essere almeno pari a R_{max}. Ciò assicura in buona misura che i secondari con traiettorie come gli elettroni e_a ed e_b in fig. 17.1, si arrestino in aria prima di essere intercettati dagli elettrodi. Mediante un fattore correttivo, k_{el}, da apportare alla (4.14), si tiene conto del fatto che una certa frazione di elettroni secondari possa raggiungere un elettrodo, con l'effetto di ridurre la ionizzazione in aria che invece la carica *q* deve includere.

La definizione di esposizione richiede inoltre che la carica prodotta a seguito delle interazioni in aria dei fotoni secondari non debba essere

inclusa nella carica q (cfr. § 4.4). I fotoni secondari sono essenzialmente quelli derivanti dai processi di diffusione e da quelli di eccitazione (con conseguente emissione di fotoni di fluorescenza) indotti in aria dai fotoni primari. Di questa seconda condizione, che non può essere soddisfatta sperimentalmente, si tiene conto mediante il calcolo di due ulteriori fattori correttivi, k_{sc}, e k_{fl}, da inserire nella (4.14). I fattori k_{el}, k_{sc}, e k_{fl}, si determinano solitamente mediante calcoli Monte Carlo.
In definitiva l'espressione dell'esposizione X misurata con una camera ad aria libera è data da:

$$X = \frac{q}{\rho V} k_{el}\, k_{sc}\, k_{fl} \qquad (17.1)$$

dove $q = q_{mis}\ k_{TP}\ k_H\ k_{sat}$, essendo q_{mis} la carica misurata e k_i i fattori correttivi sulla carica misurata, tipici delle misure di carica con camere a ionizzazione e già descritti nel § 15.3.2.
Da una misura dell'esposizione, X, si può ricavare direttamente il kerma in aria, K_a, che, per la sua più stretta correlazione con la dose assorbita, ha un maggiore interesse pratico rispetto all'esposizione. Dalla (5.16) si ha dunque:

$$K_a = X\left(\frac{W}{e}\right)_a (1-g)^{-1} = \frac{q}{\rho V}\left(\frac{W}{e}\right)_a (1-g)^{-1} k_{el}\, k_{sc}\, k_{fl} \qquad (17.2)$$

Le camere ad aria libera sono quindi impiegate come campioni primari sia per misure sia di esposizione che di kerma in aria, per fotoni con energia inferiore a 300 keV.

17.3 La camera a cavità

Le misure assolute di esposizione e di kerma in aria per fotoni di energia superiore ai 300 keV richiedono l'uso di camere a ionizzazione le cui caratteristiche sono tali da soddisfare le condizioni della teoria della cavità (cfr. cap. 12).
La teoria della cavità permette di stabilire una relazione fra la dose assorbita in un mezzo e la carica prodotta in una piccola cavità al suo interno quando quel mezzo è esposto a un campo di radiazioni ionizzanti. Una camera a cavità è quindi utilizzata tipicamente per misure di dose assorbita, come è stato già illustrato nel cap. 12. Se sono soddisfatte alcune condizioni sperimentali è possibile effettuare con una camera a cavità anche una misura assoluta di esposizione.
Si consideri a riguardo una camera a cavità con pareti ed elettrodo centrale in grafite come quella mostrata in figura 17.2. Si tratta di una camera a ionizzazione di forma cilindrica il cui gas è l'aria e le cui pareti hanno uno spessore all'incirca uguale (ma non inferiore) al *range* (in

grafite) degli elettroni secondari più energetici liberati dai fotoni che irradiano uniformemente la camera. Il numero atomico efficace della grafite è molto prossimo a quello dell'aria. Una camera a cavità con pareti ed elettrodo in grafite ha quindi, approssimativamente, le caratteristiche di una camera a cavità del tipo "omogeneo" (cfr. § 15.3) e ciò rende meno problematico correlare la dose assorbita nel materiale delle pareti a quella nell'aria della cavità (cfr. § 12.2.4).
La camera a cavità è posta in aria con il suo centro nel punto nel quale si intende determinare l'esposizione o il kerma in aria che si hanno quando un campo di fotoni interagisce con l'aria libera (cioè in aria in assenza della camera) in quel punto. In queste condizioni la cavità della camera a ionizzazione si può immaginare come una cavità d'aria, sufficientemente piccola, posta all'interno di un mezzo omogeneo costituito da grafite e irraggiato da un fascio di fotoni. Per le ipotesi fatte lo spessore delle pareti della camera è sufficientemente grande da far sì

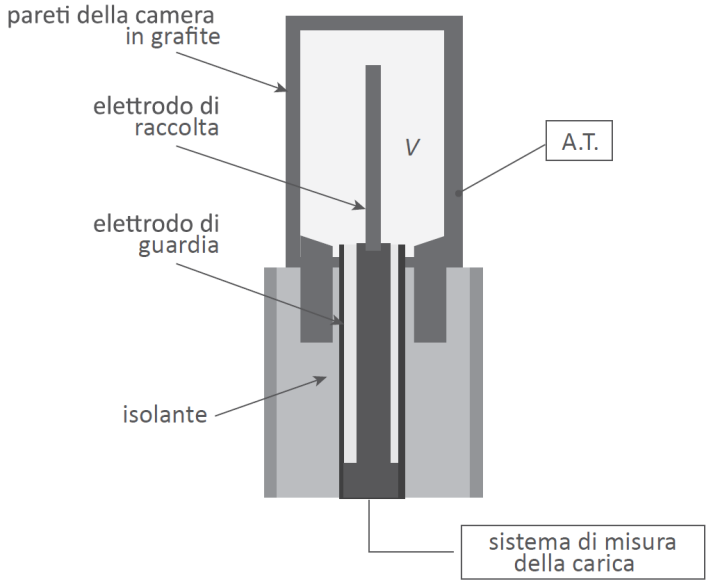


Figura 17.2 - Schema di una camera a ionizzazione a cavità per la misura assoluta dell'esposizione e del kerma in aria dovuti a radiazione gamma con energia di circa 1 MeV. La cavità d'aria di volume *V* è delimitata dalle pareti della camera realizzate in grafite come anche l'elettrodo centrale di raccolta della carica. L'elettrodo di guardia è costituito da un conduttore metallico tubolare posto fra le pareti e l'isolante in modo da intercettare e scaricare a massa le eventuali correnti dovute a perdite di isolamento fra i due elettrodi della camera (pareti ed elettrodo di raccolta)

che gli elettroni secondari che attraversano la cavità siano solo quelli liberati dai fotoni nelle pareti di grafite. La cavità della camera non "vede" dunque gli altri elettroni secondari derivanti dalle interazioni che i fotoni hanno nell'aria all'esterno della camera. Se le dimensioni della cavità sono tali da soddisfare, rispetto all'energia della radiazione considerata, le condizioni di Bragg-Gray si ottiene dalla 12.24:

$$D_{gr} = D_a \, s_{gr,a} = \frac{q}{\rho V}\left(\frac{W}{e}\right)_a s_{gr,a} \tag{17.3}$$

dove il mezzo *m* indicato nella 12.24 è, nella 17.3, sostituito dalla grafite (*gr*), il prodotto ρV corrisponde alla massa m_a del gas aria (*a*) di densità ρ che occupa il volume V della cavità e gli altri simboli sono quelli specificati nella 12.24 e nella 12.11.
La (17.3) fornisce, nelle condizioni ideali della teoria di B-G, la dose assorbita in grafite, D_{gr}, in una piccola massa di grafite che si immagini posta al centro della cavità d'aria della camera. Si faccia ora l'ulteriore ipotesi che siano trascurabili l'attenuazione e la diffusione che i fotoni subiscono quando essi attraversano le pareti di grafite della camera. Si assuma quindi che la fluenza di energia dei fotoni incidenti sulla camera sia uniforme all'interno del volume da essa occupato. Queste ipotesi e quella iniziale relativa allo spessore di equilibrio delle pareti della camera, equivalgono a presupporre che nella piccola massa di grafite posta idealmente all'interno della cavità e circondata dalle pareti della camera, siano soddisfatte le condizioni di CPE (cfr. § 5.2) quando questa massa di grafite e le pareti circostanti sono esposte al fascio di fotoni. Dall'ipotesi che i fotoni incidenti sulla camera abbiano trascurabile attenuazione nelle pareti consegue che la fluenza di energia, $\Psi(E)$, incidente sulla piccola massa di grafite interna alla cavità sia uguale a quella che incide sulla massa d'aria della cavità. Si ha quindi dalla (4.12):

$$\frac{(K_{col})_a}{(K_{col})_{gr}} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)^a_{gr} \tag{17.4}$$

dove $(K_{col})_a$ $(K_{col})_{gr}$ sono il kerma per collisione prodotto dai fotoni nelle masse, rispettivamente, di aria e di grafite prima specificate. In base alla (5.8), applicabile grazie alle condizioni di CPE nella massa di grafite della camera, si ha anche:

$$D_{gr} = (K_{col})_{gr} \tag{17.5}$$

Combinando la (17.3) con la (17.4) e la (17.5) si ha infine:

$$(K_{col})_a = \frac{q}{\rho V}\left(\frac{W}{e}\right)_a \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{gr}^{a} s_{gr,a} \qquad (17.6)$$

da cui, utilizzando la (4.11), si ottiene il valore del kerma in aria, K_a:

$$K_a = \frac{q}{\rho V}\left(\frac{W}{e}\right)_a \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{gr}^{a} s_{gr,a}(1-g)^{-1} \qquad (17.7)$$

La (17.7) è stata ricavata sulla base di condizioni (cavità ideale, CPE e quindi trascurabile attenuazione della radiazione primaria nelle pareti) nessuna delle quali è soddisfatta rigorosamente quando ci si riferisce a una camera a cavità e a un campo di radiazione reali. Lo scostamento da queste condizioni ideali si tiene in conto mediante i fattori correttivi k_{wall}, k_{an}, k_{rn} e k_{st}, aventi, rispettivamente, la seguente funzione:

- k_{wall} è il fattore che tiene conto dell'attenuazione e della diffusione che i fotoni subiscono quando interagiscono con le pareti della camera; entrambi questi effetti invalidano l'ipotesi dell'uniformità della radiazione primaria nelle pareti della camera e quindi l'ipotesi di CPE;
- k_{an} è un fattore che tiene conto della disuniformità assiale della fluenza dei fotoni che attraversano la camera; la (17.7) è derivata nell'ipotesi che il fascio di fotoni sia uniforme, mentre in realtà esso è prodotto da una sorgente (quasi) puntiforme e ha quindi una fluenza che, nell'attraversare la cavità, diminuisce (indipendentemente dalle sue interazioni) lungo l'asse di propagazione secondo la legge dell'inverso del quadrato della distanza; questa correzione, che ha lo scopo di rendere le misure indipendenti da forma e dimensioni della camera e dalla sua distanza dalla sorgente, ha un'analogia concettuale con quella attinente al punto effettivo di misura (cfr. § 12.2.7c);
- k_{rn} è un fattore correttivo con funzioni analoghe a quelle di k_{an}, ma con riferimento alla disuniformità della fluenza nel piano trasverso alla direzione d'incidenza dei fotoni;
- k_{st} è un fattore che tiene conto del fatto che il supporto a stelo della camera, investito dai fotoni incidenti, causa un eccesso di diffusione (rispetto all'aria) di fotoni verso la camera.

Questi fattori, intesi come fattori moltiplicativi da apportare alla (17.7), sono determinabili mediante simulazioni Monte Carlo.
Inserendo questi fattori nella (17.7) si ottiene:

$$K_a = \frac{q}{\rho V}\left(\frac{W}{e}\right)_a \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{gr}^{a} s_{gr,a}(1-g)^{-1} k_{wall}\, k_{an}\, k_{rn}\, k_{st} \qquad (17.8)$$

dove $q = q_{mis} \Pi k_i$, essendo q_{mis} la carica misurata e k_i i fattori correttivi descritti nel § 15.3.2 (cfr. eq. 15.4) per le misure di carica con camere a ionizzazione.
Dalla (17.8) si può direttamente ricavare, in base alla (5.16), l'*esposizione*, X, prodotta dai fotoni nel punto P in aria in assenza della camera, risultando:

$$X = \frac{q}{\rho V}\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{gr}^{a} s_{gr,a}\, k_{wall}\, k_{an}\, k_{rn}\, k_{st} \qquad (17.9)$$

La presenza, nella (17.8) e nella (17.9), del fattore correttivo k_{wall} assicura che il valore di X e di K_a sia proprio quello corrispondente alla fluenza dei fotoni nel punto P in aria libera, ovvero la fluenza non modificata dalle pareti della camera.
Le condizioni sperimentali richieste affinché una camera a ionizzazione simuli una cavità di Bragg-Gray possono essere ragionevolmente soddisfatte solo in un ristretto intervallo di energia dei fotoni. A energie molto basse si avrebbero infatti rilevanti problemi di attenuazione dei fotoni nelle pareti (solide) della camera, mentre a energie troppo elevate sarebbero necessarie pareti con spessori talmente elevati da pregiudicare la condizione di uniformità della fluenza della radiazione richiesta per avere l'equilibrio delle particelle cariche. Per misure assolute di esposizione e di kerma in aria, le camere a cavità sono utilizzate quasi esclusivamente in fasci di radiazione gamma da circa 1,25 MeV prodotta da sorgenti di ^{60}Co. Per le misure con questo tipo di radiazione, lo spessore minimo delle pareti della cavità, il cui volume V deve essere accuratamente noto, è di circa 3 mm di grafite.

Bibliografia

ICRU Report 10 b, *Physical Aspects of Irradiation*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1964.

ICRU Report 17, *Radiation Dosimetry: x Rays Generated at Potentials of 5 to 150 kV*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1970.

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

Capitolo 18

I CAMPIONI PER LA MISURA DELLA DOSE ASSORBITA IN ACQUA

18.1 Introduzione

I campioni primari per la misura di dose assorbita in acqua, D_w, permettono di tarare i sistemi dosimetrici direttamente in termini di D_w (cfr. § 12.3). Tale possibilità dà un indubbio vantaggio a questi sistemi campione rispetto ai campioni di kerma in aria (cfr. cap. 17). Il vantaggio deriva essenzialmente dalla maggior semplicità concettuale del metodo di taratura e da un, seppur modesto, guadagno di accuratezza.

I campioni primari di dose assorbita in acqua, operanti presso gli istituti metrologici dei diversi Paesi, sono basati essenzialmente su due tipologie di strumenti di misura: a) i "calorimetri ad acqua", con cui si può effettuare una misura diretta della dose assorbita in acqua, b) i "calorimetri in grafite", tramite cui si può effettuare una misura diretta della dose assorbita in grafite, D_{gr}, in funzione della quale viene poi determinata D_w mediante calcoli e ulteriori determinazioni sperimentali.

I calorimetri ad acqua sono in linea di principio i campioni di misura più convenienti per la dosimetria in radioterapia in quanto essi consentono di misurare in modo diretto proprio la grandezza di interesse, cioè la dose assorbita in acqua, D_w. I calorimetri ad acqua hanno un vantaggio anche rispetto ai calorimetri in grafite in quanto la procedura di conversione che questi ultimi richiedono per determinare D_w a partire da D_{gr} è piuttosto laboriosa. Tuttavia i due diversi sistemi di misura sono in pratica entrambi utilizzati. In molti istituti metrologici la più tradizionale calorimetria in grafite rimane tuttora il metodo adottato per realizzare il campione di misura della dose assorbita in acqua. Infatti la calorimetria ad acqua, pur a fronte di una maggiore semplicità concettuale, non ha tuttavia raggiunto un livello di accuratezza significativamente superiore a quello che si ottiene con la calorimetria in grafite. Ciò rende meno forte lo stimolo a sostituire definitivamente la calorimetria in grafite con quella ad acqua.

I sistemi calorimetrici non sono gli unici strumenti di misura in grado di effettuare una misura assoluta della grandezza D_w. Misure assolute di D_w possono essere infatti basate anche su metodi ionimetrici e su metodi di dosimetria chimica.

I sistemi ionimetrici assoluti richiedono l'uso di una camera a ionizzazione a cavità (cfr. §§ 12.2.1 e 15.3) di cui sia accuratamente noto il volume di raccolta delle cariche. Mediante una camera a cavità di volume noto, si può fare una misura assoluta di D_w in base alla (12.12) e alla (12.30). L'applicazione di questo metodo è tuttavia poco diffusa per

la difficoltà nel determinare, con l'accuratezza richiesta per un campione primario, alcuni dei fattori correttivi presenti nella (12.30). Il metodo ionimetrico assoluto è di fatto utilizzato solo in rari casi ed è prevedibile che, anche in questi pochi casi, sia in prospettiva definitivamente sostituito dai metodi calorimetrici.
I metodi di misura basati sulla dosimetria chimica sono da menzionare solo in quanto metodi potenzialmente assoluti ma in realtà non usati come tali. Essi non hanno infatti caratteristiche complessive tali da basare su di essi un campione primario di misura. Sebbene il sistema dosimetrico chimico basato sulla soluzione a solfato ferroso (cfr. § 15.10) consenta di determinare direttamente D_w, tramite la (15.47), in pratica questo metodo è stato raramente applicato a causa della incertezza esistente sui valori disponibili del rendimento chimico della radiazione, $G(X)$, e del prodotto $\varepsilon G(\mathrm{Fe}^3)$ D'altra parte i metodi sperimentali per ottenere questi parametri con l'accuratezza richiesta sono particolarmente complessi e il loro costo non giustifica, a fronte di altre alternative, l'adozione della dosimetria con il solfato ferroso per realizzare un campione primario di misura.
In considerazione del limitato interesse pratico per i metodi di tipo ionimetrico e di tipo chimico, saranno descritti nei paragrafi seguenti, sia pur limitatamente agli aspetti essenziali, solo i due metodi calorimetrici attualmente in uso basati rispettivamente su i calorimetri in grafite e su quelli in acqua.

18.2 Il campione basato sul calorimetro in grafite

La determinazione della dose assorbita in acqua, D_w, mediante un calorimetro in grafite è basata su un metodo caratterizzato da due fasi separate: a) la misura assoluta della dose assorbita in grafite, D_{gr}, mediante il calorimetro in grafite, b) la determinazione di D_w in funzione di D_{gr}, tramite calcoli e a seguito di ulteriori misure effettuate con un apparato sperimentale distinto dal calorimetro.
La fase a) è quella caratterizzata dalla misura calorimetrica nella quale la radiazione, interagendo con il mezzo calorimetrico costituito dalla grafite, deposita in esso una certa energia. Questa energia, spesa inizialmente a seguito dei diversi tipi di interazione che la radiazione considerata ha in quel mezzo, si converte alla fine in calore. L'energia depositata dalla radiazione nella grafite produce quindi nella massa del mezzo un aumento di temperatura proporzionale all'energia in esso rilasciata. La misura di questo aumento di temperatura permette di determinare l'energia rilasciata dalla radiazione in una massa di riferimento, m, del mezzo e perciò la dose assorbita in grafite. La variazione di temperatura, ΔT, che si ha nella massa di grafite del calorimetro attraversata dalla

radiazione dipende dalla capacità termica, C_{gr}, della grafite ed è data da:

$$\Delta T = \frac{E}{C_{gr}} \tag{18.1}$$

dove E è l'energia depositata dalla radiazione nella massa di riferimento, m, del calorimetro. In base alla (18.1), la dose assorbita, D_{gr}, nel punto di riferimento della massa, m, di grafite è data da:

$$D_{gr} = c_{gr}\,\Delta T \tag{18.2}$$

essendo $c_{gr} = C_{gr}/m$ il calore specifico della grafite ($c_{gr} \approx 710$ J K^{-1} kg^{-1}). La (18.2) si applica solo a condizione che tutta l'energia E rilasciata dalla radiazione nella massa di riferimento, m, si converta in calore. Il rispetto di questa condizione dipende dalla natura del mezzo irraggiato e per la grafite essa è soddisfatta. In altri materiali, dove la radiazione può spendere parte della propria energia anche in processi come le reazioni radiochimiche, questa condizione non è invece sempre verificata.

18.2.1 Struttura del calorimetro e metodo di misura

Un calorimetro in grafite è un apparato sperimentale costituito essenzialmente da un insieme di corpi assorbitori realizzati in grafite (cfr. Domen 1987). Questi assorbitori sono posti uno internamente all'altro e sono fra loro separati da un'intercapedine in cui si realizza il vuoto per minimizzare gli scambi termici fra i diversi corpi. La radiazione attraversa ognuno di questi assorbitori e in ciascuno di essi rilascia una parte della propria energia. L'assorbitore di riferimento di massa m, nel quale viene rilevata la variazione di temperatura derivante dal calore prodotto dalla radiazione, è quello più interno ed è quello dotato di maggiore isolamento termico.
Lo schema tipico di un sistema calorimetrico in grafite per la dosimetria in fasci esterni di radiazione è mostrato in sezione nella figura 18.1. La struttura calorimetrica vera e propria è costituita da un cilindro di grafite, con un diametro tipicamente di circa 30 cm, all'interno del quale sono presenti altri tre blocchi di grafite disposti uno internamente all'altro e fra loro separati da un'intercapedine entro cui è realizzato il vuoto. L'assorbitore di riferimento (il "nocciolo" del calorimetro) è quello centrale ed è costituito da un dischetto di grafite con diametro e spessore di qualche centimetro e di qualche millimetro, rispettivamente. Il nocciolo (1) è posto all'interno di un guscio cilindrico di grafite (2) che è situato dentro la cavità di un altro blocco di grafite (3) anch'esso di forma cilindrica e circondato a sua volta da un involucro più grande di grafite (4). L'involucro (2) ha pareti di spessore piuttosto sottile, mentre

l'involucro (3) ha tre pareti sottili (fra cui quella frontale sulla quale incide la radiazione diretta) e la parete posteriore sufficientemente spessa da garantire che, per una data energia della radiazione incidente, si abbia sempre sul nocciolo anche il contributo della radiazione retrodiffusa. Il guscio di grafite più esterno (4) circonda frontalmente e lateralmente la struttura interna e non ha pareti posteriori.
Per effettuare misure di dose assorbita con radiazione di diversa energia e a profondità diverse in grafite, si possono giustapporre dischi in grafite di spessore variabile sulla faccia frontale del calorimetro in modo che il punto di misura (il centro del nocciolo) venga a trovarsi alla profondità desiderata.

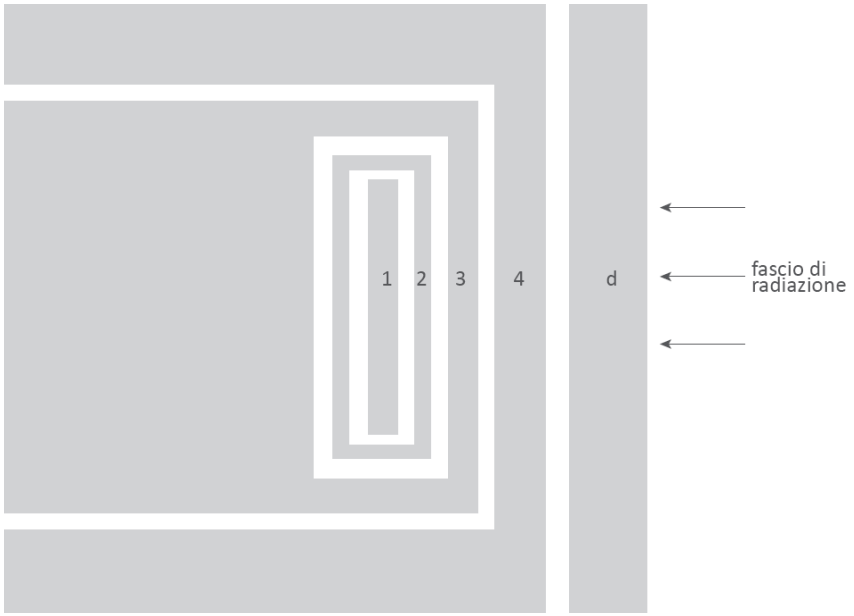


Figura 18.1 - Configurazione schematica di un calorimetro in grafite visto in una sezione parallela alla direzione di incidenza della radiazione. Il calorimetro, che visto dall'esterno si presenta come un blocco cilindrico di grafite, è costituito da diversi corpi cilindrici – 1, 2, 3 e 4 – disposti l'uno internamente all'altro e separati fra loro da un'intercapedine in cui si realizza il vuoto affinché siano fra essi minimizzati gli scambi termici. Il corpo più interno (1), costituito da un disco di grafite a forma di moneta, è l'assorbitore entro il quale si misura l'aumento di temperatura da cui si determina la dose assorbita dovuta all'assorbimento della radiazione nella massa del disco (cfr. eq. 18.2). Le misure di temperatura sono fatte sia nel corpo centrale che negli altri più esterni tramite piccoli termistori inseriti al loro interno. Al fine di determinare la dose assorbita a diverse energie della radiazione e a diverse profondità in grafite, si dispongono volta per volta sul fronte del calorimetro dischi di grafite (*d*) con lo spessore desiderato

La struttura a gusci concentrici separati da intercapedini in cui vi è il vuoto è finalizzata a ottenere il massimo isolamento termico del nocciolo e quindi a minimizzare gli scambi di calore con l'esterno. Il calorimetro è in tal modo approssimabile a un sistema adiabatico nel quale le variazioni di temperatura indotte nel nocciolo dal passaggio della radiazione si mantengono costanti per un tempo sufficiente da poter essere accuratamente misurate.
Per la misura delle temperature nel calorimetro si inseriscono all'interno dei suoi diversi corpi particolari sensori termici costituiti da termistori. Questi termistori, le cui dimensioni sono dell'ordine del centinaio di micron, sono inseriti sia nel nocciolo sia negli altri corpi del calorimetro al fine di rilevare eventuali scambi termici fra il nocciolo e le regioni esterne. Il termistore è costituito da un semiconduttore la cui resistenza elettrica varia in funzione della temperatura alla quale esso si trova. Le variazioni ΔT di temperatura in ciascuno dei corpi del calorimetro si determinano quindi a seguito di una misura delle variazioni ΔR della resistenza dei rispettivi termistori. La misura si effettua collegando il termistore a un ponte di Wheatstone, come mostrato nello schema in figura 18.2. Delle quattro resistenze presenti nel ponte, due (R_1 e R_2) hanno un valore accuratamente noto, la resistenza R_T è quella del termistore, mentre la R_X è una resistenza che può essere variata in modo fine. Il ponte, alimentato da un generatore di tensione con una differenza di potenziale V_0, viene bilanciato in fase iniziale dopo aver portato il sistema calorimetrico in equilibrio termico. In tal caso vale la relazione:

$$R_1 R_{X_0} = R_2 R_T \qquad (18.3)$$

dove il valore di R_{Xo} è quello fissato in fase di bilanciamento del ponte e R_T è il valore della resistenza del termistore in corrispondenza della temperatura di equilibrio. Dalla (18.3) si può determinare il valore di R_T nelle condizioni iniziali di equilibrio termico.
Quando il calorimetro viene esposto al fascio di radiazione si ha al suo interno un aumento di temperatura rispetto a quella iniziale di equilibrio. Il riscaldamento del nocciolo causa una variazione di R_T, a seguito della quale il ponte si sbilancia con una variazione della sua tensione di uscita, V_u, che assume pertanto un valore diverso dal valore nullo iniziale. Il ponte può essere nuovamente bilanciato variando il valore di R_X di una quantità ΔR corrispondente alla variazione ΔR_T subita dalla resistenza del termistore.
La resistenza R di un termistore diminuisce all'aumentare della temperatura secondo la relazione:

$$R = R_o \exp\left[\beta\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \tag{18.4}$$

dove β è un parametro caratteristico del termistore considerato. Un ulteriore importante parametro che caratterizza un termistore è la sensibilità, *S,* la quale fornisce l'entità della variazione relativa della resistenza del termistore in funzione della variazione di temperatura cui esso è sottoposto. La sensibilità *S,* definita come:

$$S = \frac{\Delta R}{R}\frac{1}{\Delta T} \tag{18.5}$$

è correlata al parametro β poiché dalla (18.4) e dalla (18.5) si ottiene anche:

$$S = \beta T^{-2} \tag{18.6}$$

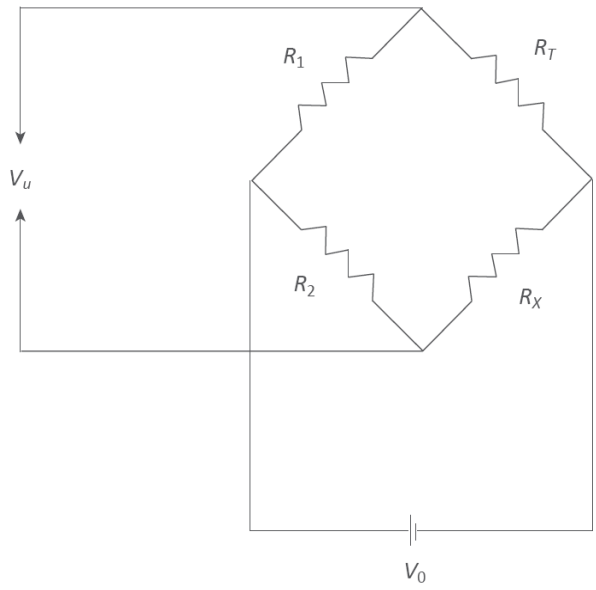


Figura 18.2 - Schema elementare del ponte di Wheatstone associato a un calorimetro e alimentato con una tensione V_0. Il circuito a ponte è usato per la misura della resistenza, R_T, del termistore in funzione della temperatura del corpo calorimetrico dove il termistore è inserito. Nelle condizioni di bilanciamento del ponte la tensione di uscita, V_u, è uguale a zero. Il sistema di misura della tensione V_u deve essere molto stabile e in grado di apprezzare variazioni di tensione dell'ordine dei microvolt

I valori di S e di β per un dato termistore possono essere determinati sperimentalmente, utilizzando le relazioni (18.4), (18.5), (18.6), a seguito di misure della resistenza del termistore in funzione di diversi valori di temperatura alla quale il termistore viene posto.
Una volta nota la sensibilità S del termistore la variazione di temperatura indotta dalla radiazione in ciascuno dei corpi calorimetrici è data da:

$$\Delta T = S^{-1} \frac{\Delta R_T}{R_T} \tag{18.7}$$

da cui, tramite la (18.2), si ottiene il valore della dose assorbita in grafite.
Il metodo di misura delle variazioni di temperatura in un calorimetro in grafite, sebbene concettualmente semplice, presenta difficoltà piuttosto elevate nella sua attuazione. Difficoltà operative di particolare rilievo sono anzitutto quelle che si hanno nel mantenere in equilibrio termico i diversi corpi del calorimetro, il quale opera di norma a temperatura ambiente. A tal fine devono poter essere misurabili variazioni di temperatura molto piccole, fino a circa 10^{-6} K. La sensibilità di un calorimetro in grafite è d'altra parte particolarmente bassa essendo il calore specifico della grafite uguale a circa 710 J K^{-1} kg^{-1}. Dalla (18.2) si ha quindi che una (non piccola) dose assorbita di 1 J kg^{-1} (1 Gy) dà luogo a una variazione di temperatura nella grafite di poco più di 1 mK. Anche la sensibilità, S, di un termistore, la cui resistenza è di norma compresa fra 1 e 20 kΩ (a seconda del tipo), è piuttosto modesta. Per un termistore con resistenza R di circa 2 kΩ a temperatura ambiente, si ha una variazione ΔR di circa 100 Ω quando il termistore è sottoposto alla variazione di temperatura ΔT = 1 K. Poiché le variazioni di temperatura derivanti dall'irraggiamento sono di diversi ordini di grandezza più piccole di 1 K, i valori di ΔR che ne derivano sono piuttosto modesti e ciò comporta la misura di tensioni che possono essere anche sensibilmente inferiori a 1 μV. La difficoltà principale nelle misure calorimetriche risiede, in definitiva, nella necessità di misurare piccole variazioni di temperatura in presenza di fluttuazioni e di derive termiche di entità confrontabile.
La determinazione della dose assorbita con un calorimetro in grafite richiede, oltre alle misure delle variazioni di temperatura, anche la determinazione di numerose correzioni ai dati misurati. Queste correzioni sono necessarie poiché le condizioni reali di misura sono diverse da quelle idealmente richieste per poter applicare la (18.2). La condizione che fra i diversi corpi calorimetrici non vi siano scambi termici è assicurabile in un calorimetro reale solo parzialmente. È necessario tener conto del fatto che può esservi trasmissione di calore sia fra i corpi interni di un calorimetro in grafite sia fra la struttura calorimetrica e l'ambiente esterno. Questi effetti sono quantificabili sia sperimentalmente sia mediante calcoli di trasporto del calore. Un

ulteriore effetto sul risultato della misura è dovuto alla presenza delle intercapedini fra i diversi corpi del calorimetro. La presenza di queste intercapedini modifica il campo di radiazione e quindi la distribuzione di dose rispetto a quella che si avrebbe in una massa omogenea di grafite esposta allo stesso campo di radiazione. Il valore della dose assorbita al centro della massa di riferimento (il nocciolo) dipende sia dalla configurazione che dalle dimensioni di queste regioni di discontinuità. Anche per questo effetto le correzioni da apportare ai risultati sperimentali si determinano sia mediante calcoli che tramite specifiche misure.
La dose assorbita D_{gr} misurata dal calorimetro e ottenuta dalla (18.2) corrisponde in realtà al valore medio, $\overline{D}_{gr}$, della dose assorbita all'interno della massa *m* di grafite del calorimetro. Ciò è dovuto al fatto che, anche quando il calore viene inizialmente prodotto dalla radiazione in una piccola porzione della massa *m* di grafite, come accade nel caso di un fascio di radiazione di sezione molto piccola, questo calore tende poi a diffondersi piuttosto rapidamente da quel volumetto iniziale a tutto il volume del nocciolo. Il tempo richiesto per la misura di temperatura è di norma non inferiore a quello impiegato per la diffusione del calore in tutta la massa *m*, a causa dell'elevata diffusività termica della grafite. Se tuttavia si suppone che la massa *m* di grafite sia irraggiata uniformemente e che in ogni punto al suo interno il valore della dose assorbita sia costante, si può ragionevolmente assumere che $\overline{D}_{gr}$ sia uguale alla dose assorbita $D_{gr}(P)$, con *P* corrispondente al centro della massa di riferimento *m*.

18.2.2 Conversione della dose in grafite nella dose in acqua

Con il calorimetro in grafite si effettuano misure assolute di dose assorbita in grafite, D_{gr}, ma la grandezza di interesse, soprattutto nelle applicazioni in campo medico, è la dose assorbita in acqua, D_w. La possibilità di utilizzare la calorimetria in grafite come metodo di riferimento per la dosimetria in radioterapia è quindi subordinata alla capacità di determinare D_w a partire da una misura di D_{gr}.
Esistono diversi metodi per convertire la dose in grafite in dose in acqua e uno di questi sarà qui brevemente descritto. Questo metodo richiede un'attrezzatura sperimentale le cui principali componenti comprendono, oltre al calorimetro in grafite, una camera a ionizzazione, un fantoccio in grafite e un fantoccio d'acqua. Il metodo è utilizzato essenzialmente per misure con la radiazione gamma del ^{60}Co. Ciò non costituisce tuttavia una limitazione, in quanto le camere a cavità tarate (in termini di D_w) rispetto ai campioni primari basati su questo metodo, possono effettuare misure di D_w anche con radiazione di diverso tipo e di più alta energia (cfr. § 12.3).

Il metodo di conversione da D_{gr} a D_w richiede che, se si irraggia un fantoccio ad acqua con la stessa radiazione usata per le misure assolute di D_{gr} con il calorimetro in grafite, si identifichi all'interno di questo fantoccio un punto in acqua, P_w, nel quale si abbia lo stesso spettro di energia della radiazione che si ha nella grafite nel punto di riferimento, P_{gr}, del calorimetro. Il punto in acqua che soddisfa questa condizione si trova a una profondità nel fantoccio, rispetto alla direzione della radiazione incidente, che può essere calcolata tenendo conto della differenza di densità degli elettroni in acqua e in grafite. La posizione di P_w si determina più agevolmente se si impone che il fantoccio ad acqua abbia la stessa forma (cilindrica) del calorimetro ma dimensioni opportunamente diverse in relazione alla diversa densità dei due mezzi.
L'attuazione del metodo di conversione richiede inoltre l'uso di un fantoccio in grafite di forma e dimensioni identiche a quelle del calorimetro. All'interno di questo fantoccio si irradia una particolare camera a ionizzazione posta nella stessa posizione del nocciolo del calorimetro. Il punto di misura, P_{gr}, del calorimetro deve infatti coincidere con il punto di misura della camera e perciò questi due punti si trovano alle stesse profondità in grafite nel fantoccio e nel calorimetro, rispettivamente. La medesima camera, posta successivamente nel fantoccio ad acqua con il suo punto di misura coincidente con P_w, viene irraggiata con il medesimo fascio di radiazione utilizzato per irraggiare sia il calorimetro che la stessa camera nel fantoccio di grafite.
Il metodo di conversione richiede che la camera a ionizzazione usata nelle misure in fantoccio, sia una piccola camera a ionizzazione con pareti di grafite di spessore non inferiore allo spessore di equilibrio per la radiazione usata (cfr. § 12.2.2). La procedura di conversione da D_{gr} a D_w, è basata sulla successione di misure di cui si riassumono nel seguito i tratti essenziali. In un fascio di radiazione gamma, generato tipicamente da una sorgente di ^{60}Co, si determina anzitutto, mediante il calorimetro in grafite, la dose assorbita in grafite, D_{gr}, nel punto P_{gr} in grafite. Nello stesso fascio di radiazione si espone, alla medesima distanza, la camera in grafite posta nel fantoccio di grafite nel punto P_{gr}. Dalla carica misurata dalla camera, $q(P_{gr})$, si ottiene il suo coefficiente di taratura in termini di dose assorbita in grafite. Questo coefficiente di taratura, dato da:

$$N_{D_{gr}} = \frac{D_{gr}}{q(P_{gr})} \tag{18.8}$$

consente di determinare il valore di D_{gr} quando nello stesso fascio di radiazione si usa la camera a ionizzazione anziché il calorimetro. Se la camera viene successivamente posta nel fantoccio ad acqua nel punto P_w ed è irraggiata dal medesimo fascio di radiazione, essa perciò misura,

tramite la (18.8), la dose assorbita in grafite. Le due fasi di misura, relative agli irraggiamenti della camera nei fantocci di grafite e di acqua, sono schematizzate nella figura 18.3.
Dalla carica, $q(P_w)$, fornita dalla camera nel fantoccio ad acqua e dal coefficiente di taratura $N_{D_{gr}}$ determinato con la camera posta nel fantoccio di grafite si può determinare la dose assorbita in grafite, $D_{gr}(P_w)$, dovuta alla fluenza di fotoni esistente in acqua in P_w. Si ha infatti:

$$D_{gr}(P_w) = q(P_w) N_{D_{gr}} \tag{18.9}$$

dove $D_{gr}(P_w)$ è la dose assorbita in grafite al centro di una piccola massa di grafite posta in acqua con il suo il centro nel punto P_w. La possibilità di applicare la (18.9) è basata sul fatto che il coefficiente di taratura della camera, $N_{D_{gr}}$, è utilizzabile sia per la dosimetria in acqua che in grafite, dal momento che nei rispettivi punti di misura, P_w e P_{gr} si è assicurato che lo spettro di energia della radiazione è lo stesso. A tal fine è necessario che tutte le dimensioni di interesse in ciascun fantoccio (dimensioni del fantoccio, profondità di misura, ampiezza del campo di radiazione nel punto di misura) siano fra loro scalate inversamente alla densità elettronica del mezzo (grafite o acqua) di cui è costituito il fantoccio. Le dimensioni della massa di grafite considerata nella (18.9) corrispondono alle dimensioni esterne della camera in modo che in entrambi i rispettivi volumi si abbia la stessa distribuzione in energia dei fotoni incidenti in P_w.
All'interno della massa di grafite idealmente posta in acqua in P_w, sono realizzate – grazie al fatto che il suo spessore non è inferiore allo spessore (di equilibrio) delle pareti della camera – le condizioni di equilibrio elettronico transiente (cfr. § 11.2.2.a). Ciò permette, in base alla (5.9) e la (11.6), di esprimere la dose assorbita data dalla (18.9), anche come:

$$D_{gr}(P_w) = \Psi_{gr}(P_w) \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{gr} \beta_{gr} \tag{18.10}$$

dove $\Psi_{gr}(P_w)$ è la fluenza di energia dei fotoni al centro della piccola massa di grafite immaginata posta in acqua in P_w, $(\overline{\mu}_{en}/\rho)_{gr}$ è il coefficiente di assorbimento di energia massico della grafite mediato sullo spettro di energia dei fotoni, β_{gr} è il rapporto, così come definito dalla (11.6), tra la dose assorbita e il kerma per collisione al centro della piccola massa di grafite.
Analogamente, la dose assorbita in acqua nel punto P_w in acqua si può esprimere come:

$$D_w(P_w) = \Psi_w(P_w) \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_w \beta_w \tag{18.11}$$

dove i simboli hanno lo stesso significato dell'equazione precedente, ma questa volta riferiti all'acqua, *w*.
Dal rapporto fra la (18.11) e la (18.10) si può esprimere la dose assorbita in acqua in funzione della dose assorbita in grafite per lo stesso campo di radiazione esistente in acqua in P_w, ottenendo:

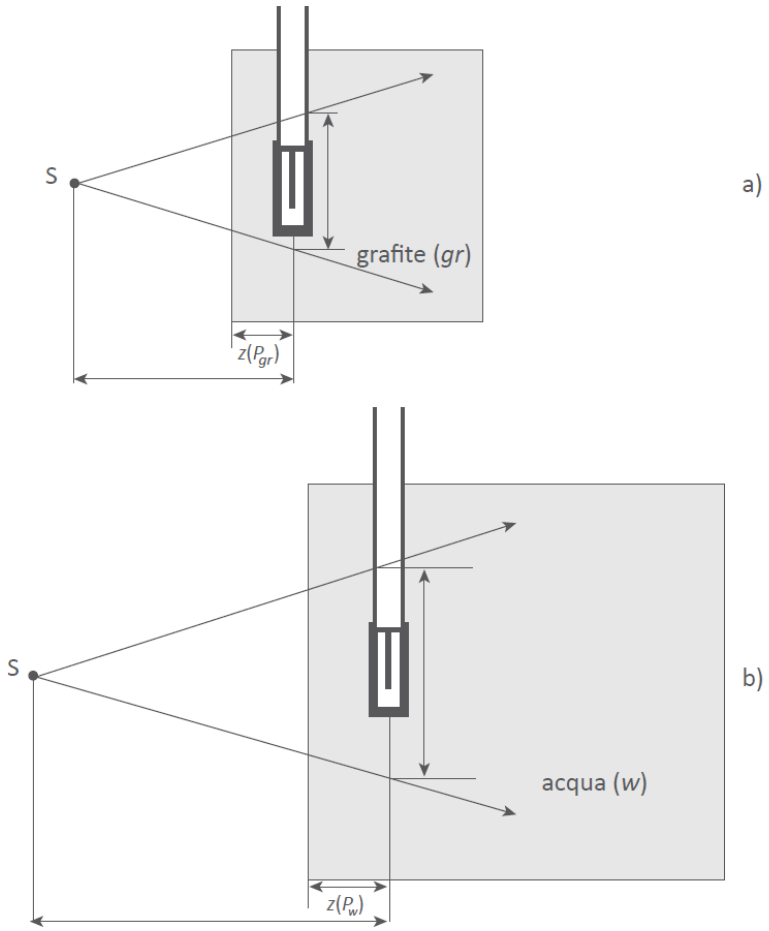


Figura 18.3 - Schema delle condizioni sperimentali per l'irraggiamento della camera a ionizzazione nei fantocci di grafite (a) e di acqua (b) per determinare D_w dopo aver misurato D_{gr} con il calorimetro in grafite. La sorgente di radiazione S (tipicamente ^{60}Co) è la stessa in entrambe le condizioni sperimentali. Affinché nei due punti di misura P_{gr} e P_w, in grafite e in acqua si abbia lo stesso spettro di energia della radiazione, le dimensioni dei fantocci devono essere fra loro diverse e in un opportuno rapporto, così come le profondità di misura $z(P_{gr})$ e $z(P_w)$ e le dimensioni del campo di radiazione nei due mezzi

$$D_w(P_w) = D_{gr}(P_w)\left[\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_w \Big/ \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{gr}\right]\frac{\beta_w}{\beta_{gr}}\frac{\Psi_w}{\Psi_{gr}} \qquad (18.12)$$

Combinando infine la (18.12) con la (18.9) si ottiene:

$$D_w(P_w) = q(P_w)N_{D_{gr}}\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{gr}^{w}(\beta)_{gr}^{w}[\Psi(P_w)]_{gr}^{w} \qquad (18.13)$$

dove la notazione x_b^a indica il rapporto $(x)_a/(x)_b$. La (18.13) consente di convertire la dose in grafite in dose in acqua dopo aver determinato, mediante il calorimetro in grafite il coefficiente di taratura, $N_{D_{gr}}$, per la camera a ionizzazione usata come strumento di trasferimento, e dopo aver misurato la carica $q(P_w)$ con la medesima camera posta in P_w nel fantoccio d'acqua. Nelle precedenti espressioni è sempre implicito che la carica sia data da: $q = q_{mis}\cdot\Pi k_i$, essendo q_{mis} la carica misurata e k_i i fattori correttivi descritti nel § 15.3.2 (cfr. eq. 15.4) per le misure di carica con camere a ionizzazione.
Il rapporto β_w/β_{gr} nella (18.13) si calcola a partire dalla (11.6), mentre il rapporto Ψ_w/Ψ_{gr} si determina, sia mediante calcoli sia tramite misure, come correzione dovuta alla differente attenuazione e diffusione che i fotoni considerati hanno nella piccola massa di grafite riferita alla (18.10) e in una corrispondente massa d'acqua di uguale volume.
La (18.13) si applica di norma alla radiazione gamma del ^{60}Co ($E \sim$ 1,25 MeV) perché i parametri coinvolti sono accuratamente determinabili per i fotoni di questa energia. Con un campione di misura per questa radiazione di riferimento si possono poi tarare – essendo noto in base alla (18.13) il valore di D_w in un fantoccio d'acqua come quello in figura 18.3 b – dosimetri come la camera a cavità, utilizzabili in base alla (12.58) anche per energie diverse.

18.3 Il campione basato sul calorimetro ad acqua

I calorimetri ad acqua hanno, rispetto ai calorimetri in grafite il vantaggio di fornire una misura diretta della grandezza di interesse, la dose assorbita in acqua, D_w. L'uso dei calorimetri ad acqua è però più recente rispetto a quello dei calorimetri in grafite, a causa di alcuni problemi sperimentali la cui soluzione ha ritardato la loro introduzione per finalità metrologiche.
I principali problemi che s'incontrano in un calorimetro il cui mezzo assorbente sia solo costituito da un'omogenea massa d'acqua, sono due: 1) la trasmissione del calore fra punti diversi di un mezzo costituito da una massa uniforme di acqua, 2) l'effetto delle reazioni radiochimiche indotte dalle radiazioni ionizzanti nell'acqua.

Il primo problema, che in un calorimetro in grafite è minimizzato mediante l'introduzione di intercapedini sotto vuoto come isolanti termici fra i diversi corpi calorimetrici (cfr. fig. 18.1), non può essere affrontato nell'identico modo in un calorimetro ad acqua A tal fine si dovrebbero realizzare pareti di contenimento in modo da ottenere diverse masse d'acqua fra loro termicamente isolate. Una tale soluzione avrebbe però l'inconveniente di introdurre nel mezzo irraggiato materiali diversi dall'acqua. In una massa d'acqua omogenea attraversata dalla radiazione lungo una sua porzione di volume (cfr. fig. 18.4), si manifestano gradienti di temperatura che inducono, per effetto della conducibilità termica dell'acqua, variazioni di temperatura nel tempo da punto a punto. Le variazioni di temperatura nella massa d'acqua irraggiata sono indotte anche dai moti convettivi che si innescano a causa della diversa temperatura fra regioni dell'acqua (come quelle attraversate dalla radiazione) a temperatura T_R e regioni sovrastanti, a temperatura T_S, con $T_R > T_S$.

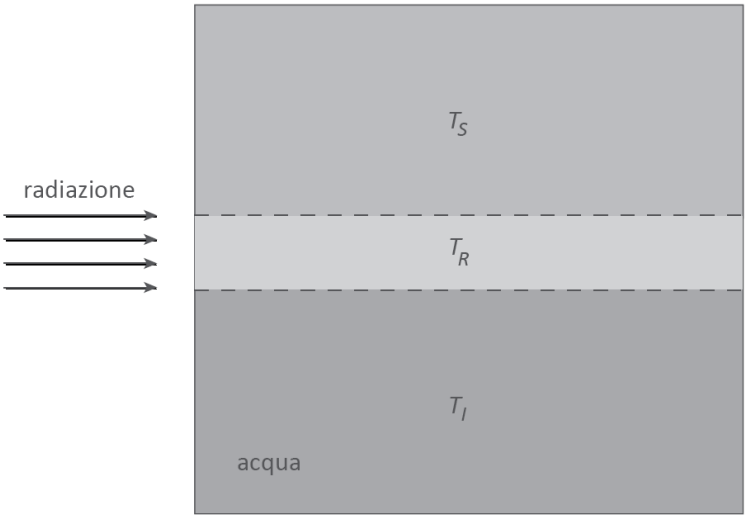


Figura 18.4 - Rappresentazione schematica delle diverse temperature in un fantoccio d'acqua irraggiato da un fascio di radiazione. Nella porzione centrale del volume del fantoccio compresa fra le righe tratteggiate, la temperatura dell'acqua, T_R, dovuta all'assorbimento della radiazione è mediamente più elevata della temperatura media T_I, nella zona inferiore del fantoccio, e della temperatura media, T_S, nella zona superiore. Questi gradienti di temperatura innescano all'interno del fantoccio d'acqua correnti convettive dal basso verso l'alto. L'effetto di queste correnti è di far variare nel tempo la temperatura nel punto di misura nella zona centrale, alterando l'iniziale correlazione fra l'energia che la radiazione ha dissipato nell'acqua e il conseguente aumento di temperatura nel fluido

Nell'intervallo di tempo necessario a effettuare la misura, i valori della temperatura possono cambiare istante dopo istante e ciò impedisce di misurare accuratamente le variazioni di temperatura dovute al solo effetto dell'irraggiamento del volume d'acqua considerato.
Il secondo problema è dovuto al fatto che in una massa di acqua attraversata da radiazioni ionizzanti hanno luogo numerose reazioni radiochimiche (circa 50) a seguito delle quali vengono prodotte diverse specie radiochimiche costituite in gran parte da radicali liberi. Alcune di queste reazioni sono di tipo esotermico altre di tipo endotermico. Nell'acqua il bilancio complessivo di energia delle diverse reazioni radiochimiche è negativo, in quanto prevalgono gli effetti delle reazioni endotermiche. Ciò fa sì che non tutta l'energia delle radiazioni assorbita in una data massa d'acqua si manifesti alla fine come energia termica. Una parte dell'energia assorbita viene infatti spesa non per le ionizzazioni – le reazioni responsabili della produzione di calore in quella massa – ma per indurre reazioni radiochimiche di tipo endotermico, non totalmente compensate in termini energetici da quelle di tipo esotermico. In definitiva, il calore prodotto in una massa d'acqua irraggiata non è quello derivante da tutta l'energia della radiazione assorbita in quella massa.
La frazione di energia corrispondente al calore mancante e denotata come "perdita di calore" o "difetto di calore" dell'acqua, viene misurata dal rapporto:

$$HD = \frac{E_a - E_h}{E_a} \tag{18.14}$$

dove E_a è l'energia della radiazione assorbita in una data massa d'acqua e E_h è l'energia della radiazione che dà luogo ad un incremento del calore in quella massa. Il valore di *HD* (heat defect) è positivo nell'acqua pura, ma può essere modificato se nell'acqua sono presenti impurezze o sono deliberatamente introdotti elementi diversi.
L'effetto della perdita di calore non è presente o è del tutto trascurabile in altri materiali, in particolare quelli solidi, e segnatamente nella grafite per la quale si può assumere che $E_a = E_h$. Il difetto di calore dell'acqua ha come conseguenza la non validità delle equazioni (18.1) e (18.2) allorché si voglia fare una calorimetria basata su un assorbitore di acqua anziché di grafite.
Una soluzione sufficientemente accurata dei problemi 1) e 2) è quella che ha portato alla realizzazione di un calorimetro ad acqua il cui schema di massima è mostrato nella figura 18.5 (cfr. Domen 1987, ICRU 2001). In questo apparato sperimentale la massa d'acqua in cui si effettua la misura calorimetrica viene posta all'interno di un piccolo contenitore di vetro a forma di fiala cilindrica, dal volume compreso

tipicamente fra 100 e 200 cm^3. All'interno del contenitore sono disposti anche i termistori per la misura delle variazioni di temperatura ΔT. Al centro di questa massa di acqua viene di norma riferito il punto di misura del calorimetro.
La fiala di vetro è a sua volta posta all'interno di una massa d'acqua più grande contenuta in una vasca cubica con pareti di materiale plastico coibente e con dimensioni tipiche (circa 30 cm di lato) dei fantocci d'acqua in cui si determinano usualmente le curve di dose in profondità

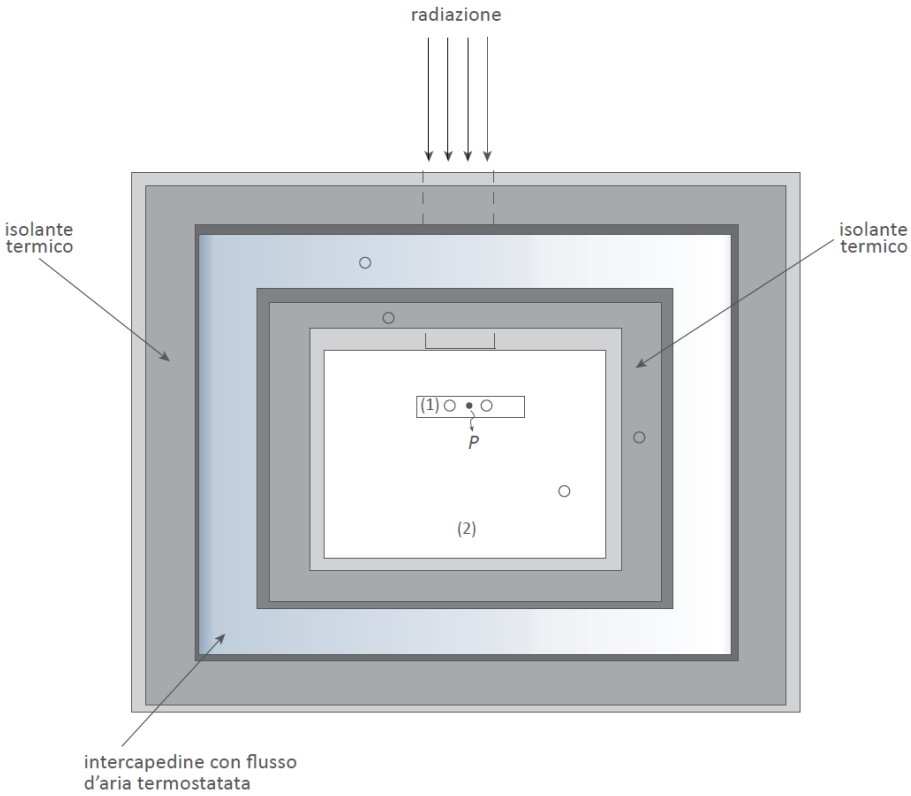


Figura 18.5 - Schema elementare di un calorimetro ad acqua del tipo "ad acqua sigillata". La massa d'acqua al cui centro viene riferita la misura di D_w, è posta all'interno di una fiala di vetro (1) le cui pareti annullano l'effetto dei moti convettivi dell'acqua contenuta nella vasca calorimetrica (2). L'acqua della vasca calorimetrica e quella interna alla fiala sono mantenute a una temperatura di 4 °C per minimizzare le correnti convettive nel fluido. Per garantire un'adeguata stabilità termica nell'acqua della fiala, la vasca calorimetrica è posta all'interno di un sistema di contenitori fra loro coibentati termicamente. La misura della temperatura nel punto *P* interno alla fiala e il monitoraggio delle temperature nelle diverse regioni del sistema calorimetrico sono fatti tramite termistori (cerchietti) disposti in varie posizioni

(cfr. cap. 11). La vasca d'acqua è poi posta all'interno di diversi contenitori, uno interno all'altro, con pareti di materiali isolanti termici e separati da intercapedini in cui viene fatta circolare aria termostatata. Il complesso sperimentale ha in tal modo approssimativamente le proprietà di un sistema adiabatico.
L'uso di una piccola massa d'acqua confinata in un contenitore con pareti solide minimizza le variazioni di temperatura nel punto di misura derivanti dai moti convettivi nel liquido. Le correnti del fluido nella massa d'acqua contenuta nella vasca vengono intercettate dalle pareti della fiala e hanno perciò un modesto effetto sulla temperatura nel punto di misura. Poiché queste variazioni sono quelle di maggior rilievo, questa soluzione costruttiva è particolarmente efficace rispetto al problema 1) e il calorimetro basato su questo schema è comunemente indicato come calorimetro "ad acqua sigillata". Modeste correnti convettive possono tuttavia innescarsi nell'acqua all'interno della fiala calorimetrica dove può esservi una densità del fluido variabile fra volumi di acqua inferiori e quelli superiori rispetto all'asse orizzontale del fascio di radiazione. Per minimizzare gli effetti di questi moti convettivi si mantiene tutto il fluido calorimetrico alla temperatura di 4 °C poiché per valori vicini a questa temperatura il coefficiente di espansione volumetrica dell'acqua è prossimo a zero, come mostra la curva in figura 18.6. Le variazioni di temperatura dovute a effetti convettivi sono quindi sostanzialmente ridotte sia tramite il metodo "dell'acqua sigillata" sia grazie a una temperatura di lavoro mantenuta a circa 4 °C. Permangono comunque le variazioni di temperatura dovute a effetti conduttivi ma di questo si tiene conto tramite fattori correttivi. A riguardo l'acqua è un mezzo che, rispetto alla grafite, è particolarmente vantaggioso poiché la sua diffusività termica è molto minore di quella della grafite.
La soluzione al problema 2) consiste principalmente nel miscelare all'acqua pura della fiala elementi in grado di modificare la tipologia delle reazioni radiochimiche ed equilibrare l'effetto delle reazioni esotermiche ed endotermiche in acqua. Saturando con idrogeno l'acqua nella fiala calorimetrica si riesce ad avere, seppur in modo non permanente, un difetto di calore ragionevolmente trascurabile. Una soluzione alternativa al problema 2) consiste nel calcolare il bilancio di energia delle reazioni radiochimiche in acqua e determinare in tal modo il valore del difetto di calore. Questo secondo approccio è tuttavia più complesso poiché richiede la conoscenza accurata di tutte le possibili reazioni radiochimiche unitamente a un modello di radiolisi dell'acqua e a un rigoroso controllo delle impurezze in essa presenti.
Per la determinazione della dose assorbita in acqua, D_w, mediante un calorimetro "ad acqua sigillata" è possibile utilizzare un'equazione

simile alla (18.2) dove però i simboli sono riferiti all'acqua (*w*) anziché alla grafite (*gr*) e in cui sono inoltre presenti alcuni fattori correttivi specifici di questo metodo. Si ha in particolare:

$$D_w = c_w \, \Delta T \prod_i k_i \tag{18.15}$$

dove, c_w è il calore specifico dell'acqua ($c_w \approx 4206$ J K^{-1} kg^{-1}) e la produttoria è data da:

$$\prod_i k_i = k_{hd} \, k_c \, k_v \tag{18.16}$$

La (18.16) include i seguenti fattori correttivi: k_{hd}, che tiene conto del difetto termico dell'acqua interna alla fiala calorimetrica qualora non si siano realizzate le condizioni per cui *HD* sia trascurabile, k_c, che tiene conto degli effetti sulla temperatura nel punto di misura dovuti alla eventuale esistenza di effetti termici di tipo conduttivo e convettivo, k_v, che tiene conto del fatto che i materiali della fiala (il vetro) e quelli di cui sono costituiti i termistori presenti nella fiala alterano il campo di radiazione (per la diversa attenuazione e diffusione) rispetto alla situazione ideale in cui D_w è riferita a una massa d'acqua omogenea.

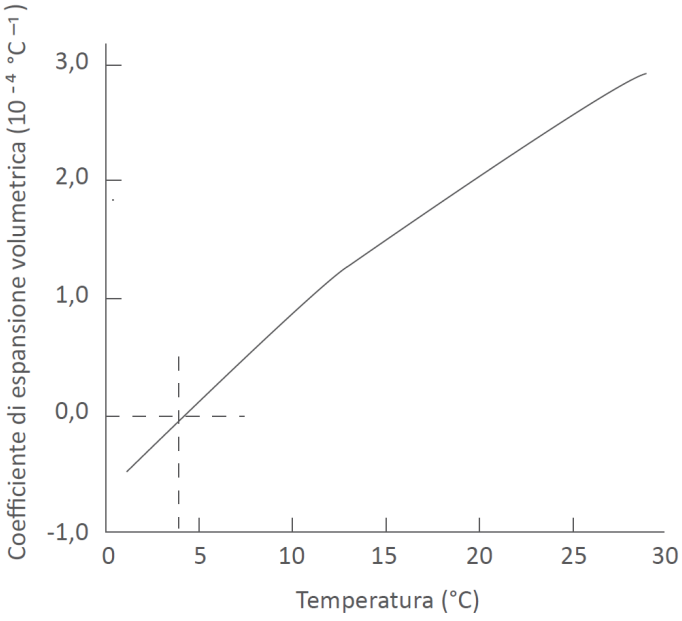


Figura 18.6 - Variazione del coefficiente di espansione volumetrica dell'acqua in funzione della temperatura. La curva passa per lo zero a circa 4 °C e intorno a questa temperatura si hanno perciò variazioni minime della densità nell'acqua e quindi trascurabili moti convettivi al suo interno

Questi fattori correttivi si determinano tramite calcoli relativi a ciascun effetto perturbativo. Il fattore k_{hd} in particolare si determina in base alla (18.14) essendo espresso da 1/(1-HD). In base alle specifiche condizioni sperimentali la produttoria espressa dalla (18.16) può contenere ulteriori fattori correttivi.
Il valore di D_w determinato tramite la (18.15) con un calorimetro ad acqua del tipo descritto, ha il vantaggio di poter essere riferito a un volume d'acqua molto più piccolo di quello corrispondente alla determinazione indiretta di D_w basata sulla calorimetria in grafite. Quest'ultimo volume corrisponde in pratica, come si è visto nei paragrafi 18.2.1 e 18.2.2, al volume del nocciolo del calorimetro in grafite. Il valore della diffusività termica dell'acqua, di circa seicento volte inferiore a quella della grafite, fa sì che durante la misura di temperatura in acqua la diffusione del calore per effetti conduttivi intorno a quel punto sia molto più limitata che nella grafite. Il valore di D_w, pur essendo sempre un valore medio riferito a una massa d'acqua finita e non a un punto, è tuttavia in tal caso ragionevolmente rappresentativo della dose assorbita nel punto centrale della massa d'acqua "sigillata".
I metodi di misura delle variazioni di temperatura in un calorimetro ad acqua sono analoghi a quelli già descritti (cfr. § 18.2.1) per i calorimetri in grafite.
Le misura assolute di D_w con il calorimetro ad acqua possono essere fatte, indifferentemente, con radiazione di diverso tipo ed energia.

Bibliografia

Attix F. H., *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*, John Wiley & Sons, 1986.

Domen S. R., *Advances in calorimetry for radiation dosimetry*, in Kase K. R., Bjarngard B. E., Attix F. H. (Eds.), "The dosimetry of ionizing radiation", vol. II, Academic Press, Orlando, 1987.

ICRU Report 64, *Dosimetry of High-Energy Photon Beams Based on Standards of Absorbed Dose to Water*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 2001.

Capitolo 19

CAMPIONI PER MISURE DI NEUTRONI E DI RADIONUCLIDI

19.1 Introduzione

I sistemi campione per la misura delle grandezze associate ai neutroni (fluenza, dose assorbita ecc.) sono di vario tipo come anche lo sono anche quelli usati per la misura dell'attività dei radionuclidi.
Nel caso delle misure neutroniche i sistemi campione differiscono fra loro al variare dell'energia dei neutroni e del tipo di sorgente (acceleratore, sorgente radioattiva ecc., cfr. § 3.4). I metodi e i sistemi di misura utilizzati per fasci di neutroni prodotti da acceleratori possono differire sostanzialmente da quelli impiegati per la misura di neutroni prodotti in reattori nucleari e da quelli per la misura di neutroni prodotti mediante sorgenti radioattive.
Riguardo ai radionuclidi, la misura dell'attività e della concentrazione di attività in un mezzo richiede metodi che possono sensibilmente differire fra loro a seconda dello schema di decadimento del radionuclide (cfr. cap. 9) e del tipo di radiazione emessa dalla sorgente.
Una descrizione dettagliata dei diversi sistemi campione per le misure di neutroni e di radionuclidi esula dallo scopo del testo poiché questi metodi, utilizzati essenzialmente presso gli istituti metrologici, non sono di norma applicati nella dosimetria corrente in radioterapia e in radioprotezione. D'altra parte una conoscenza di massima dei sistemi sperimentali utilizzati per la taratura dei dosimetri di uso corrente è comunque utile. Ciò permette infatti di avere un quadro complessivo delle conoscenze e delle attività sperimentali che sono alla base della dosimetria in questo settore. A questo scopo saranno descritti, fra i diversi sistemi di misura, due soli campioni, esemplificativi dei sistemi di misura dei neutroni e dei radionuclidi, rispettivamente. Questi campioni sono: il complesso di misura detto "bagno a solfato di manganese" per misure della fluenza di neutroni e il "sistema di conteggio $4\pi\beta$-γ" per misure di attività di sorgenti radioattive. Di essi saranno brevemente descritte le caratteristiche principali.

19.2 Il "bagno a solfato di manganese" per misure di neutroni

L'apparato sperimentale noto come "bagno a solfato di manganese" consente di effettuare misure assolute del rateo dei neutroni emessi da sorgenti neutroniche di tipo sigillato (cfr. § 3.4.1). Le sorgenti neutroniche sigillate più comunemente utilizzate in queste misure sono quelle di Am-Be, ^{252}Cf e Sb-Be, dalle quali sono emessi neutroni con

un'energia media di circa 5 MeV, 2 MeV e 24 keV, rispettivamente. La grandezza che si misura con questo sistema campione è la *emissione* neutronica, cioè il numero medio di neutroni emessi nell'unità di tempo in tutte le direzioni da una sorgente di neutroni sigillata. A seguito di questa misura assoluta, la sorgente può essere utilizzata per tarare strumenti di misura in termini di *fluenza* di neutroni (cfr. cap. 2), in quanto il rateo di fluenza e l'emissione di particelle sono grandezze direttamente correlate se si assume che i neutroni siano emessi dalla sorgente in modo isotropo.
Il metodo di misura del bagno a solfato di manganese è basato sul rallentamento, da parte di una soluzione acquosa, dei neutroni veloci emessi dalla sorgente e sulle conseguenti reazioni di attivazione (cfr. § 9.2.6) indotte nella soluzione dai neutroni che sono stati rallentati. L'acqua è il mezzo usato per rallentare i neutroni fino a termalizzarli grazie al suo elevato contenuto di idrogeno (cfr. § 3.4). Le reazioni di cattura e di attivazione d'interesse per la misura sono quelle indotte dai neutroni su determinati elementi della soluzione, in particolare il manganese. La radiazione gamma di diseccitazione emessa dall'isotopo attivato del manganese viene poi misurata mediante metodi spettrometrici (cfr. § 9.4.1) con un rivelatore di efficienza nota. La correlazione esistente fra il numero di neutroni emessi dalla sorgente, la sezione d'urto di cattura negli elementi del mezzo da essi attraversato e il numero di fotoni emessi dagli elementi prodotti nelle reazioni di cattura, permette di determinare, a seguito delle misure di spettrometria gamma, i neutroni emessi dalla sorgente entro un dato intervallo di tempo.
Uno schema del sistema bagno a solfato di manganese, è mostrato nelle sue componenti principali nella figura 19.1 L'apparato sperimentale è costituito da una sfera di acciaio, dal diametro di circa 1 m, riempita con una soluzione acquosa di solfato di manganese ($MnSO_4$) di massa nota e con titolo noto, tipicamente 25% in peso. Al centro della sfera si pone la sorgente, il cui materiale è sigillato all'interno di una capsula cilindrica metallica del volume di alcuni centimetri cubi. I neutroni veloci emessi dalla sorgente nell'interagire con l'acqua della soluzione perdono energia fino a termalizzarsi. I neutroni termici che interagiscono con gli atomi di manganese della soluzione inducono la reazione di cattura neutronica:

$$n(^{55}\mathrm{Mn}, ^{56}\mathrm{Fe})\gamma$$

la cui sezione d'urto è, per i neutroni termici, particolarmente elevata. I neutroni che attraversano la soluzione acquosa di $MnSO_4$ danno quindi origine a una produzione di radiazione gamma sufficientemente intensa da poter essere accuratamente misurata. I fotoni prodotti nella reazione

di attivazione neutronica sul ^{55}Mn derivano dai due seguenti processi:

$$\text{I)} \quad {}^{55}\text{Mn} + n \rightarrow {}^{56}\text{Mn}$$

$$\text{II)} \quad {}^{56}\text{Mn} \rightarrow {}^{56}\text{Fe} + \beta^- + \gamma$$

Il tempo di dimezzamento del ^{56}Mn è di 2,578 h. La radiazione γ emessa nel decadimento β^- del ^{56}Mn è quella di diseccitazione del ^{56}Fe ed è caratterizzata da diversi gruppi di energia. I fotoni che hanno la maggiore probabilità di emissione e che vengono perciò utilizzati per la spettrometria hanno un'energia di circa 847 keV.
Il rivelatore dello spettrometro gamma è uno scintillatore a NaI (cfr. § 8.3.2). Il suo impiego è preferito a quello di un rivelatore al germanio, utilizzato di norma nella spettrometria gamma (cfr. § 9.4.1), poiché per queste misure è necessaria un'elevata efficienza e d'altra parte non è indispensabile avere un'elevata risoluzione in energia. La radiazione γ da 847 keV che viene misurata è infatti ben distinta dagli altri fotoni di diversa energia emessi nel processo di decadimento del ^{56}Mn.

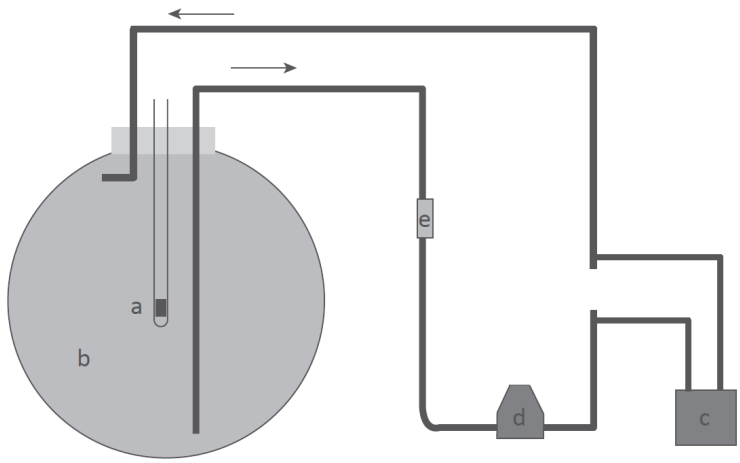


Figura 19.1 - Schema elementare del sistema di misura campione "bagno a solfato di manganese" per la determinazione del rateo dei neutroni emessi da sorgenti sigillate di neutroni veloci. La sorgente (a), contenuta in una guaina impermeabile, è posta al centro di una sfera metallica (b) riempita con una soluzione acquosa di solfato di manganese. I neutroni della sorgente, termalizzati da parte dell'acqua, attivano gli atomi di manganese. La radiazione gamma emessa dagli elementi attivati viene misurata mediante spettrometria gamma. Il rivelatore dello spettrometro è posto in un pozzetto (c) nel quale, tramite un circuito chiuso dotato di una pompa (d) e di un misuratore di flusso (e), la soluzione attivata viene fatta circolare

Prima di iniziare la misura si introduce la sorgente di neutroni al centro del contenitore sferico. I neutroni veloci emessi dalla sorgente vengono moderati dall'acqua e quindi in gran parte assorbiti dal ^{55}Mn presente nella soluzione. La soluzione di $MnSO_4$ diventa in tal modo radioattiva e la sua attività viene misurata in tempo reale. Inizialmente l'attività della soluzione cresce per poi raggiungere, dopo un tempo di circa 12 ore, uno stato di equilibrio in base a quanto già descritto riguardo alle modalità del decadimento dei radionuclidi prodotti nei processi di attivazione (cfr. § 9.2.6). Si determina quindi mediante lo spettrometro gamma l'attività a saturazione (cfr. eq. 9.41) di una massa nota della soluzione in relazione al decadimento del ^{56}Mn. In funzione dell'attività a saturazione, $(A_{sat})_{Mn}$, della soluzione radioattiva si ricava l'*emissione* neutronica, η, della sorgente – ovvero il numero medio di neutroni emessi entro tutto l'angolo solido dalla sorgente nell'unità di tempo – poiché si può porre:

$$\eta = \frac{(A_{sat})_{Mn}}{F(1-C_a)(1-C_e)(1-C_c)} \tag{19.1}$$

I termini F e C_i nella (19.1) tengono conto del fatto che non tutti i neutroni veloci emessi dalla sorgente si termalizzano per esser poi catturati dal ^{55}Mn. Il fattore F è la frazione di neutroni termici assorbita dal ^{55}Mn rispetto alla totalità dei neutroni termici assorbiti nella soluzione. La frazione F è calcolata di norma tenendo conto che nella specifica soluzione gli elementi che contribuiscono significativamente all'assorbimento dei neutroni termici sono, oltre al manganese (Mn), lo zolfo (S) e l'idrogeno (H).
Si ha quindi:

$$F = \frac{n_{Mn}\,\sigma_{Mn}}{n_{Mn}\,\sigma_{Mn} + n_S\,\sigma_S + n_H\,\sigma_H} \tag{19.2}$$

dove n_i è il numero di nuclei dell'elemento i per unità di volume e σ_i è la sezione d'urto di cattura neutronica del nucleo i. La sezione d'urto σ_{Mn} include un ulteriore fattore correttivo, il cui valore è di circa 1,014, che tiene conto di un assorbimento "risonante" del ^{55}Mn a 337 eV. Il ruolo dell'ossigeno presente nella soluzione non viene di norma considerato nella (19.2) per la sua trascurabile sezione d'urto di cattura neutronica.
I valori approssimativi delle sezioni d'urto nella (19.2) sono: σ_{Mn} = 13,2 barn, σ_H = 0,33 barn, σ_S = 0,52 barn.
Il prodotto $(1\text{-}C_a)(1\text{-}C_e)(1\text{-}C_c)$ rappresenta un fattore correttivo che tiene conto del fatto che una parte dei neutroni veloci emessi dalla sorgente non è catturata dal ^{55}Mn e quindi non viene misurata. I termini C_a, C_e, e C_c sono la frazione dei neutroni emessi che, rispettivamente, viene assorbita nella stessa sorgente prima di interagire con la soluzione,

sfugge dal volume (finito) della soluzione non avendo interagito quindi con il ^{55}Mn, è assorbita da parte della soluzione prima che i neutroni si siano termalizzati poiché alcune sezioni d'urto di cattura nella soluzione sono non trascurabili anche per neutroni di energia superiore a quella dei neutroni termici.
La frazione C_a, relativa all'autoassorbimento e il cui valore è dell'ordine di 0,005, si determina conoscendo le caratteristiche costruttive della sorgente e i materiali da cui essa è costituita unitamente alle rispettive sezioni d'urto di cattura neutronica.
La frazione C_e per la correzione dovuta alla fuga di parte dei neutroni dalla soluzione è di norma calcolata mediante simulazioni di Monte Carlo e il suo valore è, nei sistemi sperimentali più diffusi, di circa 0,01.
La frazione C_c, che tiene conto dell'assorbimento dei neutroni veloci da parte dello zolfo e dell'ossigeno e il cui valore è dell'ordine di 0,03, si calcola conoscendo la concentrazione di questi elementi nella soluzione e le rispettive sezioni d'urto di assorbimento per neutroni veloci.
Una particolare cura è necessaria per determinare l'efficienza dello spettrometro gamma basato sul rivelatore a NaI, in considerazione della elevata accuratezza richiesta in questa misura. Il metodo usato a tale scopo è simile a quello descritto nel § 9.4.1.a, tenendo conto che per questa misura occorre conoscere l'efficienza relativa a un solo valore di energia dei fotoni. La determinazione dell'efficienza è perciò fatta utilizzando, nella medesima geometria di misura della soluzione attivata, unicamente una sorgente di ^{56}Mn radioattivo omogeneamente disciolta nella soluzione contenuta nella sfera, prima che essa venga attivata dalla sorgente di neutroni.

19.3 Il sistema di conteggio 4πβ–γ per misure di attività di radionuclidi

Il sistema di misura campione noto come sistema di conteggio 4πβ–γ permette di effettuare misure assolute dell'attività di sorgenti radioattive costituite da radionuclidi che emettono radiazione β seguita in rapida successione da radiazione γ (cfr. § 9.2.2). Moltissimi radionuclidi sono caratterizzati da un questo tipo di decadimento e la successione con cui la radiazione γ segue l'emissione di radiazione β è abbastanza rapida da poter in pratica considerare i due eventi fra loro coincidenti temporalmente.
La caratteristica della coincidenza temporale delle radiazioni β e γ emesse da questa vasta categoria di radionuclidi è utilizzata nel sistema di conteggio 4πβ–γ per effettuare misure assolute di attività. Questo apparato sperimentale ha la configurazione mostrata nella figura 19.2.
La sorgente del radionuclide di cui si vuole misurare l'attività ha una

massa di valore noto, abbastanza piccola da minimizzare l'autoassorbimento delle particelle β da essa emesse. Questa sorgente è posta all'interno di un contatore proporzionale in modo da poter rivelare le particelle β su quasi tutto l'angolo solido (4π sr). Da questa caratteristica deriva il nome "$4\pi\beta-\gamma$" del sistema di misura. Il contatore proporzionale contiene una mistura di gas argon-metano che fluisce al suo interno a pressione atmosferica.
Su una delle pareti piane del contatore proporzionale, la cui funzione è di rivelare la radiazione β, viene addossato un secondo rivelatore, costituito di norma da uno scintillatore a NaI, la cui funzione è di rivelare la radiazione γ emessa dalla sorgente entro circa una metà di tutto l'angolo solido. L'energia dei fotoni della sorgente è abbastanza elevata da non causare un'eccessiva attenuazione del loro numero quando essi attraversano la parete metallica del contatore proporzionale.

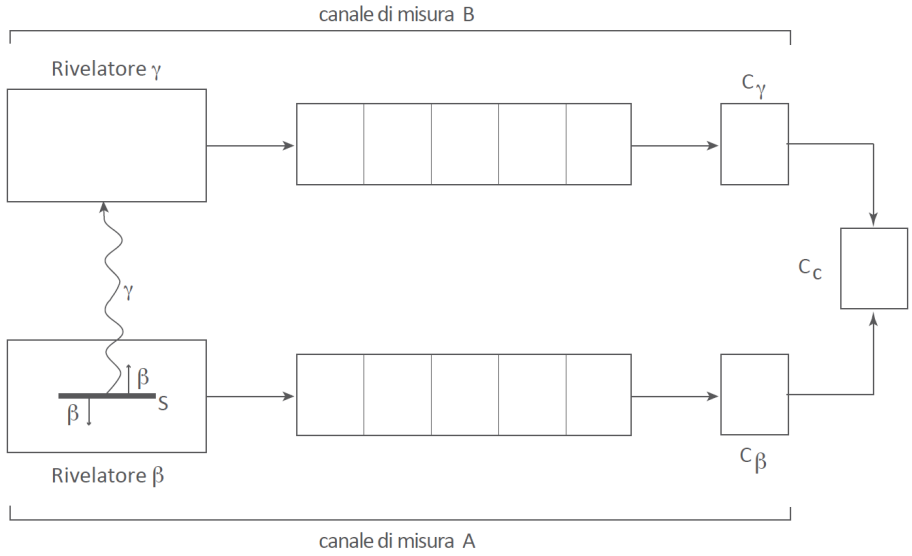


Figura 19.2 – Schema di principio del sistema di conteggio in coincidenza $4\pi\beta-\gamma$ per la misura dell'attività dei radionuclidi emettitori di radiazione β e γ in cascata temporale. Il sistema di misura è costituito da due canali di misura indipendenti (A e B) che registrano le frequenze di conteggio dovute, rispettivamente, alle particelle β e ai fotoni γ emessi dalla sorgente S. La sorgente S è posta all'interno del rivelatore β che intercetta le particelle β emesse dalla sorgente entro un angolo di circa 4π sr. La radiazione γ attraversa il rivelatore β ed è rivelata entro un angolo di circa 2π sr dal rivelatore γ. I segnali provenienti dai due rivelatori, elaborati nei rispettivi canali di misura A e B, sono poi inviati ai due rispettivi contatori, C_β e C_γ, che registrano le frequenze di conteggio N_β e N_γ. Gli impulsi dei due contatori sono infine inviati al circuito C_c che registra la frequenza degli eventi in coincidenza N_c

Ciascuno dei due rivelatori è collegato a un canale di misura (A e B) per la radiazione β e γ, rispettivamente. Come schematizzato nella figura 19.2, le componenti essenziali di ciascun canale sono: il rivelatore (della radiazione β o γ), un circuito di elaborazione del segnale (costituito principalmente da un preamplificatore, un amplificatore, un sistema di formazione degli impulsi, un discriminatore) e un contatore di impulsi.
I segnali provenienti da ciascun canale di misura sono inviati a un'unità di conteggio in coincidenza che ha la funzione di registrare il numero di impulsi provenienti dai contatori β e γ che sono fra loro coincidenti temporalmente. Il tempo di risoluzione del canale delle coincidenze, dipendente dalla durata dei segnali logici emessi dalle unità di ritardo e di formazione, è tipicamente di circa 1 ms. Il circuito registra pertanto come simultanei due eventi che in realtà possono avvenire in successione entro un intervallo temporale di circa 1 ms. Non tutti gli eventi rivelati sono in effetti conteggiati, parte di essi viene infatti persa per effetto del tempo morto, τ, caratteristico del circuito di misura (cfr. § 9.4.1.a). Il valore di τ viene quindi accuratamente determinato per apportare la necessaria correzione al conteggio misurato e ottenere il numero di eventi in coincidenza effettivamente registrati in ciascuno dei due rivelatori.
Si consideri ora il caso ideale di una sorgente puntiforme costituita da un radionuclide che decade secondo uno schema di decadimento semplice. Il decadimento in tal caso ha luogo unicamente tramite l'emissione di particelle β verso lo stato eccitato del nucleo figlio che poi si diseccita emettendo un fotone γ per ciascuna particella β. Si assuma inoltre che: 1) le radiazioni β e γ siano emesse simultaneamente e che fra le loro direzioni di emissione non vi sia alcuna correlazione angolare, 2) ciascuno dei due rivelatori sia sensibile solo al tipo di radiazione che ha la funzione di rivelare, 3) l'attività della sorgente possa essere considerata costante durante il tempo di misura. In queste ipotesi, fra i conteggi registrati nei canali β, γ e c e l'attività A della sorgente sussistono le seguenti relazioni:

$$N_\beta = A\varepsilon_\beta \quad N_\gamma = A\varepsilon_\gamma \quad N_c = A\varepsilon_\beta\varepsilon_\gamma \tag{19.3}$$

dove, nelle ipotesi fatte, A corrisponde al numero medio di decadimenti β che hanno luogo nella sorgente nell'unità di tempo, N_β, N_γ e N_c sono le frequenze di conteggio registrate, rispettivamente, dai contatori β e γ e da quello delle coincidenze, ε_β e ε_γ sono le efficienze di conteggio dei canali β e γ, rispettivamente. Combinando le tre relazioni si ottiene:

$$A = N_\beta N_\gamma / N_c \tag{19.4}$$

dove le frequenze di conteggio N_β, N_γ e N_c si intendono corrette per i

diversi possibili effetti strumentali in fase misura, fra cui principalmente l'effetto del tempo morto del circuito di misura. La (19.4) indica che la determinazione dell'attività di una sorgente tramite un sistema a coincidenze come quello considerato dipende dalla misura di N_β, N_γ e N_c ma non richiede la conoscenza dall'efficienza, ε_β e ε_γ, dei due rivelatori del sistema di misura se sono soddisfatte tutte le condizioni sopra indicate.
Nelle reali condizioni sperimentali la (19.4) può non essere però valida e la sua applicabilità è subordinata alla possibilità di determinare tutti quei fattori correttivi che tengono conto della diversità delle condizioni reali da quelle considerate nelle ipotesi alla base di questa relazione. Questi fattori riguardano numerose correzioni fra cui principalmente quelle dovute a: 1) le dimensioni finite della sorgente reale rispetto all'ipotesi di sorgente puntiforme, 2) il possibile schema di decadimento complesso del radionuclide in esame (presenza di più di un modo di decadimento) rispetto al decadimento semplice ipotizzato (trasformazioni nucleari dovute a un unico ramo di decadimento tramite particelle β), 3) la possibile sensibilità del rivelatore di radiazione β alla radiazione γ e viceversa, 4) l'esistenza di eventi in coincidenza, come ad esempio le coincidenze γ–γ diversi da quelli β–γ unicamente ipotizzati, 5) l'esistenza di correlazioni angolari fra le radiazioni β e γ emesse in coincidenza. Questi fattori correttivi possono essere determinati sia mediante calcoli che sperimentalmente. L'insieme di questi fattori correttivi può essere espresso mediante un unico fattore K riformulando la (19.4) come:

$$A = \frac{N_\beta N_\gamma}{N_c} \frac{1}{1 + K\left(\frac{1-\varepsilon_\beta}{\varepsilon_\beta}\right)} \qquad (19.5)$$

Un metodo per determinare A dalla (19.5) senza conoscere preventivamente il valore di K e di ε_β consiste nel misurare i conteggi N_β, N_γ e N_c e graficare il rapporto $N_\beta N_\gamma / N_c$ in funzione di $[(1- \varepsilon_\beta)/\varepsilon_\beta]$ per valori diversi di ε_β. Se la correzione K risulta indipendente da ε_β si può estrapolare linearmente a zero (cioè a $\varepsilon_\beta = 1$) il rapporto $N_\beta N_\gamma / N_c$ per poi ottenere in tal modo sia A che K. L'efficienza ε_β può essere variata entro un ampio intervallo di valori attenuando in misura diversa la radiazione beta emessa dalla sorgente.
Questo metodo è alla base della gran parte delle misure per determinare l'attività di sorgenti radioattive che costituiscono poi le sorgenti campione. Queste sorgenti, tramite misure di confronto, consentono di tarare in termini di attività le sorgenti radioattive usate per determinare l'efficienza dei sistemi di misura di uso corrente.

Bibliografia

Curtiss L. F., *An Introduction to Neutron Physics*, Van Nostrand, Princeton-New York, 1959.

Marion J. B., Fowler J. L. (Eds.), *Fast Neutron Physics, Part 1 Techniques*, Interscience New York, 1960.

ICRU Report 13, *Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma*, International Commission on Radiation Units and Measurements, Oxford University Press, 1969.

Mann W. B., *Radioactivity and Its Measurement*, Elsevier, 2nd revised edition, 1980.

Mann W. B. (Ed.), *Radioactivity Measurements: Principles and Practice*, Butterworth-Heinemann Ltd, 1990.

Appendice A

L'INCERTEZZA DI MISURA

A.1 Generalità sull'incertezza di misura

In questa appendice sono richiamati i criteri generali di determinazione dell'incertezza sui risultati sperimentali. L'incertezza di misura deve essere sempre riportata ogni qualvolta si presenta un risultato sperimentale. Nelle determinazioni dosimetriche in generale, ma specialmente nella dosimetria in radioterapia, la specificazione dell'incertezza sui risultati dosimetrici è particolarmente importante poiché in questo settore i dati sperimentali devono essere affidabili ed essere affetti dalla minore incertezza ragionevolmente possibile. In ogni caso è importante, per poter confrontare risultati ottenuti in condizioni e in luoghi diversi, specificare sempre l'incertezza anche nei casi in cui si ha motivo di ritenere che i risultati non siano particolarmente accurati.
Nel passato i termini errore e incertezza sono stati usati in modo intercambiabile e intesi entrambi come stima della differenza esistente fra il valore vero e il valore misurato di una data grandezza. Questa differenza non può essere mai rigorosamente nota a causa della variabilità statistica che caratterizza una misura ottenuta con qualsiasi tipo di misurazione, intendendo con misurazione il processo che caratterizza la determinazione sperimentale di una data grandezza (il misurando) e con misura il valore del risultato ottenuto. La differenza fra il valore vero di una grandezza e quello ottenuto da una sua misurazione si può ridurre, aumentando il numero delle misurazioni, ma non può essere annullata o comunque essere rigorosamente conosciuta. Ciò che di tale differenza si può conoscere è soltanto una sua stima, indicata tradizionalmente come l'errore di misura.
Gli errori che ha senso associare a una misura non possono essere che quelli che non si è in grado di determinare esattamente. Gli "errori" determinabili possono essere infatti eliminati. Quando non si è in grado di quantificare con esattezza un errore rimane la possibilità di stimarne l'entità e in questo caso è più opportuno e meno fuorviante parlare di incertezza di misura e non più di errore[13]. A rigore terminologico, un errore denota un'anomalia o una deviazione che, in quanto riconosciuta come tale, si presuppone sia quantificabile. Un errore, inteso come

[13] L'indicazione originaria di utilizzare il termine incertezza al posto di errore e di utilizzare una nuova e più coerente modalità per trattare e presentare le incertezze di misura, proviene dal *Comité International des Poids et Mesures* (1981). Queste raccomandazioni sono state successivamente elaborate e poi raccolte in una norma internazionale pubblicata dall'ISO e recepita dagli organismi normativi dei diversi Paesi, in particolare dall'UNI per l'Italia (cfr. bibliografia).

risultato di uno "sbaglio", ovvero come conseguenza di una non corretta condizione sperimentale, deve poter essere sempre correggibile aggiungendo o sottraendo al risultato sperimentale la quantità corrispondente all'errore considerato, oppure eliminando del tutto la fonte di errore. Anche la tradizionale locuzione di "errore sistematico" può risultare in tal senso fuorviante. Gli errori sistematici dovuti a un non corretto funzionamento dello strumento o a un'anomalia stabilmente introdotta dallo sperimentatore nella misura, dovrebbero essere in linea di principio individuabili e quantificabili (con il loro segno) o essere eliminabili alla fonte.
È appropriato dunque specificare l'affidabilità di una misura indicando di essa non l'errore, bensì l'incertezza che su di essa comunque permane anche dopo aver corretto la misura da tutti gli errori individuati come sbagli o anomalie sistematiche. L'incertezza di misura, che definisce un intervallo entro cui può variare lo scostamento del valore misurato dal suo valore vero, descrive anzitutto la variabilità statistica, intrinseca a ogni tipo di misurazione. Questa componente dell'incertezza non è necessariamente l'unica. Può infatti permanere una componente di incertezza non ascrivibile a variabilità di natura statistica ma dovuta a cause inerenti al tipo di misurazione o alla strumentazione utilizzata e sui cui effetti possono esser fatte solo delle supposizioni. La quantificazione di questa componente non statistica e la modalità con cui essa può combinarsi con quella di origine statistica, sono condizioni essenziali per valutare l'affidabilità di una misura.
L'affidabilità di una misura è valutata anche tramite indicatori quali la precisione e l'accuratezza. Questi due termini non hanno però il medesimo significato e devono perciò essere usati per riferirsi a concetti diversi.
La precisione esprime il grado di riproducibilità di una misura quando essa sia ottenuta nelle medesime condizioni sperimentali anche se in tempi e da sperimentatori diversi. L'accuratezza indica invece il grado di vicinanza del valore della misura al valore vero della grandezza misurata. Una misura può essere quindi molto precisa ma non perciò necessariamente molto accurata. Una misura molto accurata non può invece essere poco precisa. L'incertezza di una misura è tanto minore quanto maggiori sono la sua precisione e la sua accuratezza. Un'elevata precisione corrisponde a una piccola incertezza derivante esclusivamente da variabilità statistica. Un'elevata accuratezza corrisponde a una piccola incertezza derivante da cause sia statistiche che non statistiche.
Un ulteriore aspetto da considerare rispetto al modo di trattare gli "errori" di misura, riguarda l'uso tradizionale di presentare l'errore complessivo in due componenti separate: errore statistico ed errore

sistematico. La necessità di tale separazione, sebbene corretta concettualmente poiché due tipi di errore di natura diversa non possono combinarsi, ha tuttavia l'inconveniente di non fornire un unico valore mediante cui poter confrontare agevolmente l'affidabilità di misure diverse. Non è infine da trascurare che nella trattazione tradizionale dell'errore di misura la componente sistematica dell'errore viene determinata come "errore massimo" e quindi in modo da sovrastimarne, spesso eccessivamente, il suo valore.
In base alle attuali raccomandazioni internazionali sulle modalità di trattare l'incertezza di misura – cui ci si riferirà nel seguito come approccio GUM (Guide to Expression of Uncertainty, cfr. ISO 1995) – non sono giustificabili la locuzione "errore" nella sua accezione tradizionale e il concetto di "errore massimo", e non è in generale utile esprimere l'incertezza complessiva di una misura ricorrendo a due distinti valori riferiti all'incertezza statistica e a quella sistematica. Dichiarare l'incertezza complessiva mediante un unico valore che esprima il grado di accuratezza di una misura e che includa sia la componente statistica sia – quando presente – quella non statistica, è in particolare la caratteristica peculiare di questo indirizzo. L'approccio GUM é basato, come si vedrà oltre, su un'impostazione (modello probabilistico) sensibilmente differente dell'approccio tradizionale (modello deterministico) che di norma conduce a un'eccessiva sovrastima dell'incertezza di misura. Nel modello probabilistico GUM la trattazione dell'incertezza di natura statistica è sostanzialmente simile a quella tradizionale, mentre sono del tutto nuove le modalità con cui si perviene alla determinazione della componente non statistica dell'incertezza. Il metodo usato per determinare questa seconda categoria dell'incertezza e per combinare questa con quella statistica, parte da una classificazione dell'incertezza in due distinte categorie.
Secondo l'approccio GUM, le incertezze sono fra loro distinte in base al metodo con cui ciascuna di esse viene valutata: il metodo statistico, detto metodo di tipo *A*, e il metodo non statistico, detto metodo di tipo *B*. Per brevità di locuzione, queste due categorie di incertezze saranno denotate nel seguito come incertezze di tipo *A* e incertezze di tipo *B*, essendo sottinteso che la classificazione tipo *A* e tipo *B* specifica il tipo di valutazione e non la natura delle incertezze.

A.2 Incertezze di tipo A e di tipo B

Incertezze di tipo A

Sono classificate come incertezze di tipo *A* quelle incertezze la cui determinazione è basata esclusivamente su criteri di tipo statistico. I criteri di determinazione delle incertezze di tipo *A* sono quindi basati,

anche nell'approccio GUM, su quelli tradizionalmente utilizzati per la trattazione dell'incertezza statistica. Questi criteri sono largamente noti e saranno qui esposti solo nei loro aspetti essenziali, per poter essere poi agevolmente richiamati nell'ambito dell'approccio GUM complessivo.

Se la misurazione di una grandezza x – il misurando – viene ripetuta n volte ed è soggetta solo a variabilità statistica, il suo valore vero si può stimare con un certo livello di fiducia tramite una stima di quelle grandezze caratteristiche – la media, μ, e la varianza, σ^2 – che caratterizzano, per n molto grande, la distribuzione normale del misurando ma che non sono mai rigorosamente determinabili. Se i singoli risultati, x_i, di un numero n finito di misurazioni sono fra loro indipendenti, la migliore stima del valore vero del misurando, e quindi della media μ, è rappresentata dalla media sperimentale, $\overline{x}$, ovvero la media aritmetica delle singole misure x_i:

$$\overline{x} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i \qquad \text{(A.1)}$$

Quanto maggiore è n tanto più vicino risulta $\overline{x}$ al valore vero del misurando. Per la medesima serie di misure, il parametro che fornisce la migliore stima della varianza, σ^2, della distribuzione è la varianza sperimentale, $s^2(x)$, delle singole misure x_i:

$$s^2(x) = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(x_i - \overline{x})^2 \qquad \text{(A.2)}$$

La radice quadrata positiva, $s(x)$, della varianza sperimentale – detta scarto tipo sperimentale[14] – dà infatti una misura della dispersione delle singole misure x_i intorno alla media sperimentale $\overline{x}$ e tende a σ per valori molto grandi di n.

Anche la media sperimentale $\overline{x}$ è una grandezza di tipo aleatorio, in quanto dipende dalle variabili aleatorie x_i. Essa ha pertanto una distribuzione che, per n grande, è prossima a una distribuzione normale caratterizzata da una sua varianza. Il parametro con cui viene stimata la varianza di $\overline{x}$ è la varianza sperimentale della media, espressa in funzione della varianza sperimentale come:

[14] L'espressione "scarto tipo sperimentale", sinonimo di locuzioni usate tradizionalmente quali "scarto quadratico medio" e "deviazione standard", è quella adottata dalla normativa nazionale (cfr. UNI CEI ENV 2000). La terminologia usata nel testo, attinente all'incertezza di misura, è conforme a questa normativa. Per comodità dei lettori che consultano abitualmente testi in lingua inglese, si riporta la terminologia inglese di alcune espessioni di più frequente uso quali "experimental standard deviation" (trad. it. "scarto tipo sperimentale") e "standard uncertainty" (trad. it. "scarto tipo sperimentale della media"), "uncertainty" (trad. it. "incertezza").

$$s^2(\bar{x}) = \frac{1}{n} s^2(x) \tag{A.3}$$

Dalla varianza sperimentale della media si ottiene lo scarto tipo sperimentale della media, $s(\bar{x})$, dato da:

$$s(\bar{x}) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2} \tag{A.4}$$

Lo scarto tipo sperimentale della media indica l'intervallo dei valori delle medie sperimentali che si otterrebbero da ripetute serie di misurazioni della grandezza aleatoria *x*.
Il modo più significativo per esprimere il risultato della misurazione di una grandezza è di fornire – insieme al valore dichiarato della misura – la sua incertezza, intesa come quel parametro che caratterizza la dispersione dei valori che il risultato dichiarato può avere. L'incertezza è espressa quindi da un intervallo di valori intorno al valore dichiarato. Tale intervallo è detto l'intervallo di fiducia ed è definito come quell'intervallo di valori ragionevolmente attribuibili al misurando, entro cui il valore del misurando può essere compreso con una specificata probabilità *P* detta livello di fiducia dell'intervallo. Quanto maggiore è il valore di *P* tanto più rappresentativo è l'intervallo di fiducia. D'altra parte quanto minore è l'ampiezza dell'intervallo di fiducia tanto più piccola è l'incertezza della misura.
Lo scarto tipo sperimentale $s(x)$ – che fornisce l'intervallo di dispersione delle singole misure intorno al valore medio – è un parametro significativo per rappresentare l'incertezza di una singola misura. Lo scarto tipo sperimentale della media, $s(\bar{x})$, è tuttavia un parametro maggiormente utile. A differenza di quanto accade per $s(x)$ che al tendere di *n* all'infinito tende al valore finito σ, il parametro $s(\bar{x})$, tende a zero per *n* tendente all'infinito. Poiché al tendere di *n* all'infinito la media sperimentale tende al valore vero del misurando, e poiché ciò significa che l'incertezza della misura tende a zero, lo scarto tipo sperimentale della media, $s(\bar{x})$, è il parametro più significativo per esprimere l'incertezza statistica della misura. Questa incertezza è denotata come "incertezza tipo", $u_A(x)$, in relazione alla componente di tipo *A* dell'incertezza.
Il risultato, x_m, della misurazione di una grandezza x variabile statisticamente si esprime dunque come:

$$x_m = \bar{x} \pm u_A(x) = \bar{x} \pm s(\bar{x}) \tag{A.5}$$

dove $\bar{x}$ è la migliore stima attribuibile al misurando e $u_A(x) = s(\bar{x})$ è l'incertezza tipo (di tipo *A*) su questa stima.

Il livello di fiducia P dell'intervallo che denota l'incertezza di misura può essere determinato se si conosce la funzione densità di probabilità (fdp)[15] che caratterizza il misurando. Nel caso di misure soggette a una variabilità di tipo statistico la distribuzione delle frequenze dei valori misurati è ragionevolmente approssimabile a una distribuzione normale se il numero n delle misurazioni è sufficientemente grande ($n > 10$). I valori di P relativi alle incertezze di tipo A possono essere quindi approssimabili con quelli esattamente calcolabili per una variabile aleatoria che segua una distribuzione normale. In una distribuzione normale con varianza σ^2 le fasce comprese entro gli intervalli con ampiezza ($-k\sigma$, $+k\sigma$), centrati intorno alla media della distribuzione, costituiscono il 68,3%, il 95,4% e il 99,7% dell'area totale della distribuzione di probabilità, in corrispondenza di k uguale a 1, 2 e 3, rispettivamente (cfr. fig. A.1). Queste percentuali, che rappresentano le probabilità che il valore della variabile aleatoria si trovi compreso entro uno dei rispettivi intervalli indicati, rappresentano quindi i livelli di fiducia, P, delle incertezze (ovvero degli intervalli di fiducia) date da $\pm ks(\overline{x})$ per k uguale, rispettivamente a 1, 2 e 3. Il livello di fiducia dell'incertezza tipo, $u_A(x)$, è quindi uguale al 68,3%. L'espressione (A.5), definita in funzione dell'incertezza tipo, $u_A(x)$, cui corrisponde un valore di P uguale al 68,3% (k =1), si può più in generale riformulare come:

$$x_m = \overline{x} \pm ks(\overline{x}) \qquad \text{(A.6)}$$

consentendo in tal modo di indicare, quando si ritiene opportuno, un intervallo più ampio, $\pm ks(\overline{x})$ con $k > 1$, intorno al risultato $\overline{x}$. La (A.6) indica che le incertezze di tipo A si possono rendere comunque piccole pur mantenendo un elevato livello di fiducia (k >1) se aumenta il numero n delle misurazioni (cfr. eq. A.4).

Incertezze di tipo B

Le incertezze di tipo B associate a un misurando x sono incertezze che non possono essere stimate con criteri puramente statistici. Diversamente dalle incertezze di tipo A, esse non sono individuabili e quantificabili mediante serie ripetute di misurazioni della grandezza considerata e il loro valore non può essere ridotto semplicemente aumentando il numero n di misurazioni.

[15] Si ricorda che la densità di probabilità, $p(x)$, di una variabile continua aleatoria, x, è una funzione continua tale che: $p(x)\mathrm{d}x$ fornisce la probabilità che il valore x cada nell'intervallo dx intorno a x, $\int_a^b p(x)\mathrm{d}x$ fornisce la probabilità che x sia compreso entro l'intervallo (a, b) e $\int_{-\infty}^{+\infty} p(x)\mathrm{d}x = 1$.

Le fonti delle incertezze di tipo *B* sono varie e la loro importanza dipende non solo dalla natura della fonte ma anche dal criterio seguito per individuarla e quantificarla da parte di chi effettua la misurazione. Queste fonti non sono sempre certe e i loro effetti mai rigorosamente quantificabili. Pertanto sia le fonti che i loro effetti non sono sempre o facilmente eliminabili. Nella gran parte delle situazioni sperimentali può invece emergere solo il sospetto, pur motivato da considerazioni o da misurazioni indipendenti, della esistenza di cause che possono modificare il processo di misurazione.
Variazioni della temperatura o della tensione di polarizzazione che modificano il volume sensibile di un rivelatore (ad es. una camera a ionizzazione con pareti non rigide), un non corretto azzeramento dello strumento di misura a seguito di una variabilità delle condizioni fra una misurazione e la successiva ecc., possono dar luogo a sistematiche

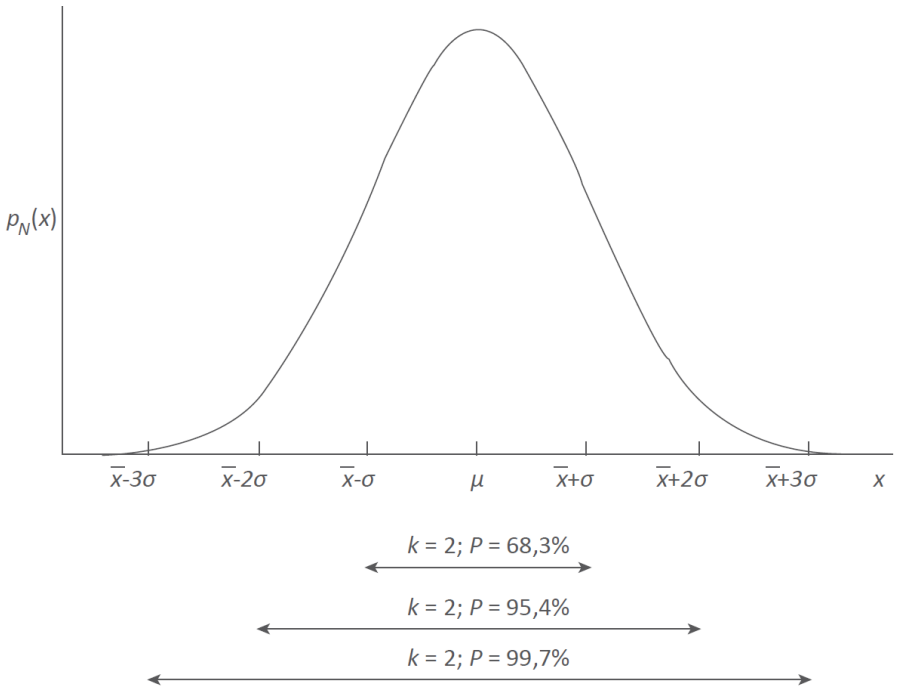


Figura A.1 - Andamento della funzione densità di probabilità di una distribuzione normale, $p_N(x)$, tramite cui si approssima la distribuzione dei valori misurati, *x*, di una grandezza caratterizzata da una variabilità di tipo statistico e da un valore medio sperimentale $\overline{x}$. Gli intervalli di valori compresi fra $-k\sigma$ e $+k\sigma$, intorno al valore medio $\overline{x}$, hanno livelli di fiducia, *P*, uguali a circa il 68,3%, 95,4% e 99,7% per *k* pari a 1, 2 e 3, rispettivamente

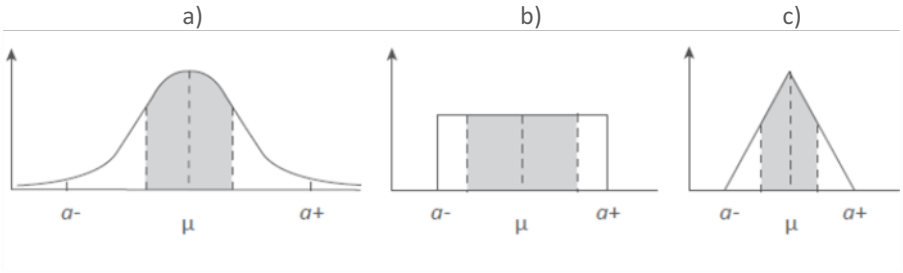
deviazioni (solitamente in un'unica direzione) che non sempre sono controllabili. Anche l'uso di fattori correttivi o di parametri fisici presi da fonti bibliografiche e affetti da errori non dichiarati, può comportare sistematiche deviazioni dei risultati. Anomalie che lo sperimentatore ha avuto modo di osservare utilizzando un dato strumento di misura in occasioni precedenti, l'uso di coefficienti di taratura non appropriati o non forniti da istituti accreditati a tale scopo, possono essere ulteriori fonti di incertezze di tipo *B*.
Tradizionalmente questo tipo di anomalie, presenti in molti processi di misurazione, è stato trattato ricorrendo al concetto di errore sistematico quantificato come errore massimo. L'errore massimo corrisponde a un intervallo di variabilità della grandezza *x*, scelto in modo abbastanza esteso da poter ritenere che esso comprenda la totalità dei valori ragionevolmente attribuibili al misurando. In relazione a questa caratteristica il criterio di valutazione basato sul concetto di errore massimo è indicato anche come approccio deterministico. Lo svantaggio di questo approccio è che esso fornisce una sovrastima, sovente eccessiva e quindi non sempre accettabile, dell'incertezza di misura di tipo non statistico.
Nell'approccio GUM il problema di quantificare le incertezze di tipo *B* in modo realistico e senza eccessiva sovrastima viene affrontato con un metodo più appropriato rispetto al criterio deterministico. Questo metodo è basato su un approccio probabilistico in cui la grandezza di interesse – il cui valore misurato è supposto essere influenzato da un effetto di tipo non statistico – viene trattata come una grandezza aleatoria. Tuttavia la valutazione dell'incertezza di tipo *B* per la grandezza considerata non è fatta tramite un'analisi statistica basata su una serie di misurazioni o di osservazioni, ma sulla base di informazioni che lo sperimentatore ha, a seguito della sua esperienza e delle sue conoscenze, sul modo di comportarsi di un dato strumento di misura, sulle sue specifiche costruttive, sull'affidabilità di valori di parametri presi da manuali ecc.
In base a queste informazioni si assume quindi che la migliore stima del valore della grandezza di interesse sia compresa all'interno di un dato intervallo (a_-, a_+) caratterizzato da un limite inferiore, a_-, e da uno superiore, a_+. Di norma si assume che il centro dell'intervallo corrisponda alla migliore stima della grandezza *x* considerata. L'ampiezza dell'intervallo (a_-, a_+) è fissata soggettivamente dallo sperimentatore il quale, sulla base della propria esperienza, stima i limiti di variazione, ragionevolmente attribuibili al valore di *x,* conseguenti a una specifica anomalia nel processo di misura o a un valore non certo di un parametro fisico utilizzato. L'ampiezza di questo intervallo viene quindi fissata con criteri non dissimili da quelli seguiti

nell'approccio deterministico per gli errori massimi. Nell'approccio probabilistico, i valori possibili del misurando all'interno di questo intervallo si considerano non necessariamente equiprobabili ma caratterizzati da una distribuzione di probabilità che viene caso per caso ipotizzata dallo sperimentatore come la più verosimile in relazione all'effetto causato dall'anomalia considerata. La differenza con l'approccio deterministico, in cui il valore del misurando si ritiene sempre distribuito in modo equiprobabile nell'intervallo di variabilità, è pertanto rilevante.
L'approccio probabilistico è quello più realistico ma esso richiede che lo sperimentatore approfondisca l'entità degli effetti delle varie grandezze di influenza sul processo di misurazione, individuando poi una *fdp* che fornisca una verosimile distribuzione dei valori del misurando all'interno di fissati limiti di variabilità dovuti a un dato effetto non stocastico.
Alcune di queste *fdp*, quelle solitamente usate a questo scopo, sono mostrate nella figura A.2. Quanto maggiore è il grado di comprensione che gli effetti anomali hanno sul misurando tanto più complessa può essere la scelta della *fdp* a essi associata. La più semplice e più frequentemente utilizzata delle *fdp* per la stima delle incertezze di tipo *B* è quella rettangolare. Essa si applica, a scopo cautelativo, nelle situazioni in cui si ha una scarsa conoscenza della distribuzione del misurando entro i limiti considerati. La *fdp* triangolare, meno elementare di quella rettangolare, presuppone una maggiore informazione degli effetti considerati poiché in tal caso si assume che i valori più verosimili del misurando si trovino nella regione centrale dell'intervallo e non verso i suoi estremi. L'uso di altre possibili *fdp*, come quella normale o quella trapezoidale, meno semplici ma con alcuni aspetti comuni a quella triangolare, esige una conoscenza ancora più dettagliata sulle possibilità di variazione del misurando rispetto alla causa che la influenza. Di norma i limiti dell'intervallo si assumono simmetrici rispetto al valore medio stimato del misurando, ma lo sperimentatore può caso per caso, in presenza di fondati motivi, ritenere più appropriata una variabilità del misurando meno estesa rispetto a uno dei due limiti. In tal caso il valore medio del misurando non sarà al centro dell'intervallo (a_-, a_+) ma più vicino ad a_- o ad a_+.
Il vantaggio dell'approccio probabilistico è che, attribuendo al misurando una distribuzione di probabilità fra un limite inferiore e un limite superiore prefissati, può essere determinata una varianza per la grandezza in esame.
Se *p(x)* è la *fdp* considerata per la grandezza *x*, la varianza, σ^2, della distribuzione definita nell'intervallo (a_-, a_+) è infatti data da:

$$\sigma^2(x) = \int_{a_-}^{a_+} (x-\mu)^2 p(x)\,\mathrm{d}\,x \qquad \text{(A.7)}$$

dove μ è il valore medio della distribuzione, dato a sua volta da:

$$\mu = \int_{a_-}^{a_+} x p(x)\,\mathrm{d}\,x \qquad \text{(A.8)}$$



a) $p_N(x) = \dfrac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$ $\quad a_- \le x \le a_+$

$p_N(x) = 0$ per tutti gli altri valori di x

b) $p_R(x) = \dfrac{1}{2a}$ $\quad a_- \le x \le a_+$

$p_R(x) = 0$ per tutti gli altri valori di x

c) $p_T(x) = \dfrac{(x-a_-)}{a^2}$ $\quad a_- \le x \le (a_+ + a_-)/2$

$p_T(x) = \dfrac{(a_+ - x)}{a^2}$ $\quad (a_+ + a_-)/2 \le x \le a_+$

$p_T(x) = 0$ per tutti gli altri valori di x

Figura A.2 - Tre diverse funzioni densità di probabilità (*fdp*) usate per descrivere la distribuzione dei valori di una grandezza x i cui valori possono essere compresi entro un intervallo (a_-, a_+) a seguito di un dato effetto non stocastico. Il valore medio, μ, della grandezza x è, in tutte le distribuzioni, al centro dell'intervallo la cui ampiezza è uguale a 2a. Le curve a), b) e c) corrispondono, rispettivamente, a una distribuzione normale, $p_N(x)$, una distribuzione rettangolare, $p_R(x)$, e una distribuzione triangolare, $p_T(x)$. Lo scarto tipo σ(x) determinato mediante la (A.7) – ovvero l'incertezza tipo $u_B(x)$ – definisce una frazione dell'area totale della distribuzione (la parte ombreggiata) il cui valore corrisponde, per ciascuna *fdp*, al livello di fiducia, P, della corrispondente incertezza tipo. Per le distribuzioni a), b) e c) si ha P = 68%, 58% e 65%, rispettivamente

Nella tabella A.1 sono indicate a titolo esemplificativo le *fdp* per tre distribuzioni di probabilità (rettangolare, triangolare e gaussiana) frequentemente utilizzate per descrivere il tipo di variabilità di un misurando affetto da incertezza di tipo *B* all'interno di un dato intervallo di valori. I dati riportati nella tabella A.1 si riferiscono al caso più usuale in cui la migliore stima del valore del misurando è equidistante dagli estremi a_- e a_+ dell'intervallo di variabilità. Le situazioni in cui il valore atteso del misurando non sia al centro dell'intervallo comportano analisi specifiche più complesse per le quali si rimanda alle raccomandazioni dell'ISO (cfr. ISO 1995, UNI 2000).
Nel caso in cui a una data grandezza di misura non si riesca ad attribuire una specifica *fdp*, ma soltanto un limite inferiore e uno superiore entro cui ragionevolmente i suoi valori possono essere compresi, si dovrà di norma assumere per tali valori una densità di probabilità costante tra questi limiti e quindi una *fdp* rettangolare.
Sebbene la possibilità di scegliere un intervallo con costante densità di probabilità sia prevista in entrambi gli approcci, deterministico e probabilistico, le incertezze corrispondenti al medesimo intervallo sono fra loro diverse in relazione all'approccio da cui derivano. Al metodo probabilistico corrisponde infatti, a parità di ampiezza dell'intervallo di variabilità del misurando, un'incertezza che è minore dell'ampiezza di tale intervallo che a sua volta rappresenta l'incertezza (errore massimo) nel metodo deterministico.

Tabella A.1 - Funzioni densità di probabilità (*fdp*) di uso più frequente per caratterizzare la distribuzione di probabilità per una grandezza *x*, affetta da un'incertezza di tipo *B,* all'interno di un intervallo di valori con estremi inferiore e superiore, a_- e a_+, simmetrici rispetto al valore medio del misurando. Per ciascuna distribuzione può essere calcolata, tramite la (A.7), la varianza la cui radice quadrata positiva è l'incertezza tipo (di tipo *B*), $u_B(x)$, del misurando in funzione della semiampiezza, *a*, dell'intervallo considerato

Tipo di *fdp* all'interno dell'intervallo (a_-, a_+)	Valore medio del misurando	Incertezza tipo, u_B (*cfr.* eq. A.7)
normale fig. A.2 a)	$x_m = (a_- + a_+)/2$	$u_B = a/3$
rettangolare fig. A.2 b)	$x_m = (a_- + a_+)/2$	$u_B = a/\sqrt{3}$
triangolare fig. A.2 c)	$x_m = (a_- + a_+)/2$	$u_B = a/\sqrt{6}$

L'incertezza di tipo *B* si determina tramite la (A.7) dopo aver prescelto una *fdp* appropriata e un ragionevole intervallo di variabilità per il misurando. I limiti di questo intervallo, (a_-, a_+), sono dettati dalle condizioni sperimentali e sono equidistanti dalla media sperimentale della grandezza, di norma già determinata in precedenza. Per le incertezze di tipo *B* lo scarto tipo, $\sigma(x)$, ottenuto dalla (A.7) è il parametro più significativo per esprimere l'incertezza della misura ed è denotato come "incertezza tipo" $u_B(x)$ della grandezza x in relazione alla anomalia sistematica considerata. In riferimento alle *fdp* riportate in figura A.2 lo scarto tipo $\sigma(x)$ determinato mediante la (A.7), ovvero l'incertezza tipo $u_B(x)$, definisce in ciascuna distribuzione una frazione dell'area totale della distribuzione (l'area ombreggiata) il cui valore corrisponde, per definizione, al livello di fiducia dell'incertezza tipo $u_B(x)$ corrispondente alla *fdp* considerata.
Il valore di $u_B(x)$ è sempre inferiore all'ampiezza dell'intervallo (a_-, a_+) ed è tanto più significativo e realistico quanto meglio la *fdp* prescelta descrive la distribuzione di probabilità del misurando all'interno di (a_-, a_+). Il valore di $u_B(x)$ è sempre più realistico dell'errore massimo. Quest'ultimo è infatti dato dall'ampiezza totale dell'intervallo (a_-, a_+) e corrisponde perciò a una stima pessimistica dell'incertezza, cioè a un'ipotesi di condizione sperimentale peggiore.
L'ulteriore vantaggio dell'approccio probabilistico nel determinare le incertezze di tipo *B,* deriva dal fatto che l'incertezza tipo $u_B(x)$, ottenuta tramite la (A.7) è uno scarto tipo e ciò permette (cfr. paragrafo successivo) di combinare le incertezze $u_B(x)$ con le incertezze $u_A(x)$. Tale combinazione non sarebbe possibile se i parametri $u_B(x)$ e $u_A(x)$ non fossero grandezze tra loro omogenee.

A.3 Espressione dell'incertezza di misura

La possibilità di fornire un'incertezza complessiva che mediante un unico valore esprima l'affidabilità di un processo di misurazione con un dato livello di fiducia ha un'evidente convenienza pratica.
Tale possibilità è problematica se nella determinazione dell'incertezza viene seguito il metodo deterministico. In questo approccio infatti la componente sistematica, data come "errore massimo", non è una grandezza correlabile a una varianza come lo è la componente statistica. La non omogeneità di queste due grandezze non consente una loro combinazione tranne nel caso in cui la componente statistica si determini con un livello di fiducia prossimo al 100%. In tal caso l'unica combinazione possibile delle due componenti sarebbe la loro somma, ma ciò equivarrebbe a sovrastimare in modo eccessivo e non realistico l'incertezza totale.

La possibilità di esprimere per una misura l'incertezza complessiva mediante un unico valore e con un dato livello di fiducia è invece attuabile seguendo l'approccio GUM probabilistico. In base a questo approccio le incertezze di tipo *B* sono infatti ottenute, come descritto nel paragrafo precedente, con un procedimento che le rende omogenee a quelle di tipo *A* essendo attribuibile anche alle incertezze di tipo *B* una propria varianza.
La combinazione delle incertezze di tipo *A* con quelle di tipo *B*, entrambe caratterizzate da una varianza, si effettua nell'approccio GUM applicando la tradizionale teoria della propagazione dell'incertezza. L'introduzione di due specifiche grandezze quali l'incertezza tipo composta e l'incertezza tipo estesa, consente infine di esprimere in modo utile l'incertezza totale di una misura. La determinazione del valore di queste due grandezze presuppone l'impostazione del "modello della misurazione".

Il modello della misurazione

Si consideri in una misurazione il caso generale in cui il valore del misurando, *Y*, dipenda dalla misurazione non di una sola grandezza, come per semplicità ipotizzato nei paragrafi precedenti, ma di più variabili sperimentali. Si consideri inoltre il caso ancor più generale in cui il valore del misurando *Y* dipenda anche da variabili costituite non da grandezze da misurare ma da coefficienti di conversione, fattori correttivi, parametri fisici ecc.
Il modello della misurazione è descritto dalla relazione funzionale:

$$Y = f(X_1, X_2, \ldots\ldots\ldots\ldots X_n) \qquad \text{(A.9)}$$

dove la funzione f denota l'equazione che esprime il misurando Y in funzione delle n grandezze variabili X_i da cui Y dipende. L'equazione (A.9) esprime non soltanto la legge fisica o la relazione funzionale che correla Y ad altre grandezze fisiche, ma il processo di misurazione nel suo complesso. La relazione (A.9) deve infatti contenere tutte le variabili da cui Y dipende direttamente e indirettamente e che contribuiscono all'incertezza della misura di Y. Tra le variabili X_i sono quindi incluse: grandezze che devono essere direttamente misurate, fattori correttivi dipendenti dalle condizioni ambientali (temperatura, pressione, umidità) o dalla risposta degli strumenti di misura (fenomeni di isteresi, di non linearità ecc.), costanti fisiche o parametri ottenuti da fonti esterne, coefficienti di conversione, coefficienti di taratura e tutte quelle altre possibili variabili che possono influire sulla misura di Y e sulla sua incertezza. Il numero n è quindi praticamente sempre maggiore di 1

anche quando il misurando Y richiede che una sola grandezza X debba essere ottenuta tramite misurazione. Ad esempio, se il misurando è la carica, q, raccolta in un condensatore (cfr. fig. 15.4), il modello della misurazione conterrà una grandezza di ingresso (la carica) come variabile da misurare, unitamente a diverse altre grandezze di ingresso (capacità del condensatore, fattori correttivi per effetti ambientali e strumentali ecc.) il cui valore deve essere stimato.
La relazione (A.9) consente di ottenere una stima del misurando Y, la grandezza di uscita, tramite la determinazione (sperimentale o teorica) di n grandezze di ingresso, X_i, ciascuna delle quali è caratterizzata da un'incertezza che contribuisce all'incertezza su Y. Per una data equazione che correla il misurando alle sue variabili fisiche, la (A.9) può assumere forme diverse a seconda che lo sperimentatore tenga o meno conto di determinate variabili che a suo giudizio possono influire sul risultato della misurazione e le introduca o meno nel modello della misurazione. Ad esempio, la relazione che correla la dose assorbita alla carica misurata tramite una camera a ionizzazione (cfr. ad es. l'eq. 12.42) può dar luogo a un modello di misurazione con un numero di variabili, X_i, maggiore o uguale a quello esplicitamente indicato dalla (12.42), a seconda che lo sperimentatore ritenga di tener conto o meno della variabilità inerente al processo di misura della temperatura, o di inserire o meno nella (12.42) un fattore correttivo per qualche effetto di non linearità dello strumento di misura. In ogni caso, il modello della misurazione fa riferimento sia a grandezze, X_i, la cui incertezza può essere determinata con criteri di tipo A sia a grandezze, X_i, la cui incertezza può essere stimata solo con criteri di tipo *B*.
I valori veri delle grandezze di ingresso, X_i, e quindi il valore del misurando Y non sono mai rigorosamente determinabili ma di essi può essere fatta una stima a seguito di misurazioni ripetute o – nel caso di parametri fisici, di fattori correttivi o di coefficienti di vario tipo – di valutazioni soggettive non necessariamente basate su misurazioni dirette. Il risultato complessivo del procedimento di misurazione è costituito dal valore stimato, y, del misurando Y ottenuto, in base alla (A.9), in funzione dei valori stimati, x_i, delle n grandezze di ingresso, X_i. Si ha dunque:

$$y = f(x_1, x_2, \ldots\ldots\ldots\ldots x_n) \qquad \text{(A.10)}$$

dove y è la migliore stima di Y ottenuta in funzione della migliore stima, x_i, di ciascuna delle variabili, X_i. La migliore stima di ciascuna delle grandezze di ingresso X_i corrisponde a un valore medio derivante da misurazioni ripetute (cfr. eq. A.1) o, per le grandezze di ingresso non direttamente misurabili, a una valutazione soggettiva del valore più verosimile. Alla stima di ciascuna variabile di ingresso, x_i, nella (A.10) è

associata un'incertezza che può essere di tipo *A*, $u_A(x)$, o di tipo *B*, $u_B(x)$, a seconda della grandezza x_i.

L'incertezza tipo composta

Le incertezze $u_A(x)$ e $u_B(x)$ associate alle grandezze x_i concorrono all'incertezza, $u(y)$, sul valore stimato di y. L'incertezza $u(y)$ si ottiene in base alla legge di propagazione dell'incertezza, applicata alla grandezza y. Si ha quindi:

$$u(y)=\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i)+2\sum_{i=1}^{n-1}\sum_{j=i+1}^{n}\frac{\partial f}{\partial x_i}\frac{\partial f}{\partial x_j}u(x_i,x_j)} \qquad \text{(A.11)}$$

dove le varianze $u^2(x_i)$ sono, a seconda della grandezza di ingresso x_i, le varianze $u_A^2(x_i)$ o $u_B^2(x_i)$, le derivate parziali $\partial f/\partial x_i$ corrispondono alle derivate parziali $\partial f/\partial X_i$ calcolate per $X_i = x_i$, valore stimato di X_i, il termine $u(x_i, x_j)$ è la covarianza, $\mathrm{Cov}(x_i, x_j)$, fra le stime delle grandezze x_i e x_j. Rinviando per le definizioni ai manuali di statistica di base, si ricorda qui soltanto che $\mathrm{Cov}(x_i, x_j) = 1$ se $x_i = x_j$, mentre $\mathrm{Cov}(x_i, x_j) = 0$ se le variabili x_i e x_j sono statisticamente indipendenti. Nella gran parte delle situazioni pratiche il termine di covarianza presente sotto il segno di radice nella (A.11) si può assumere uguale a zero. Ciò si verifica sempre se la stima delle grandezze di ingresso, x_i, è fatta in modo indipendente, se è accertata l'assenza di correlazioni fra le variabili x_i, se i livelli di fiducia delle incertezze $u_A(x_i)$ e $u_B(x_i)$ sono fra loro non molto diversi. In tal caso la (A.11) si semplifica in:

$$u(y)=\sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i)}=\sqrt{\sum_{i=1}^{n}c_i^2u^2(x_i)}=\sqrt{\sum_{i=1}^{n}u_i^2(y)} \qquad \text{(A.12)}$$

dove i fattori $c_i = \partial f/\partial x_i$, detti coefficienti di sensibilità, indicano quanto il valore di y sia influenzato da una variazione nella stima della grandezza di ingresso x_i e i termini $u_i(y)$ rappresentano i contributi all'incertezza $u(y)$ dovuti all'incertezza $u(x_i)$. La (A.12) esprime la versione semplificata della legge di propagazione dell'incertezza ed è quella utilizzata più di frequente nel calcolo dell'incertezza in dosimetria nel cui ambito le variabili x_i non hanno generalmente reciproche correlazioni.

Il livello di fiducia, *P*, dell'incertezza $u(y)$ è quello delle singole incertezze $u_A(x_i)$ e $u_B(x_i)$ e ciò presuppone quindi che i livelli di fiducia di queste incertezze siano fra loro uguali o comunque non molto dissimili. A riguardo va tenuto presente che le incertezze $u_A(x_i)$ e $u_B(x_i)$ sono state definite come incertezze tipo (cfr. § A.2) poiché corrispondono a degli

scarti tipo e quindi il valore di P per ciascuno di questi parametri è direttamente fissato dalla corrispondente *fdp*. Quindi per le incertezze tipo $u_A(x_i)$ si ha sempre $P = 68{,}3\%$ mentre per le $u_B(x_i)$ il valore di P dipende dalla distribuzione di probabilità scelta (normale, rettangolare ecc.) per determinare questo tipo di incertezza. L'incertezza tipo $u_B(x_i)$, ovvero lo scarto tipo determinato tramite la (A.7) relativamente all'intervallo (a_-, a_+) e alle distribuzioni di probabilità esemplificate in figura A.2, ha un livello di fiducia dato dalla frazione compresa fra $+1\sigma$ e -1σ (la regione ombreggiata in fig. A.2) dell'area totale della distribuzione considerata. Questa frazione corrisponde (in percentuale) a circa il 68%, il 65% e il 58% per le distribuzioni normale, triangolare e rettangolare, rispettivamente. Usando tali distribuzioni per la stima di $u_B(x_i)$, il livello di fiducia di $u(y)$ si può quindi ragionevolmente assumere compreso fra il 68% e il 64%.
L'incertezza fornita dalla (A.12) esprime l'incertezza complessiva composta dalle incertezze tipo $u_A(x_i)$ e $u_B(x_i)$, ed è perciò chiamata incertezza tipo composta e denotata con il simbolo $u_c(y)$. Nella tabella A.2 è riportata l'espressione di $u_c(y)$ quando il misurando Y è espresso da due tipologie di funzioni $Y = f(X_1, X_2, \ldots\ldots, X_n)$ riconducibili alle più frequenti equazioni della misurazione: somme o differenze, prodotti o quozienti di potenze.
Nel caso la funzione f sia un prodotto o un quoziente di potenze (2ª riga in tab. A.2), è conveniente esprimere l'incertezza di y in termini di incertezza tipo composta relativa, $u_{c,r}(y)$, definita come il rapporto fra l'incertezza tipo composta di y e il valore assoluto della stima y: $u_{c,r}(y) = u_c(y)/|y|$. L'incertezza tipo composta relativa si esprime a sua volta in funzione dell'incertezza tipo relativa su ciascuna delle variabili x_i, anch'essa definita come $u_{,r}(x_i) = u(x_i)/|x_i|$. La convenienza di usare in questo caso le incertezze relative anziché quelle assolute deriva dal fatto che per funzioni f espresse da prodotti o quozienti, l'espressione dell'incertezza tipo composta di y può risultare piuttosto complessa. L'incertezza tipo composta relativa di y si può invece semplicemente esprimere – analogamente a quanto avviene per l'incertezza tipo composta (assoluta) su y corrispondente a una funzione espressa da una somma o una differenza – come somma quadratica delle incertezze tipo relative delle grandezze di ingresso (cfr. tab. A.2).

L'incertezza estesa

Le incertezze $u_c(y)$ e $u_{c,r}(y)$ sono sufficientemente significative da caratterizzare in modo univoco il risultato di qualsiasi misurazione. Tuttavia in molte applicazioni si ha la necessità di caratterizzare una misura con un'incertezza più ampia, ovvero con un intervallo di fiducia tale da comprendere una quantità di valori attribuibili al misurando che

sia maggiore di quella relativa all'intervallo di fiducia dell'incertezza tipo composta. Questa necessità può derivare da particolari esigenze di sicurezza e di affidabilità nell'uso dei dati sperimentali – come in molte applicazioni in campo industriale, commerciale, medico e ambientale – e si traduce in pratica nella necessità di avere per una data incertezza di misura un livello di fiducia superiore a quello associato all'incertezza tipo che è uguale al 68% circa.
L'esigenza di avere un più ampio intervallo e un più elevato livello di fiducia per l'incertezza di misura può essere soddisfatta ricorrendo all'incertezza estesa. L'incertezza estesa, $U(y)$, sul valore stimato del misurando y, è definita come il prodotto dell'incertezza tipo composta, $u_c(y)$, per il fattore k_p detto fattore di copertura. Si ha quindi:

$$U(y) = k_p \cdot u_c(y) \qquad \text{(A.13)}$$

Il fattore di copertura è sempre maggiore di 1, quindi l'intervallo di fiducia $\{y - U(y), y + U(y)\}$ centrato intorno al risultato della misurazione, y, comprende una larga parte – maggiore di quella corrispondente all'incertezza $u_c(y)$ – della distribuzione di valori che possono essere ragionevolmente attribuiti al misurando Y. Il livello di fiducia, P, dell'intervallo definito dalla (A.13) aumenta al crescere di k_p.
Per una data *fdp* della variabile di ingresso e per un fissato valore di P si può calcolare, a partire dalla (A.7), il corrispondente valore di k_p. Per una *fdp* di tipo normale la relazione fra P e k_p è quella mostrata nella tabella A.3.

Tabella A.2 - Espressioni dell'incertezza tipo composta $u_c(y)$ e dell'incertezza tipo composta relativa $u_{c,r}(y)$ corrispondenti ad alcune delle più comuni funzioni $f(X_1, X_2, \ldots\ldots X_n)$ che descrivono la dipendenza del misurando Y dalle sue variabili di ingresso X_i. I fattori numerici moltiplicativi e le potenze presenti nell'equazione della misurazione possono essere positivi o negativi

Tipo di funzione f	Equazione della misurazione	Risultato della misurazione	Incertezza tipo composta su y (u_c e $u_{c,r}$)
Somma o differenza	$Y = a_1X_1 + a_2X_2 + \ldots\ldots + a_nX_n$	$y = a_1x_1 + a_2x_2 + \ldots\ldots + a_nx_n$	$u_c(y) = [a_1^2u^2(x_1) + a_2^2u^2(x_2) + \ldots + a_n^2u^2(x_n)]^{1/2}$
Prodotto o quoziente di potenze	$Y = AX_1^{\,a}X_2^{\,b}\cdots\cdots X_n^{\,n}$	$y = Ax_1^{\,a}x_2^{\,b}\cdots\cdots x_n^{\,m}$	$u_{c,r}(y) = [a^2u_r^2(x_1) + b^2u_r^2(x_2) + \ldots + m^2u_r^2(x_n)]^{1/2}$

Per le grandezze di ingresso cui sono associate incertezze di tipo *B* e la cui variabilità è valutata mediante stime soggettive, si utilizzano spesso distribuzioni, come quella rettangolare o triangolare, diverse da quella normale. Anche in questo caso si potrebbe, a rigore, determinare la distribuzione risultante di *Y* tramite una convoluzione delle diverse *fdp* che caratterizzano ciascuna X_i, per poi calcolare *P* in funzione di k_p rispetto alla distribuzione risultante. L'entità di tale operazione sarebbe tuttavia non commisurata al livello di approssimazione tipico delle stime riguardanti le variabili di tipo non stocastico. In relazione a queste approssimazioni di partenza è quindi accettabile che anche i valori di *P* possano essere ragionevolmente approssimati. D'altra parte, in base al teorema del limite centrale, la distribuzione del misurando $Y = f(X_1, X_2, \ldots\ldots, X_n)$ converge, al crescere del numero delle X_i, verso una *fdp* normale – anche se le X_i non sono distribuite in modo normale – purché le X_i siano fra loro indipendenti e i valori delle incertezze di tipo *A* e di tipo *B* non siano fra loro eccessivamente diversi, in modo che la varianza $\sigma^2(Y)$ risulti sensibilmente maggiore di ciascuna delle componenti $\sigma_i^2(Y)$. A riguardo si può agevolmente verificare che, se il misurando *Y* è funzione di una grandezza X_i distribuita normalmente e di un numero *n* di altre grandezze X_i le cui incertezze siano di tipo *B*, la *fdp* di *y* risultante si può considerare di tipo normale purché sia $n \geq 3$. Si può inoltre attribuire alla *fdp* di *y* una distribuzione normale anche quando si ha una sola grandezza di ingresso, *X*, la cui incertezza sia di tipo *A*, purché il numero *n* di misurazioni effettuate per la ottenere la stima *x* di *X* sia $n \geq 10$. In questi casi è quindi ragionevole utilizzare i fattori di copertura e i corrispondenti livelli di fiducia riportati in tabella A.3.

Tabella A.3 - Valori del fattore di copertura k_p che, per un distribuzione normale del misurando, produce un intervallo di fiducia con un livello di fiducia *P*

Livello di fiducia *P* (%)	Fattore di copertura k_p
68,27	1
90	1,64
95	1,96
95,45	2
99	2,58
99,73	3

Se le condizioni ora indicate non sono soddisfatte, soprattutto se il numero di misurazioni non è sufficientemente grande, a uno specificato fattore di copertura k_p potrebbe corrispondere un livello di fiducia P dell'incertezza estesa apprezzabilmente diverso (minore) da quello riportato nella tabella A.3, valida per una distribuzione normale. Per avere un'idea della diversità dei valori che caratterizzano i valori di k_p e di P se riferiti, rispettivamente, a una distribuzione normale e a una di tipo non normale, si confrontino i dati della tabella A.3 con quelli della tabella A.4 relativi a una distribuzione rettangolare, sensibilmente diversa da quella normale. Quando in condizioni di scarsa numerosità delle misurazioni – e di un piccolo numero ($n < 3$) di variabili di ingresso associate a incertezze di tipo B – si vuole ottenere una corretta corrispondenza fra l'intervallo di fiducia del misurando e il relativo livello di fiducia, è necessario ricorrere alla distribuzione di Student, in luogo della distribuzione normale, sapendo che le due distribuzioni praticamente coincidono se la numerosità del campione è elevata. Il fattore di copertura k_p corrisponde al valore della variabile $\boldsymbol{t}$ di Student calcolata in funzione del valore di P desiderato e del numero effettivo, ν_{eff}, di gradi di libertà dell'incertezza tipo composta $u_c(y)$.
Il parametro ν_{eff} si determina tramite la formula di Welch-Satterthwaite:

$$\nu_{eff} = \frac{u_c^4(y)}{\sum_{i=1}^{n} \frac{u_i^4(y)}{\nu_i}} \qquad \text{(A.14)}$$

dove i termini $u_i(y)$ sono i contributi all'incertezza $u(y)$ dovuti all'incertezza $u_i(x_i)$ e ν_i è il numero di gradi di libertà dell'incertezza $u_i(x_i)$. Per le $u_i(x_i)$ corrispondenti a incertezze di tipo A ν_i è uguale a $n-1$, essendo n il numero di misurazioni da cui deriva l'incertezza $u_A(x_i)$.

Tabella A.4 - Valori del fattore di copertura k_p che, per una distribuzione rettangolare del misurando, produce un intervallo di fiducia con livello di fiducia P

Livello di fiducia P (%)	Fattore di copertura k_p
57,74	1
95	1,65
99	1,71
100	$\sqrt{3}$ (=1,73)

Per le $u_i(x_i)$ corrispondenti a incertezze di tipo *B*, si assume di norma che il valore di v_i tenda all'infinito in quanto il corrispondente intervallo (a_-, a_+) da cui si stima la $u_B(x_i)$ si suppone contenga il valore del misurando con probabilità prossima al 100%. I termini a denominatore nella (A.14) corrispondenti alle incertezze di tipo *B* sono quindi nulli.
Una volta determinato v_{eff}, il fattore di copertura k_p corrispondente al livello di fiducia *P* desiderato si ottiene dalle tavole della distribuzione di Student. Nella tabella A.5 sono riportati i valori della variabile $\boldsymbol{t}$ di Student (corrispondenti ai valori di k_p) in funzione di alcuni valori, fra i più usuali, di v_{eff} e di *P*. I valori di $\boldsymbol{t}$ tendono, come si nota dalla tabella, a quelli di una distribuzione normale quando v_{eff}, ovvero il numero *n* delle misurazioni, tende all'infinito. Una volta determinata l'incertezza di misura, il valore stimato della misurazione di un misurando *Y* si esprime sempre come:

$$y = \bar{y} \pm U(y) \qquad \text{(A.15)}$$

Tabella A.5 - Valori arrotondati del fattore di copertura k_p dedotti da una distribuzione $\boldsymbol{t}$ di Student, per 4 valori del livello di fiducia *P*(%), in funzione del numero di gradi di libertà v_{eff}. Se il valore di v_{eff} ottenuto tramite la (A.14) non è intero si arrotonda il risultato al numero intero immediatamente inferiore

	Livello di fiducia *P* (%)			
v_{eff}	68,27	95	99	99,73
1	1,84	12,71	63,66	235,80
2	1,32	4,30	9,92	19,21
3	1,20	3,18	5,84	9,22
4	1,14	2,78	4,60	6,62
5	1,11	2,57	4,03	5,51
6	1,09	2,45	3,71	4,90
7	1,08	2,36	3,50	4,53
8	1,07	2,31	3,36	4,28
9	1,06	2,26	3,25	4,09
10	1,05	2,23	3,17	3,96
20	1,03	2,09	2,85	3,42
30	1,02	2,04	2,75	3,27
50	1,01	2,01	2,68	3,16
∞	1,00	1,96	2,58	3,00

con $U(y)$ ottenuta tramite la (A.14) e avendo cura di precisare le unità di misura (identiche) per y e $U(y)$, nonché il valore di P corrispondente all'incertezza. È largamente adottata la convenzione di esprimere l'incertezza di misura con un livello di fiducia del 95%, utilizzando a tal fine un fattore di copertura pari a 2 come ragionevole approssimazione valida per la gran parte delle condizioni di misura. Si può notare infatti dalla tabella A.5 che, per P = 95%, k_p varia tra 2,23 e 1,96 per v_{eff} compreso tra 10 e ∞. Questa approssimazione è dunque accettabile, purchè v_{eff} sia maggiore di 10, per semplificare le valutazioni e soprattutto per uniformare l'espressione del risultato di una misurazione. In base ad analoghe considerazioni e tenendo presente che per P = 99%, k_p varia tra 3,17 e 2,58 per v_{eff} compreso tra 10 e ∞, si utilizza talvolta l'approssimazione k_p = 3 per attribuire, quando se ne ha necessità, un livello di fiducia molto elevato all'incertezza di misura.

Bibliografia

Taylor B. N., Kuyatt C. E., *Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results*, National Institute of Standards and Technology (NIST) Technical Note 1297, 1994 (http://physics.nist.gov/Pubs/guidelines/contents.html).

ISO, *Guide to the Expression of Uncertainty of Measurement*, International Organization for Standardization, Genève, 1995.

UNI CEI ENV, Norma 13005 *Guida all'espressione dell'incertezza di misura*, traduzione italiana della norma internazionale ISO ENV 13005 *Guide to the expression of uncertainty in measurement (GUM)*, Ente nazionale italiano di unificazione, Milano, 2000.

CIPM, *Rapport du Groupe de Travail sur l'expression des incertitudes au Comité International des Poids et Mesures*, Comité International des Poids et Mesures, 1981 (http://www.bipm.org/utils/en/pdf/mra_2003).

NIST, *Uncertainty of Measurement Results, Guidelines for the Expression of Uncertainty in Measurement*, National Institute of Standards and Technology (http://physics.nist.gov/cuu/index.html).

NIST/SEMATECH *e-Handbook of Statistical Methods*, National Institute of Standards and Technology (http://www.itl.nist.gov/div898/handbook/).

Appendice B

UNITÀ DI MISURA E COSTANTI FISICHE DI INTERESSE IN DOSIMETRIA

In quest'appendice è riportato un elenco delle principali unità di misura del Sistema Internazionale (SI) attualmente in vigore. Sono riportate le sette grandezze e le rispettive unità di misura tradizionalmente classificate come grandezze e unità di base, unitamente ad alcune delle grandezze e delle unità di misura cosiddette derivate in quanto abitualmente espresse in termini di unità di base. Le grandezze derivate qui riportate sono solo quelle di specifico interesse per la dosimetria, la fisica medica e la biofisica. Sono inoltre riportati i valori delle sette costanti fondamentali tramite cui sono definite le unità di misura SI e di altre costanti fisiche il cui ruolo è importante nello studio delle interazioni della radiazione con un mezzo e in generale in dosimetria. Le unità di misura delle grandezze derivate sono espresse in termini di unità di base solo per consuetudine rispetto al passato. Le unità di misura dell'attuale SI possono essere infatti espresse, per qualsiasi grandezza, in termini di costanti fondamentali (cfr. § 6.1).

B.1 Il Sistema Internazionale delle unità di misura (SI)[20]

Grandezze e unità di misura di base

Tabella B.1 - Grandezze e unità di misura di base definite tramite le sette costanti fondamentali il cui valore è riportato nella Tab. B.5

Grandezza			Unità di misura	
Nome	simbolo	Simbolo dimensionale	Nome	Simbolo
lunghezza	l	L	metro	m
massa	m	M	chilogrammo	kg
tempo	t	T	secondo	s
corrente elettrica	I	I	ampere	A
temperatura termodinamica	T	Θ	kelvin	K
quantità di sostanza	n	N	mole	mol
intensità luminosa	I_v	J	candela	cd

[20] Per l'impostazione generale e i dettagli operativi al riguardo, si raccomanda di consultare: *The International System of Units* (*SI)*, 9th edition 2019 (cfr. BIPM).

Grandezze e unità di misura derivate

Tabella B.2.a - Grandezze e unità di misura derivate, espresse in funzione delle unità di base, di interesse per la dosimetria, la biofisica e la fisica medica

Grandezza derivata	Unità di misura	
Nome	Nome	Simbolo
massa volumica, densità	chilogrammo al metro cubo	$kg\ m^{-3}$
spessore massico	chilogrammo al metro quadrato	$kg\ m^{-2}$
volume massico	metro cubo al chilogrammo	$m^3\ kg^{-1}$
intensità di campo magnetico	ampere al metro	$A\ m^{-1}$
concentrazione (di una quantità di sostanza)	mole al metro cubo	$mol\ m^{-3}$
luminanza	candela al metro quadrato	$cd\ m^{-2}$
fluenza di particelle	metro alla meno due	m^{-2}
rateo di fluenza di particelle	metro alla meno due al secondo	$m^{-2}\ s^{-1}$
rateo di emissione di particelle	secondo alla meno uno	s^{-1}

N.B. Le unità di misura non incluse nel SI: elettronvolt (eV), barn (b), unità di massa atomica unificata (u), minuto (min), ora (h), giorno (d), bar (bar), ångstrom (Å) e litro (l oppure L), sono accettate per il loro uso nell'ambito del SI.

Tabella B.2.b - Grandezze derivate di interesse per la dosimetria, la biofisica e la fisica medica, le cui unità di misura hanno anche un nome speciale e un simbolo

Grandezza derivata	Unità di misura			
Nome	Nome speciale	Simbolo	Espressa in funzione di altre unità SI	Espressa in funzione delle unità di base SI
angolo piano	radiante	rad		$m\ m^{-1} = 1$
angolo solido	steradiante	sr		$m^2\ m^{-2} = 1$
frequenza	hertz	Hz		s^{-1}
forza	newton	N		$m\ kg\ s^{-2}$
pressione	pascal	Pa	$N\ m^{-2}$	$m^{-1}\ kg\ s^{-2}$
energia, lavoro, quantità di calore	joule	J	$N\ m$	$m^2\ kg\ s^{-2}$
potenza, flusso di energia	watt	W	$J\ s^{-1}$	$m^2\ kg\ s^{-3}$
carica elettrica	coulomb	C		$s\ A$
differenza di potenziale elettrico, forza elettromotrice	volt	V	$W\ A^{-1}$	$m^2\ kg\ s^{-3}\ A^{-1}$
capacità elettrica	farad	F	$C\ V^{-1}$	$m^{-2}\ kg^{-1}\ s^4\ A^2$
resistenza elettrica	ohm	Ω	$V\ A^{-1}$	$m^2\ kg\ s^{-3}\ A^{-2}$
conduttanza elettrica	siemens	S	$A\ V^{-1}$	$m^{-2}\ kg^{-1}\ s^3\ A^2$
flusso di induzione magnetica	weber	Wb	$V\ s$	$m^2\ kg\ s^{-2}\ A^{-1}$
densità di flusso magnetico, induzione magnetica	tesla	T	$Wb\ m^{-2}$	$kg\ s^{-2}\ A^{-1}$
induttanza	henry	H	$Wb\ A^{-1}$	$m^2\ kg\ s^{-2}\ A^{-2}$
temperatura Celsius	grado Celsius	°C		K
flusso luminoso	lumen	lm	$cd\ sr$	$m^2\ m^{-2}\ cd = cd$
illuminamento	lux	lx	$lm\ m^{-2}$	$m^2\ m^{-4}\ cd = m^{-2}\ cd$
attività (di un radionuclide)	becquerel	Bq		s^{-1}
dose assorbita, kerma	gray	Gy	$J\ kg^{-1}$	$m^2\ s^{-2}$
equivalente di dose, equivalente di dose ambientale, equivalente di dose direzionale, equivalente di dose personale	sievert	Sv	$J\ kg^{-1}$	$m^2\ s^{-2}$
attività catalitica	katal	kat		$s^{-1}\ mol$

Tabella B.2.c - Grandezze derivate, di interesse per la dosimetria, la biofisica e la fisica medica, alle quali sono associate unità di misura i cui nomi e simboli includono unità derivate SI e nomi speciali

Grandezza derivata	Unità di misura		
Nome	Nome	Simbolo	Espresse in funzione delle unità di base SI
viscosità dinamica	pascal secondo	Pa s	m^{-1} kg s^{-1}
momento di una forza	newton metro	N m	m^2 kg s^{-2}
tensione superficiale	newton al metro	N m^{-1}	kg s^{-2}
velocità angolare	radiante al secondo	rad s^{-1}	m m^{-1} s^{-1} = s^{-1}
accelerazione angolare	radiante al secondo quadrato	rad s^{-2}	m m^{-1} s^{-2} = s^{-2}
densità di flusso di calore, irradiamento	watt al metro quadrato	W m^{-2}	kg s^{-3}
capacità termica, entropia	joule al kelvin	J K^{-1}	m^2 kg s^{-2} K^{-1}
capacità termica specifica, entropia specifica	joule al kilogrammo al kelvin	J kg^{-1} K^{-1}	m^2 s^{-2} K^{-1}
energia specifica	joule al kilogrammo	J kg^{-1}	m^2 s^{-2}
conducibilità termica	watt al metro al kelvin	W m^{-1} K^{-1}	m kg s^{-3} K^{-1}
densità di energia	joule al metro cubo	J m^{-3}	m^{-1} kg s^{-2}
intensità di campo elettrico	volt al metro	V m^{-1}	m kg s^{-3} A^{-1}
densità di carica elettrica	coulomb al metro cubo	C m^{-3}	m^{-3} s A
densità di flusso elettrico	coulomb al metro quadrato	C m^{-2}	m^{-2} s A
permittività	farad al metro	F m^{-1}	m^{-3} kg^{-1} s^4 A^2
permeabilità	henry al metro	H m^{-1}	m kg s^{-2} A^{-2}
energia molare	joule alla mole	J mol^{-1}	m^2 kg s^{-2} mol^{-1}
entropia molare, capacità termica molare	joule alla mole al kelvin	J mol^{-1} K^{-1}	m^2 kg s^{-2} K^{-1} mol^{-1}
esposizione (per radiazione x e γ)	coulomb al kilogrammo	C kg^{-1}	kg^{-1} s A
rateo di dose assorbita, rateo di kerma	gray al secondo	Gy s^{-1}	m^2 s^{-3}
rateo di equivalente di dose, rateo di equivalente di dose ambientale, rateo di equivalente di dose direzionale, rateo di equivalente di dose personale	sievert al secondo	Sv s^{-1}	m^2 s^{-3}
concentrazione di attività (di un radionuclide)	becquerel al kilogrammo	Bq kg^{-1}	kg^{-1} s^{-1}
radianza	watt al metro quadrato allo steradiante	W m^{-2} sr^{-1}	m^2 m^{-2} kg s^{-3} = kg s^{-3}
concentrazione di attività catalitica	katal al metro cubo	kat m^{-3}	m^{-3} s^{-1} mol

Prefissi

Tabella B.3 - Nome e simbolo dei prefissi utilizzabili per esprimere multipli e sottomultipli decimali delle unità di misura SI

Fattore	Nome	Simbolo
10^{24}	yotta	Y
10^{21}	zetta	Z
10^{18}	exa	E
10^{15}	peta	P
10^{12}	tera	T
10^{9}	giga	G
10^{6}	mega	M
10^{3}	kilo	k
10^{2}	etto	h
10^{1}	deca	da
10^{-1}	deci	d
10^{-2}	centi	c
10^{-3}	milli	m
10^{-6}	micro	µ
10^{-9}	nano	n
10^{-12}	pico	p
10^{-15}	femto	f
10^{-18}	atto	a
10^{-21}	zepto	z
10^{-24}	yocto	y

Esempi di modalità equivalenti di scrittura:

$2\ 10^{12}$ J = 2 TJ (2 terajoule)
$1\ 10^{-15}$ s = 1 fs (1 femtosecondo)
$5\ 10^{6}\ s^{-1}$ = 5 μs^{-1} = 5 MHz (5 megahertz)
1 cm^2 = $10^{-4}\ m^2$
1 cm^{-1} = $10^{2}\ m^{-1}$
1 g^{-1} = $10^{3}\ kg^{-1}$

B.2 Conversioni di unità di misura

Tabella B.4 - Conversioni fra unità di misura SI, o ammesse per l'uso nel SI, comunemente usate in dosimetria. Le ultime tre conversioni si applicano in particolare ai coefficienti di interazione lineari e massici (cfr. §§ 3.2 e 3.3)

1 eV	= 1,602 176 53 10^{-19} J
1 u	= 1,660 538 86 10^{-27} kg
1 barn	= 10^{-24} cm^2 = 10^{-28} m^2 = 100 fm^2
0 °C	= 273,16 K
1 bar	= 10^5 Pa = 0,1 MPa = 100 kPa
1 L [(i)]	= 1 dm^3 = 10^{-3} m^3
1 Å	= 10^{-10} m = 0,1 nm
1 cal	= 4,184 J
1 g cm^{-3}	= 10^3 kg m^{-3}
1 cm^2 g^{-1}	= 0,1 m^2 kg^{-1}
1 MeV cm^{-1}	= 1,602 176 10^{-11} J m^{-1}
1 MeV cm^2 g^{-1}	= 1,602 176 10^{-14} J m^2 kg^{-1}

[(i)] Per il simbolo L del litro può essere usata anche la lettera minuscola, l, quando ciò non comporti confusione con altri caratteri (ad es. il numero 1).

B.3 Costanti fisiche

Tabella B.5 - Costanti fondamentali usate nella definizione delle unità di misura SI e nell'ambito delle interazioni della radiazione con la materia. Dati tratti da BIPM e NIST (cfr. BIPM, NIST)

Grandezza	Simbolo	Valore	Unità di misura	Incertezza tipo relativa, u_r
frequenza della transizione iperfine del Cs	$\Delta\nu_{Cs}$	9 192 631 770	Hz	*
velocità della luce nel vuoto	c	299 792 458	m s^{-1}	*
costante di Planck	h	6,626 070 15 10^{-34}	J s	*
carica elementare	e	1,602 176 634 10^{-19}	C	*
costante di Boltzmann	k	1,380 649 10^{-23}	J K^{-1}	*
costante di Avogadro	N_A	6,022 140 76 10^{23}	mol^{-1}	*
efficacia luminosa	K_{cd}	683	lm W^{-1}	*
costante di struttura fine	α	7, 297 352 566 10^{-3} (~ 1/137 036)	adimensionale	2,3 10^{-10}
costante della massa atomica: m_u = 1/12 m (^{12}C)	m_u	1,660 539 040 10^{-27} 931,494 095	kg MeV ($m_u c^2$)	1,2 10^{-8} 6,2 10^{-9}
massa dell'elettrone	m_e	9,109 383 56 10^{-31} 0,510 998 946	kg MeV ($m_e c^2$)	1,2 10^{-8} 6,2 10^{-9}
massa del protone	m_p	1,672 621 898 10^{-27} 938, 272 081	kg MeV ($m_p c^2$)	1,2 10^{-8} 6,2 10^{-9}
massa del neutrone	m_n	1,674 927 471 10^{-27} 939, 565 413	kg MeV ($m_n c^2$)	1,2 10^{-8} 6,2 10^{-9}
momento magnetico dell'elettrone	μ_e	-928,476 462 10^{-26}	J T^{-1}	6,2 10^{-9}
momento magnetico del protone	μ_p	1,410 606 787 10^{-26}	J T^{-1}	6,9 10^{-9}
momento magnetico del neutrone	μ_n	-0,966 236 50 10^{-26}	J T^{-1}	2,4 10^{-7}

***** L'incertezza assegnata alla costante è nulla. Il valore di questa costante è convenzionalmente esatto poiché essa è usata per definire un'unità di misura (cfr. § 6.1).

Tabella B.6 - Radiazione *x* caratteristica emessa da alcuni materiali di interesse dosimetrico, comunemente utilizzati per misure e calcoli di attenuazione in fasci di fotoni (determinazione di *HVL* e di spettri filtrati, filtri di compensazione ecc.) e come targhette nelle macchine a raggi *x* per radiodiagnostica. Sono riportate solo le energie in corrispondenza dei picchi (edge) di assorbimento relativi alle transizioni K e L

Materiale	Energia dei raggi *x* caratteristici (keV) [(i)]			
	K	L1	L2	L3
Piombo	88,0	15,9	15,2	13,0
Tungsteno	69,5	12,1	11,5	10,2
Tantalio	67,4	11,7	11,1	9,9
Stagno	29,2	4,5	4,1	
Rodio	23,2	3,4		
Molibdeno	20,0	2,9		
Rame	9,0			
Titanio	5,0			
Alluminio	1,6			

[(i)] Valori arrotondati

Bibliografia

BIPM, *Le Système international d'unitès – The International System of units*, 9ª edizione, Bureau International des Poids et Mesures, 2019 (www.bipm.org).

NIST, *The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty*, National Institute of Standards and Technology, Physical Measurement Laboratory, Products & Services, Physical Reference Data, 2017 (http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html).

INDICE ANALITICO

A

Acceleratori lineari (v. impianti di irraggiamento)
Accuratezza (significato, specificazione della) *582 sgg*
- nella dosimetria in radioprotezione *146*, *236*
- nella dosimetria in radioterapia *146*
- nella dosimetria in radiodiagnostica *461*

Adroterapia (acceleratori per) *324 sgg*
Alanina (v. rivelatori)
Anelastica (diffusione) *60, 99*, *100*, *133*
Anodo rotante *341, 342*
Approccio deterministico (nella determinazione dell'incertezza) *588*
Approccio GUM (nella determinazione dell'incertezza) *588 sgg*
Approccio N_{Da} o N_K (nella determinazione di D_w) *433*
Approccio N_w (nella determinazione di D_w) *433*
Approccio probabilistico (nella determinazione dell'incertezza) *588 sgg, 592*
Aria libera
- condizioni di a. l. *113*
- camera ad aria libera (v. camera ad a.l.)

Aria secca *112*
Assoluta (misura) *140*
Assorbanza *219*, *519*
Attivatori (nei rivelatori) *209 sgg*
Attivazione
- neutronica *132, 572*
- reazioni di attivazione *258 sgg*

Attività *242 sgg*, *575 sgg*
Attività a saturazione *259*
Attività cumulata $\tilde{A}$ *458 sgg*
Attività specifica *261*
Attività superficiale *296*
Attivo (v. dosimetri attivi)
Auger (elettroni) *62*, *82 108*, *247, 249*

B

B (fattore di retrodiffusione o backscatter) *464*
B (fattore di build-up) *39*
Bagno a solfato di manganese *571 sgg*
Banda proibita *209, 226*, *283, 510*
Barkas (correzione di) *76*
Barn *46*
Bateman (equazione di) *252*
Bethe (teoria di) *61 sgg*
Bethe e Heitler (teoria di) *68*
Bhabba *61*
Bloch *61*, (correzione di) *76*
Boag (teoria di) *490*, *491, 492, 497*
Brachiterapia *319 sgg*
- indicatori della qualità per sorgenti per *382*
- metodi dosimetrici per *449 sgg*
- protocolli di dosimetria per *537*
- sorgenti per *331*, *333*

Bragg (picco di) *77*, *327*, *378*, *527*
Bragg-Gray
- teoria di *387 sgg*
- relazione di *391*

Bremsstrahlung
- da elettroni *45*, *63, 73, 75, 84, 88, 104, 109, 113, 320*, *335, 370*
- da particelle pesanti *77 sgg*

Build-up (cappuccio) (v. cappuccio di equilibrio)
Build-up (fattore di) *39*
Build-up (profondità di) *356*
Build-up (spessore, cappuccio) *394*, *426*
Buona geometria *38 sgg*, *347, 358*
Burlin (teoria di) *408*

C

Calorimetro (campione) *554 sgg*
- ad acqua *564 sgg*
- in grafite *554 sgg*

Camera a cavità *386 sgg*, *408 sgg, 425 sgg*, *434 sgg*, *527 sgg*
- camera a cavità campione *547 sgg*
- camera a ditale o cilindrica (thimble chamber) *477 sgg*
- camera a elettrodi piani e paralleli (pill box) *478 sgg*

Camera a CCD *503*
Camera ad aria libera *543 sgg*
Camera a ionizzazione (v. rivelatori)
Camera a stilo *467 sgg*, *530 sgg*
Camera a trasmissione *465*, *479, 530*
Camera omogenea *400*, *480*

Cammino libero medio *40, 41, 103, 126, 127, 370*
Campione primario *143 sgg*, *543 sgg*
Campione secondario *143 sgg*
Campo (dimensioni del) *360 sgg*, *440 sgg*
Campo allineato ed espanso *157 sgg*
Campo di radiazione *29 sgg*
Campo espanso *157 sgg*
Cappuccio di equilibrio (*build-up cap*) *426 sgg*
Caratteristica (radiazione) (v. radiazione caratteristica)
Carboni attivi (v. rivelatori)
Carica (sistemi di misura della) *194 sgg*, *480 sgg*
Cattura elettronica *245*, *247*
Cattura neutronica (reazioni di) *96*, 99 *393*, *572 sgg*
Cattura radiativa *99, 103, 104, 132, 134*
Cavità (teoria della) *387 sgg*
Cavità grande (camera) *407*
Cavità intermedia (camera) *407*
Celle a scintillazione (v. rivelatori)
Celle di Lucas (v. rivelatori)
Celle elettrostatiche (v. rivelatori)
Centri di taratura *144*
Ciclotroni (v. impianti di irraggiamento)
Coefficiente di assorbimento di energia μ_{en} *45*, *104*
Coefficiente di assorbimento di energia massico μ_{en}/ρ *111 sgg*
Coefficiente di assorbimento molare (o coefficiente di estinzione molare) ε_m *519*
Coefficiente di attenuazione μ *37 sgg*, *100 sgg*
Coefficiente di attenuazione efficace μ_{eff} *358*
Coefficiente di attenuazione massico μ/ρ *47 sgg*
Coefficiente di attenuazione massico apparente μ_β/ρ *90*
Coefficiente di conversione attività-dose efficace *312*, *314*
Coefficiente di conversione *E/K 162*
Coefficiente di conversione *E/Φ 163*
Coefficiente di conversione *H*/Φ* (per neutroni) *163*
Coefficiente di conversione H^*/K_a (per fotoni) *162*
Coefficiente di conversione kerma-dose all'organo (in radiodiagnostica) *469*
Coefficiente di omogeneità *h 351*
Coefficiente di taratura *141 sgg*
Coefficiente di trasferimento di energia μ_{tr} *43 sgg*, *103 sgg*
Coefficiente di trasferimento di energia massico μ_{tr}/ρ *110 sgg*
Coefficienti di interazione *35*
- per fotoni *37 sgg*
- per neutroni *96 sgg*
- per particelle cariche *60 sgg*

Coerente (diffusione*) 41, 48 sgg*
Coincidenze (sistema di conteggio a) *575 sgg*
Collisioni forti *60 sgg*
Collisioni lievi *60 sgg*
Compton (diffusione) *41*, *50 sgg*
Concentrazione di attività *263 sgg*, *313 sgg*
Contaminametro *296 sgg*
Contaminazione (radioattiva) *241sgg*
Contaminazione interna *241sgg*
Contaminazione superficiale *241sgg*
Contaminazione superficiale (misura della) *295 sgg*
Contatore Geiger (v. rivelatori)
Contatore proporzionale (v. rivelatori)
Convenzione del metro (Convention du Mètre) *144*
Conversioni di unità di misura *608*
Conversione interna *248 sgg*
Coppie (produzione di) *41 sgg*, *55 sgg*
Cosmici raggi *21 sgg*
Costante del rateo di dose Λ (*dose-rate constant*) *451 sgg*
Costante del rateo di kerma in aria (e di esposizione) $\Gamma_{\dot{K}}$ ($\Gamma_{\dot{X}}$) *262*
Costante di decadimento (radioattivo) λ *243 sgg*
Costanti fondamentali *139 sgg, 609*
CPE (v. equilibrio delle particelle cariche)
CSDA (Continuous Slowing Down Approximation) *86 sgg*

D

d_{max} *323 sgg*
Decadimento (radiaottivo) *242 sgg*
Delta (v. raggi delta)
Densità (effetto) *69*
Densità di flusso (o rateo di fluenza) *32*
Densità di probabilità (funzione) *586 sgg*
Densità ottica (OD) *219*, *503*, *514*, *519*, *523*
Diamante (v. rivelatori)
Difetto di calore (in un calorimetro) *566*
Diffusione
- di particelle cariche *60 – 63, 65, 67, 75*

- di neutroni *99, 100, 102*
Diffusione coerente (v. coerente)
Diffusione Compton (v. Compton)
Diffusione Rutherford *64*
Diffusione Thomson *48*
Dimensionale (equazione) *139-140*
Diseccitazione (processi di) *109*, *134,193*
Distribuzioni differenziali (della fluenza) *33*
Distribuzioni di probabilità (per l'incertezza di misura)
- normale *587, 590*
- rettangolare *590*, *599*
- triangolare *590*
Dose assorbita *105 sgg*, *127 sgg*, *385 sgg*, *425 sgg*, *433 sgg*, *449 sgg*, *553 sgg*
Dose assorbita media nell'organo o tessuto $D_{T,R}$ *152 sgg*
Dose collettiva *461*
Dose efficace *E 153 sgg*, *160 sgg*, *163 sgg*, *175 sgg*, *242*, *313*, *469*
Dose equivalente H_T *152 sgg*, *175 sgg*, *242*, *313*, *469*
Dose per impulso (per un acceleratore) *491*, *497 sgg*, *514*, *520*, *527*
Dose percentuale in profondità *PDD 353*, *361*, *368*, *378*
Dosimetri attivi, passivi *175 sgg*
Dosimetri per monitoraggio di area *177 sgg*, *236 sgg*
Dosimetri per radioprotezione *189 sgg*
Dosimetri per radioterapia *473 sgg*
Dosimetri personali *177 sgg, 236 sgg*
Dosimetria chimica *517*
Dosimetria clinica *385*
Dosimetria di base *385*
Dosimetria interna *20*, *312*, *457*
Due tensioni (metodo delle) *495*

E

E_g (banda di energia proibita in un semiconduttore) *226*, *283*
Eccitazione *62*, 66, *67*, *70, 92, 110*
Efficacia biologica relativa (EBR) *117, 119*, *152*, *378*
Efficienza di raccolta (delle cariche) *488-499*
Efficienza di rivelazione *179*, *203*, *212, 222, 229, 263, 283*, *297*
Efficienza di uno spettrometro gamma *271, 288*
Efficienza quantica (di uno scintillatore) *207*
Efficienza relativa (di un rivelatore al Ge) *288*
Elastica (diffusione) *48, 51, 63, 64, 65, 102*, *103*
Elettreti (v. rivelatori)
Elettronegativo (gas) *198*, *488*
Elettroni liberi *497 sgg*
Emissione neutronica *572 sgg*
Emissione superficiale (di una sorgente radioattiva) *297*
Endocavitaria (sorgenti per brachiterapia) *331 sgg*
Energia a riposo *32*, *70*, *106*, *128*
Energia critica *74*
Energia depositata *106 sgg*
Energia di taglio *184*, *405*
Energia di taglio del cadmio (cadmium cut-off) *96*
Energia efficace E_{eff} *314*
Energia equivalente (di uno spettro di raggi *x*) *351*
Energia massima trasferibile *63*, *81*
Energia media di eccitazione *I 68*, *70*
Energia media per formare una coppia di ioni *W 92 sgg*
Energia radiante *R 32*, *109*, *337*
Energia specifica *z 106 sgg*
Energia trasferita ε_{tr} *43*, *109, 110*
EPR o ESR (alanina) (v. rivelatori)
Equazione della misurazione *597*
Equilibrio (spessore di, v. spessore di equilibrio)
Equilibrio delle particelle cariche (CPE) *123 sgg*, *357*, *393*, *546, 549*
Equilibrio delle particelle cariche in relazione al rapporto λ/R *127*
Equilibrio secolare *253*, *255*
Equilibrio transiente (di una famiglia radioattiva) *253 sgg*
Equilibrio transiente delle particelle cariche (TCPE) *130*, *359*
Equivalente di dose *H 105*, *117 sgg*
Equivalente di dose ambientale *H* 155*, *160 sgg*
Equivalente di dose direzionale *H' 155*, *163 sgg*
Equivalente di dose personale H_p *155*, *166 sgg*
Errore *581 sgg*
Errore di prima specie *308*
Errore di seconda specie *308*
Errore massimo *588 sgg*
Esposizione *X 105*, *112 sgg*, *135 sgg*, *429*, *543 sgg*

F
Falso negativo *308*
Falso positivo *308*
Famiglie radioattive *23 sgg*, *250 sgg*
Fano (fattore di) *F 270*, *271*
Fano (teorema di) *399 sgg*, *416, 443*
Fantocci antropomorfi *172 sgg*
Fantocci d'acqua *355 sgg*
Fantoccio *157*
Fasci sottili (v. piccoli campi)
Fattore di copertura *597 sgg*
Fattore di kerma (per neutroni) F_n *132*, *133*
Fattore di peso (dell'organo o tessuto) w_T *153*
Fattore di peso (della radiazione) w_R *152*
Fattore di qualità *Q 119*, *120*, *151*, *171*, *187*, *314*
Fattore geometrico o di forma (di una sorgente per brachiterapia) $G(r,\theta)$ *454 sgg*
Fattori correttivi (in camere a ionizzazione)
- per effetto di polarità k_{pol} *486 sgg*
- per effetto di ricombinazione k_{sat} *488 sgg*
- per il gradiente di dose p_{dis} *417 sgg*
- per la cavità della camera p_{cav} *414 sgg*
- per le pareti della camera p_{wall} *410 sgg*
- per temperatura pressione e umidità ambientali k_{TPH} *483 sgg*

Fattori correttivi per camere a cavità campione *550*
Fattori correttivi per camere ad aria libera *547*
Filtrazione addizionale *338*
Filtrazione intrinseca *338*
Filtrazione totale *339*
Filtro per risposta in energia (di un dosimetro) *183 sgg*, *220*
Finestra (di un rivelatore) *203*, *205*, *293*, *296*, *298*, *299*
Fluenza
- di energia *32 sgg*
- di particelle *29 sgg*

Fluorescenza (radiazione di) *45*, *82*, *109*, *110*, *111*, *206*, *211*, *212*, *336*, *338*, *547*
Fluoroscopia (accuratezza dosimetrica in) *461*
Flusso di particelle *32*
Foglio diffusore (negli acceleratori) *321*
Fondo naturale (di radiazione) *21 sgg*
Fotoelettrico (effetto) *41*, *43*, *44, 48, 49*, *53, 54*, *55*
Fotoelettrico (picco in un rivelatore) *267 sgg*
Fotomoltiplicatore *207*, *208*, *215*, *235*, *290*
Frazione di dose assorbita ϕ *458*
Frazione specifica assorbita *458*
Fricke (dosimetro di) *517*
Fricke (soluzione di) (v. rivelatori)
Funzione di anisotropia (di una sorgente per brachiterapia $F(r,\theta)$ *456*
Funzione di dose radiale (di una sorgente per brachiterapia) $g(r)$ *455*
FWHM *268, 269, 270, 286, 294, 295*

G
g (frazione di energia cinetica convertita in bremsstrahlung) *45*, *111*, *131*
G (v. rendimento chimico della radiazione)
Gantry *320 sgg*
Gel di Fricke (v. rivelatori)
Giunzione *p-n 227 sgg*, *284 sgg*
Gocce surriscaldate (v. rivelatori)
Gradi di libertà (dell'incertezza) *599 sgg*
Gradiente di dose (correzione per) *422*
Guaina impermeabile (per camere a cavità) *414*, *429*, *431*, *480*
GUM (approccio, incertezza di misura) *583 sgg*

H
HDR (sorgenti per brachiterapia) *333*
HVL (v. indicatori della qualità)

I
I_γ (probabilità di emissione di radiazione γ nel decadimento radioattivo) *271 sgg*, *312*
Impatto (parametro di) *60*, *61*
Impianti di irraggiamento
- acceleratori lineari *320 sgg*
- ciclotroni (per protoni e ioni) *324 sgg*
- sincrotroni (per protoni) *325 sgg*
- unità di irraggiamento al ^{60}Co *329 sgg*
- macchine a raggi x *333-341*

IMRT *322*, *328*, *440*
Incertezza *581 sgg*
Incertezza di tipo A *583 sgg*
Incertezza di tipo B *583 sgg*
Incertezza estesa *596 sgg*
Incertezza tipo di tipo A *585 sgg*
Incertezza tipo di tipo B *592 sgg*

Incertezza tipo composta *596 sgg*
Incertezza tipo composta relativa *596 sgg*
Indicatori della qualità (di una radiazione) *346*
- HVL *347 sgg*
- PDD(10)$_x$ *362 sgg, 366*
- R_{res} *380*
- R_{50} *371 sgg*
- TPR_{10}^{20} *362 sgg, 364*

Indice di kerma (per la TC) *465 sgg*
Intensità di kerma in aria (air-kerma strenght) S_K *451*
Interstiziali (sorgenti per brachiterapia) *331 sgg*
Intervallo di fiducia *585*, 597, *598*
Iperpuro (semiconduttore HPGe) *284*
Irradiazione (interna, esterna) *20*, *154*
Isocentro *330 sgg*
Isomeri (radionuclidi) *247 sgg*

K
Kerma *108 sgg*, *127 sgg*, *128 sgg*, *427 sgg*, *543 sgg*
Kerma (fattore di) *132*
Kerma (intensità di) (v. intensità di kerma in aria)
Kerma alla superficie di ingresso *464*
Kerma incidente *462*
Kerma per collisione K_{col} *111*
Kerma per irraggiamento K_{rad} *111*
Klystron *320*, *513*
Kramer (equazione di) *337*

L
LCPE (equilibrio laterale delle particelle cariche) *442 sgg*
LDR (sorgenti per brachiterapia) *332*
Legame (energia di) *44, 50, 54, 61, 82, 83*
LET (v. trasferimento lineare di energia)
Linearità (di un rivelatore) *177 sgg*, *473 sgg*
Livelli diagnostici di riferimento (LDR) *470*
Livello di fiducia *585 sgg*
Lunghezza di radiazione X_0 *55, 74, 91*, *93*

M
Macchine a raggi *x* (v. impianti di irraggiamento)
Marinelli (beaker di) *275, 289*
Massa atomica relativa *A 67*
Massa molare *A 67*
Massico (coefficiente) *47*
Media (di una distribuzione) *584 sgg*
Media (vita) (v. vita media)
Medio (cammino libero) (v. cammino libero medio)
msr (machine specific reference field) *446*
Medicina nucleare *319, 331*, *382*, *449*, *457*
Metabolica (radioterapia) *333*
Metastabile (stato, radionuclide) *247*
Metrologia *143 sgg*
Minima attività rivelabile *MAR 311 sgg*
MIRD (schema) *457 sgg*
Misurando *581 sgg*
Misurazione *581 sgg*
Modello della misurazione *593 sgg*
Möller *61*
Monitor (di un acceleratore) *322*
Monitoraggio di area *155 sgg*, *177 sgg*
Monitoraggio individuale *155 sgg*, *177 sgg*
Monte Carlo *6*, *30*, *40*, *171*, *404*, *422*, *428*, *445*, *455*, *459*, *464, 469*
Mott *61*
Mutuo riconoscimento, MRA (accordo di) *144*

N
Neutroni
- classificazione *96*
- coefficienti di interazione *100 sgg*
- sistemi di misura *203*, *211*, *217*, *222, 225*
- sorgenti (di) *96 sgg*
- tipo di interazioni *98 sgg*

NMR (nei dosimetri a gel) *523 sgg*
Normale (distribuzione) *305 sgg*, *587, 590*
Numero atomico efficace Z_{eff} *57*
Numero di frenamento
- per elettroni *67*
- per particelle cariche pesanti *76*

Numero di massa *A 67*

O
Omogenea (camera a cavità) *400*
Omogeneità (coefficiente di) *351*
Origine media della produzione di elettroni secondari *359*
Output factor *362, 440, 446*

P
Particelle cariche secondarie *35 sgg*
Passivo (v. dosimetri passivi)

PDD (curve di) *354 sgg*
PDD(10)$_x$ (v. indicatori della qualità)
Pellicole fotografiche (v. rivelatori)
Pellicole radiocromiche (v. rivelatori)
Pellicole radiografiche (v. rivelatori)
Perdite locali (di energia) *79 sgg*, *388 sgg, 405*
Perdite radiative *45*, *92, 109*, *130*, *388,*
Peso atomico (relativo, assoluto) *67*
PET (per dosimetria in medicina nucleare) *459*
Piano di trattamento *6*, *439*, *450*
Picco di Bragg allargato (SOBP) *327*, *329*
Picco fotoelettrico *267 sgg*
Piccoli campi (dosimetria dei) *440 sgg, 536*
Polarizzazione (effetto di) *69, 399*
Polarizzazione inversa (di un semiconduttore) *228*, *229*, 285, *505*
Potenziale di eccitazione *68, 94*
Potenziale di ionizzazione *68*, *94*
Potere frenante *64 sgg*
- per elettroni
  - potere frenante elettronico *67 sgg*
  - potere frenante per irraggiamento *73 sgg*
- per particelle cariche pesanti
  - potere frenante elettronico *75 sgg*
  - potere frenante per irraggiamento *77 sgg*

Potere frenante nucleare, *65*
Potere frenante ristretto $L(T, \Delta)$ *78 sgg*
Potere risolutivo *271*
Precisione *582*
Prodotto dose-area *465*
Prodotto kerma-area *464*
Prodotto kerma-lunghezza *465*
Profondità di build-up *356*
Profondità d_{max} *356 sgg*
Protocolli di dosimetria *535 sgg*
Punto effettivo di misura *418 sgg*

Q

Q (di una reazione) *106 sgg*
Q (v. fattore di qualità)
Qualità di una radiazione *Q 346 sgg*

R

R_{50} (v. indicatori della qualità)
R_{res} (v. indicatori della qualità)
Radianza di energia *33*
Radianza di particelle *33*
Radiativi (processi) *45, 111*
Radiazione caratteristica *82*, *247*, *336 sgg*, *452*
Radiazione cosmica (v. raggi cosmici)
Radiazione di frenamento (v. bremsstrahlung)
Radiazione direttamente ionizzante *35 sgg*
Radiazione indirettamente ionizzante *35 sgg*
Radicali liberi *511*, *517*, *521*, *566*
Radioattività *22 sgg*, *241 sgg*
Radiofotoluminescenza (RPL e OSL) (v. rivelatori)
Radiologia interventistica
- (accuratezza dosimetrica in) *461*
- (dosimetria per) *528*

Radiometriche (grandezze) *29*
Radionuclide *241 sgg*
Radionuclidi per medicina nucleare *334*
Radionuclidi cosmogenici *21, 23*
Radionuclidi primordiali *24*
Radon (sistemi di misura del) *298 sgg*
Raggi cosmici *21 sgg*
Raggi delta *62 sgg*, *79*, *397 sgg*
Raggio (classico dell'elettrone) *52, 67, 92*
Range *80 sgg*
- range CSDA *86*
- range estrapolato *88, 371*
- range massico *87*
- range pratico *372*
- range proiettato *88*
- range residuo *380*

Rapporto dei poteri frenanti Spencer-Attix *403*, *405, 406*
Rateo di kerma in aria di riferimento *382*
Rayleigh (diffusione) *41*, *48*
RBE *(*relative biological effectiveness) (v. efficacia biologica relativa)
Remcounter *204*
Rendimento chimico della radiazione *G 518*, *554*
Rettangolare (distribuzione) *589*, *590*
Ricombinazione ionica *198*, *488 sgg*
- ricombinazione colonnare o iniziale *488*
- ricombinazione in fasci ad alta dose per impulso *497*
- ricombinazione in fasci continui *491*
- ricombinazione in fasci pulsati *492*
- ricombinazione volumica o generale *490*

Riferibilità *145*
Riferimento (condizioni di) *385*
Rilassamento (tempo di) T_1 e T_2 *524 sgg*

Ripetibilità *188*
Riproducibilità *188*
Risoluzione (di un rivelatore) *268 sgg*
Risposta di un rivelatore (funzione o fattore di risposta) *408, 409, 446*
Risposta direzionale (o angolare) *184 sgg*, *237*
Risposta in energia *179 sgg*, *237*, *473*
Rivelatori
- camera a ionizzazione *190*, *193 sgg*, *476 sgg*, *528 sgg*
- carboni attivi *301*
- celle a scintillazione *299*, *303*
- celle di Lucas *299*
- celle elettrostatiche *300*
- contatore Geiger *190 sgg*, *204 sgg*
- contatore proporzionale *190 sgg*, *199 sgg*
- elettreti *302*
- pellicole fotografiche *218*
- pellicole radiocromiche *503*
- pellicole radiografiche *514*
- rivelatori al diamante *505 sgg*
- rivelatori a EPR o ESR (alanina) *511 sgg*
- rivelatori a gel di Fricke *521*
- rivelatori a gocce surriscaldate *223*
- rivelatori a radiofotoluminescenza *231*
- rivelatori a semiconduttore (Si, Ge) *225 sgg*, *283 sgg*
- rivelatori a scintillazione *206 sgg*
  - scintillatori inorganici *209 sgg*
  - scintillatori liquidi *212, 297 sgg*
  - scintillatori organici *211 sgg*
- rivelatori a soluzione di Fricke *517*
- rivelatori a termoluminescenza *213 sgg*, *499 sgg*
- rivelatori a tracce *221 sgg*, *301 sgg*

Rivelatori al diamante (v. rivelatori)
Rivelatori a EPR o ESR (alanina) (v. rivelatori)
Rivelatori a gel di Fricke (v. rivelatori)
Rivelatori a gocce surriscaldate (v. rivelatori)
Rivelatori a radiofotoluminescenza (RPL) (v. rivelatori)
Rivelatori a scintillazione (v. rivelatori)
Rivelatori a semiconduttore (v. rivelatori)
Rivelatori a soluzione di Fricke (v. rivelatori)
Rivelatori a termoluminescenza (v. rivelatori)
Rivelatori a tracce (v. rivelatori)
Rivelatori per neutroni *203, 211, 217, 222*
Rutherford (diffusione) *64*

S

Scansione (fasci a) *322*
Scarto tipo *584 sgg*
Schema di decadimento (di un radionuclide) *249*
Scintillatori (v. rivelatori)
SDD (source-detector distance) *365 sgg*
Secondarie (particelle cariche) *35 sgg*
Semiconduttori (Ge, Si) (v. rivelatori)
Sensibilità *179 sgg*
Sezione d'urto *46 sgg*
- Compton *50 - 53*
- differenziale *47, 52, 60, 62, 65, 66, 67, 75*
- di cattura (per neutroni) *96*
- di diffusione (per particelle cariche) *60 sgg*
- di rimozione (per neutroni) Σ_{rem} *102, 103*
- macroscopica (per neutroni) Σ_{macro} *100 sgg*
- per l'effetto fotoelettrico *54*
- Rayleigh *49*
- Thomson *49*

Sfera ICRU *156 sgg*
Shell (correzione di) *71, 76*
Simili (materiali) *398*
Sincrotroni (v. impianti di irraggiamento)
Sistema Internazionale SI (delle unità di misura) *139*, *143*, *603*
Sistema metrico decimale *144*
Smear-test *297*
Sorgente radioattiva *241 sgg*
Sorgenti liquide (per medicina nucleare) *331*, *334*
Spallazione (reazioni di) *100*
SPECT (per dosimetria in medicina nucleare)
Spencer-Attix (analisi di) *397 sgg*
Spencer-Attix (relazione di) *403*
Spessore di equilibrio o di build-up (di una camera) *394*
Spessore massico *90*
Spettrofotometro *219*, *519*
Spettrometria alfa *292 sgg*
Spettrometria gamma *265 sgg*
SSD (source-surface distance) *361 sgg*
Stelo (perturbazione dovuta allo stelo di una camera) *432*

Sternheimer *61*
Student (variabile ***t*** di) *599*, *600*

T
Taratura *141*, *142*
Targhetta
- di un acceleratore *320*
- di una macchina a raggi *x 341 sgg*

TCPE (v. equilibrio transiente delle particelle cariche)
Tempo di dimezzamento *244*
Tempo di dimezzamento biologico *314*
Tempo di rilassamento (in NMR) *524 sgg*
Tempo morto (di un circuito di misura) *277 sgg*
Teorema del limite centrale *598*
Teorema di Fano (v. Fano)
Termici (neutroni) *96*, *99*
Termistori *557 sgg*, *567*
Termoluminescenza (TL) (v. rivelatori)
Tessuto-equivalenza *156 sgg*
Thomson (v. diffusione, sezione d'urto)
TPR_{10}^{20} (v. indicatori della qualità)
Tracce (v. rivelatori)
Traccia (di una particella carica)
- a bassa densità di ionizzazione *79*, *490*
- ad alta densità di ionizzazione *79*, *223*, *490*

Track-end (contributo di) *403 sgg*
Trasferimento lineare di energia L_Δ (LET) *82 sgg*, *117 sgg*, *223*, *527*
Transizione isomerica *247*
Trasformazione nucleare *242*, *245*
Triangolare (distribuzione) *590*, *591*
Tripletto (produzione di) *55 sgg*

U
Uniforme (campo di radiazione) *125*, *399*
Unità di massa atomica *u 67*
Unità di misura *139*, *603 sgg*
Urto (parametro d') 60 *sgg*

V
Veloci (neutroni) *96*, *99 sgg*
Vita media (di una sorgente radioattiva) *244*

W
W (energia media per coppia di ioni in un gas) *92*
W (energia media per coppia elettrone-lacuna in un rivelatore allo stato solido) *283, 286*
Watt (distribuzione di) *97*
Wheatstone (ponte di) *558*
Whole body counter *291*

Z
z (variabile o deviata normale standardizzata) *306*
Z efficace (v. numero atomico efficace)

ACRONIMI *

AAPM American Association of Physicists in Medicine (www.aapm.org)

AIFM Associazione Italiana di Fisica Medica (www.fisicamedica.org)

AIRP Associazione Italiana di Radioprotezione (www.airp-asso.it)

BIPM Bureau International des Poids et Mesures (www.bipm.org)

CEI Comitato Elettrotecnico Italiano (www.ceiweb.it)

CGPM Conference General des Poids et Mesures (www.bipm.org/en/convention/cgpm/)

CIPM Comité International des Poids et Mesures (www.bipm.org/en/committees/cipm/)

IAEA International Atomic Energy Agency (www.iaea.org)

ICRP International Commission on Radiological Protection (www.icrp.org)

ICRU International Commission on Radiation Units and Measurements (www.icru.org)

IEC International Electrotechnical Commission (www.iec.ch)

INMRI-ENEA Istituto Nazionale di Metrologia delle Radiazioni Ionizzanti (dell'ENEA) (www.inmri.enea.it)

INRIM Istituto Nazionale di Ricerca Metrologica (www.inrim.it)

ISO International Organization for Standardization (www.iso.org)

MIRD Medical Internal Radiation Dose (committee) della SNMMI

NIST National Institute of Standards and Technology (www.nist.gov)

SNMMI Society of Nuclear Medicine & Molecular Imaging (www.snmmi.org)

UNI Ente nazionale italiano di unificazione (www.uni.com)

UNSCEAR United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation (www.unscear.org)

* Sono riportati solo gli acronimi di organismi citati nel testo e di quegli organismi internazionali di più stretta attinenza con le tematiche della dosimetria delle radiazioni ionizzanti

ENEA – Servizio Promozione e Comunicazione

enea.it

Gennaio 2019

L'autore ha svolto attività di ricerca presso l'ENEA sui metodi di misura delle radiazioni ionizzanti e attività didattica nel campo della dosimetria presso le Università di Pisa, di Roma Tor Vergata e di Roma Sapienza.

La dosimetria delle radiazioni ionizzanti è un necessario presupposto per la radioterapia oncologica, la radiodiagnostica medica e la radio-protezione. L'affidabilità della dosimetria è una delle condizioni per il successo dei trattamenti in radioterapia e per l'ottimizzazione del rapporto costi-benefici negli esami radiodiagnostici. In radioprotezione, le valutazioni dosimetriche sono necessarie per la limitazione degli effetti biologici nocivi delle radiazioni nei luoghi di lavoro (ospedali, impianti, laboratori) e negli ambienti dove sono presenti radiazioni ionizzanti. Le conoscenze richieste per la dosimetria riguardano una svariata tipologia di metodi sperimentali e di calcolo nell'ambito della fisica delle radiazioni ionizzanti. La finalità di questo libro è di fornire gli elementi essenziali di queste conoscenze.

ISBN 978-88-8286-369-2