

## Analisi cinetica con codici deterministici di impianti nucleari di tipo PWR: transitori di barre di controllo

**Descrittori**

**Tipologia del documento:** Rapporto tecnico

**Collocazione contrattuale:** Accordo di programma ENEA-MSE su sicurezza nucleare e reattori di IV generazione

**Argomenti trattati:** Cinetica, Safety di nocciolo, PWR

**Sommario**

Il presente rapporto descrive l'attività prevista nel Piano Annuale di Realizzazione 2016 dell'Accordo di Programma ENEA-MSE avente come obiettivo quello di acquisire esperienza nella cinetica dei reattori ad acqua pressurizzata (PWR). Data l'importanza dei calcoli cinetici nelle valutazioni della safety di nocciolo, l'attività si è concentrata sull'analisi di transitori di potenza provocati dalla movimentazione di uno o più gruppi di barre di controllo in un PWR da 900 MWe arricchito in  $^{235}\text{U}$  che si trova all'inizio del primo ciclo (BoC) in stato stazionario. Tutti i calcoli sono stati eseguiti con il codice deterministico CRONOS2 in assenza del feedback termoidraulico in modo da mettere in risalto il contributo dei neutroni ritardati ai transitori di potenza.

**Note**

Autori: R. Pergreffi, F. Rocchi

**Copia n.**
**In carico a:**

2			NOME			
			FIRMA			
1			NOME			
			FIRMA			
0	EMISSIONE	01/12/2017	NOME	Roberto Pergreffi	Franca Padoani	Federico Rocchi
			FIRMA	<i>Roberto Pergreffi</i>	<i>Franca Padoani</i>	<i>Federico Rocchi</i>
REV.	DESCRIZIONE	DATA		REDAZIONE	CONVALIDA	APPROVAZIONE

## Sommario

1. Introduzione.....	3
2. I neutroni ritardati.....	4
3. Descrizione della geometria.....	8
4. La struttura di un calcolo cinetico in CRONOS2.....	12
5. Principali moduli di un calcolo cinetico in CRONOS2.....	16
6. Risultati.....	23
7. Riferimenti bibliografici.....	32

## 1. Introduzione<sup>1</sup>

La cinetica del reattore (*Reactor Kinetics*) è lo studio della dipendenza temporale del flusso neutronico a seguito di una variazione delle sezioni d'urto macroscopiche del sistema.

La dipendenza dal tempo della popolazione neutronica può essere divisa in tre classi di problemi a seconda del periodo di tempo a cui ci si riferisce:

- Problemi di breve periodo cioè che avvengono in tempi dai secondi alle decine di minuti. Per questi tipi di problemi, in cui rientrano transitori di potenza e/o a calcoli di safety di nocciolo, il bruciamento del combustibile durante il transitorio, essendo quantitativamente modesto, può essere trascurato.
- Problemi di periodo intermedio relativi cioè ad ore o al più ad un paio di giorni. Anche in questo caso il bruciamento del combustibile può essere trascurato, ma diversamente dal caso precedente, si deve considerare la produzione di eventuali veleni neutronici sotto forma di prodotti di fissione.
- Problemi di lungo periodo cioè che riguardano periodi di tempo di giorni o mesi. Questa classe di problemi richiede una conoscenza dettagliata del bruciamento del combustibile durante il transitorio e delle distribuzioni di flusso e combustibile nel reattore.

Scopo del presente studio è stato quello di valutare alcuni transitori di potenza generati dalla movimentazione di uno o più gruppi di barre di controllo. Si tratta pertanto, in accordo alla precedente classificazione, di problemi di breve periodo nei quali il bruciamento può essere trascurato. La scala temporale delle simulazioni effettuate è d'altronde mai superiore al minuto. In Figura 1 è descritto schematicamente quanto fatto: in un PWR da 2700MW<sub>th</sub> arricchito in <sup>235</sup>U che si trova all'inizio del primo ciclo (Beginning of Cycle - BoC) in stato stazionario (essendo flusso e potenza indipendenti dal tempo), è stata introdotta una perturbazione del buckling materiale, cioè della composizione isotopica  $N_a$  del sistema, attraverso una movimentazione delle barre di controllo che ha determinato una variazione del flusso  $\phi$  (e conseguentemente della potenza  $P$ ). Tutte le simulazioni sono state eseguite in assenza del feedback termoidraulico, cioè trascurando gli effetti che variazioni di potenza generano su temperature e sezioni d'urto (microscopiche o macroscopiche) e quindi, iterativamente, sulla potenza medesima. Un tale approccio, schematizzato in Figura 1, consente di meglio mettere in evidenza il contributo ed il ruolo dei neutroni ritardati al transitorio di potenza e quindi di valutare l'inerzia del sistema come solo effetto del parametro frazione di neutroni ritardati  $\beta$ . Il fatto poi che le perturbazioni del sistema siano state introdotte attraverso la movimentazione delle barre di controllo, rende questi problemi dipendenti, oltre che dal tempo, anche dallo spazio. E, com'è noto, quando gli effetti spaziali non possono essere trascurati, perde di validità la principale approssimazione su cui si fonda la Cinetica Punto e cioè che la forma del flusso non cambi. Da qui la necessità di risolvere equazioni cinetiche multigruppo 3D in teoria della diffusione che rispetto alla Cinetica Punto comportano un considerevole onere computazionale. Tutte le simulazioni sono state eseguite con

<sup>1</sup> Per la parte generale di cinetica si veda: J.R. Lamarsh, A.J. Baratta, *Introduction to nuclear engineering* (Prentice-Hall, Upper Saddle River, 2001) e W.M. Stacey, *Nuclear Reactor Physics* (Wiley&Sons, 2001).



questo caso il nucleo  $^{87}\text{Kr}^*$  può subire (con probabilità del 2,5%) un'emissione neutronica che porta alla formazione dell'isotopo stabile  $^{86}\text{Kr}$ .

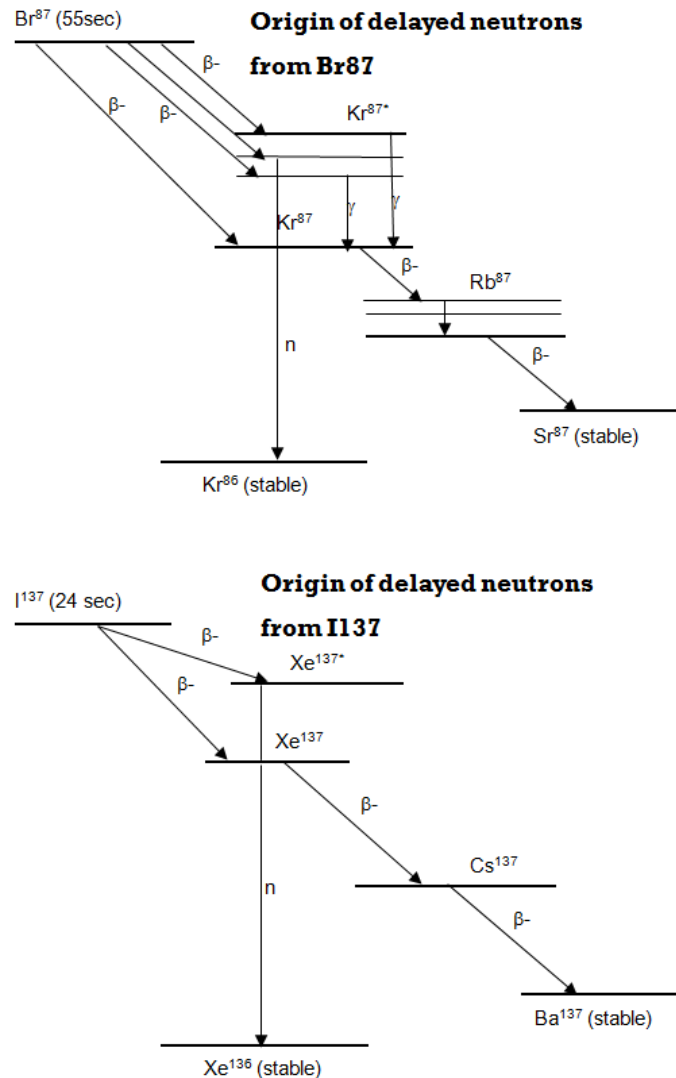


Figura 2. Esempi di precursori di neutroni ritardati.

In accordo al database JEFF 3.1, gli emettitori neutronici noti tra  $^8\text{He}$  e  $^{210}\text{Tl}$  sono circa  $240^3$ . Di questi, se si escludono i circa 75 emettitori con numero di massa ( $A$ ) minore di 70, la maggior parte sono prodotti di fissione ( $70 < A < 150$ ). A fronte di una tale complessità, nei calcoli cinetici si è soliti utilizzare una suddivisione a gruppi che raggruppa i principali precursori a partire dai loro tempi di dimezzamento. In Figura 3 è riportata la classica suddivisione a sei gruppi di precursori. Come si vede, il valore di  $\beta$  cambia a seconda del materiale fissile che si considera: se per  $^{235}\text{U}$  la frazione dei neutroni ritardati è pari a 0,0064, cioè ad una percentuale dello 0,64%, per  $^{239}\text{Pu}$  il valore di  $\beta$  è di 0,0021 e per  $^{233}\text{U}$  di 0,0026. Si evince quindi che il bruciamento, facendo variare la composizione isotopica del combustibile, determina nel tempo una variazione del valore di  $\beta$ .

<sup>3</sup> Esistono inoltre 18 emettitori  $2n$  e i 4 emettitori  $3n$  ( $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$ ,  $^{17}\text{B}$ ,  $^{31}\text{Na}$ ) confermati sperimentalmente.

Come riportato in Figura 4, ciascuno gruppo di precursori è caratterizzato da una resa (*yield*), da una costante di decadimento (*decay constant*) e da una certa frazione di neutroni ritardati ( $\beta_i$ ).

i	Possible precursor nuclei	Mean energy (MeV)	Average half-life of the group [s]			Delayed neutron fraction [%]		
			235U	239Pu	233U	235U	239Pu	233U
1	87Br, 142Cs	0.25	55.72	54.28	55.0	0.021	0.0072	0.0226
2	137I, 88Br	0.56	22.72	23.4	20.57	0.140	0.0626	0.0786
3	138I, 89Br, (93,94)Rb	0.43	6.22	5.60	5.00	0.126	0.0444	0.0658
4	139I, (93,94)Kr 143Xe, (90,92)Br	0.62	2.3	2.13	2.13	0.252	0.0685	0.0730
5	140I, 145Cs	0.42	0.61	0.618	0.615	0.074	0.018	0.0135
6	(Br, Rb, As etc.)	-	0.23	0.257	0.277	0.027	0.0093	0.0087
Total						0.64	0.21	0.26

Figura 3. Sei gruppi di precursori.

<b><math>U^{235}</math></b>			
Group	Decay constant $\lambda_i$ (sec <sup>-1</sup> )	Yield (neutrons per fission)	Fraction $\beta_i$
1	0.0124	0.00052	0.000215
2	0.0305	0.00346	0.001424
3	0.111	0.00310	0.001274
4	0.301	0.00624	0.002568
5	1.14	0.00182	0.000748
6	3.01	0.00066	0.000273
Total yield: 0.0158			Total delayed fraction ( $\beta$ ): 0.0065
<b><math>Pu^{239}</math></b>			
Group	Decay constant $\lambda_i$ (sec <sup>-1</sup> )	Yield (neutrons per fission)	Fraction $\beta_i$
1	0.0128	0.00021	0.000073
2	0.0301	0.00182	0.000626
3	0.124	0.00129	0.000443
4	0.325	0.00199	0.000685
5	1.12	0.00052	0.000181
6	2.69	0.00027	0.000092
Total yield: 0.0061			Total delayed fraction ( $\beta$ ): 0.0021
<b><math>U^{233}</math></b>			
Group	Decay constant $\lambda_i$ (sec <sup>-1</sup> )	Yield (neutrons per fission)	Fraction $\beta_i$
1	0.0126	0.00057	0.000224
2	0.0337	0.00197	0.000777
3	0.139	0.00166	0.000655
4	0.325	0.00184	0.000723
5	1.13	0.00034	0.000133
6	2.50	0.00022	0.000088
Total yield: 0.0066			Total delayed fraction ( $\beta$ ): 0.0026

Figura 4. Parametrizzazione a sei gruppi per  $^{235}U$ ,  $^{239}Pu$  e  $^{233}U$ .

Sebbene questa parametrizzazione a sei gruppi sia ancora ampiamente utilizzata in ambito industriale, permane l'esigenza di migliorare ulteriormente il livello di accuratezza delle rese dei neutroni ritardati e la risoluzione del loro spettro energetico (spettro energetico che, essendo molto difficile da misurare, continua ad essere un dato poco conosciuto). In generale, i neutroni ritardati hanno energie di emissione inferiori a quelle dei neutroni pronti. Se questi ultimi vengono generalmente emessi a energie comprese tra 1 MeV e 10 MeV, con un massimo di 20 MeV e un valor medio di 2 MeV, i neutroni ritardati hanno energie iniziali comprese tra 0,2 MeV e 0,9 MeV con 0,4 MeV di valor medio. Fatto da cui derivano, quantomeno nei reattori termici, due importanti e tra loro opposte conseguenze. Da una parte la quantità di energia che i neutroni ritardati devono cedere per termalizzarsi è mediamente minore di quella dei neutroni pronti, così come minore è la loro probabilità di fuga e di assorbimento parassitico. Dall'altra è minore anche la loro probabilità di indurre una fissione veloce essendo il valor medio della loro energia di emissione inferiore al valore minimo richiesto per questo tipo di fissioni. Di queste due conseguenze – minore probabilità di fuga e di assorbimento parassitico e minore fattore di fissione veloce – si tiene conto attraverso un parametro, chiamato fattore importanza ( $I$ ), che valuta l'efficacia della frazione media dei neutroni ritardati nel produrre un evento di fissione. Il fattore importanza è cioè una misura dell'abilità di un reattore di termalizzare e sfruttare i neutroni ritardati ivi prodotti. Diversamente da quanto avviene in piccoli reattori termici con alti arricchimenti iniziali, in un PWR del tipo in esame il minore fattore di fissione veloce prevale sulla minore probabilità di fuga e di assorbimento parassitico determinando un valore di  $I$  pari a 0,97. Il prodotto tra la frazione dei neutroni ritardati e il fattore importanza è chiamato frazione dei neutroni ritardati efficace ( $\beta_{\text{eff}}$ ):

$$\beta_{\text{eff}} = \beta * I$$

Rispetto a quanto detto, ci si limita ad osservare che la simultanea presenza di fenomeni quali la diversa efficacia tra pronti e ritardati, come pure la diversa efficacia dei vari gruppi di precursori (essendo la distribuzione energetica dei ritardati diversa da gruppo a gruppo), o ancora la diversa efficacia degli isotopi fissionabili, impone di sostituire, in taluni casi, al fattore importanza una funzione importanza.

A dispetto della frazione, percentualmente piuttosto modesta, e del contributo alla generazione di potenza, di fatto trascurabile, i neutroni ritardati svolgono un ruolo fondamentale. La loro presenza, infatti, estende il periodo del reattore fino al punto da renderne possibile il controllo. È cioè grazie alla frazione dei neutroni ritardati che un reattore nucleare, trovandosi in condizioni di criticità ritardata – o di sottocriticità pronta –, può di fatto essere controllato. Una condizione di criticità pronta, cioè di criticità determinata dai soli neutroni pronti, determinerebbe infatti una cinetica talmente rapida da rendere il reattore difficilmente controllabile. Questo spiega il perché i reattori vengono progettati in modo da evitare che una simile condizione possa mai essere raggiunta (in un PWR questa si avrebbe con un'inserzione di reattività positiva pari al valore del  $\beta_{\text{eff}}$ , cioè  $k_{\text{eff}} \approx 1.006$  o  $\rho = +600$  pcm).

### 3. Descrizione della geometria

Come descritto in Tabella 1, il nocciolo di un reattore da 900 MWe è composto da 157 elementi di combustibile a tre diversi arricchimenti in  $^{235}\text{U}$ , cioè 1,8% 2,4% e 3,1%, e da 64 elementi di riflettore. Limitatamente al nocciolo di startup, la strategia di carica del combustibile prevede il ricorso a barre anulari di pyrex (vetro borosilicato) come veleno bruciabile concentrato che bilancia l'eccesso di reattività iniziale.

Tipo di assembly	N.ro	Commento	N.ro pin di fuel	CR
Assembly con arricchimento al 3,1%	36	In periferia	264 X 36 = 9504	Si
Assembly con arricchimento al 1,8%	53	A scacchiera	264 X 53 = 13992	Si
Assembly con arricchimento al 2,4% e 8 pin di pyrex	20	Corona esterna	256 X 20 = 5120	No
Assembly con arricchimento al 2,4% e 12 pin di pyrex	32	A scacchiera	252 X 32 = 8064	No
Assembly con arricchimento al 3,1% e 12 pin di pyrex	8	In periferia	252 X 8 = 2016	No
Assembly con arricchimento al 3,1% e 16 pin di pyrex	8	In periferia	248 X 8 = 1984	No
Riflettore	64	In periferia	0	

Tabella 1. Nocciolo di start-up di un reattore da 900 MWe.

In Tabella 2 sono riportati gli 8 gruppi di barre di controllo del PWR in esame. Di questi, i gruppi R, N1, N2, G1, G2 assolvono a funzioni di controllo mentre i restanti SA, SB, SC sono utilizzati per la safety di nocciolo o in caso di spegnimento dell'impianto. Tutti i gruppi sono di tipo nero, cioè composti da argento indio e cadmio (AIC) rispettivamente all'80%, al 15% e al 5% in massa, eccetto G1 e G2, entrambi di tipo grigio, nei quali 2/3 delle pin sono in lega di acciaio inox austenitica (AISI 304) con tenore di cromo tra il 18% ed il 20% e di nichel tra l'8% e l'11%.

Gruppo	Tipo	N.ro di barre per gruppo	N.ro di pin per barra	Composizione pin
R	Nera	8	24	AIC
N1	Nera	8	24	AIC
N2	Nera	8	24	AIC
G1	Grigia	4	8 - 16	AIC – AISI 304
G2	Grigia	8	8 - 16	AIC – AISI 304
SA	Nera	5	24	AIC
SB	Nera	8	24	AIC
SC	Nera	4	24	AIC

Tabella 2. Tipologia e composizione dei gruppi di barre di controllo in un PWR da 900MWe.

Circa il valore di antireattività e le caratteristiche di sicurezza dei singoli gruppi di barre si riportano di seguito alcuni interessanti risultati contenuti nel rapporto ENEA "Analisi neutronica per valutazioni di sicurezza del nocciolo di startup di un PWR da 900 MWe"<sup>4</sup> dedicato alla neutronica quasi-statica in condizioni operazionali, ovvero non incidentali, del primo ciclo di funzionamento di un PWR da 900 MWe. I valori di antireattività (*worth*) in pcm dei diversi gruppi di barre di controllo

<sup>4</sup> G. Glinatsis, G. Grasso, D. Mattioli, R. Pergreffi, F. Rocchi, *Analisi neutronica per valutazioni di sicurezza del nocciolo di startup di un PWR da 900 MWe*, Rapporto Tecnico ENEA ADPFISS - LP1 - 006, 2013.

sono riportati in Tabella 3. Tali valori sono stati ottenuti inserendo completamente a piena potenza e a BoC un gruppo di barre per volta.

Gruppo	Antireattività [pcm]
R	1444.3
N1	1052.3
N2	684.2
G1	498.5
G2	906.7
SA	485.8
SB	1233.2
SC	681.7

Tabella 3. Worth totale dei gruppi di barre di controllo.

In Figura 5 sono riportati i grafici del worth delle barre di controllo in funzione della profondità di inserzione in zona attiva a piena potenza e a BoC. L'andamento dei worth è quello tipico delle cosiddette "curve ad S". La congruità fisica dei risultati ottenuti è giustificata dal fatto che a BOC la concentrazione assiale di boro è proporzionale alla densità del moderatore, cosicché nella parte bassa, ove si ha più moderazione, c'è anche più assorbimento da parte del boro.

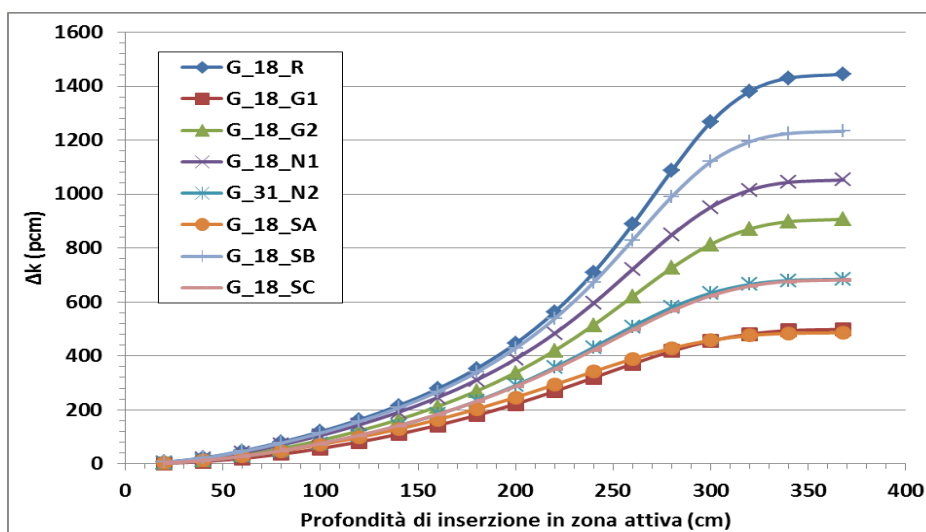


Figura 5. Worth dei gruppi di barre a BOC, full power.

Altro interessante risultato ha riguardato il grado di distorsione della distribuzione di densità di potenza nel nocciolo a seguito dell'inserimento delle barre in condizioni di criticità, ovvero in condizioni per cui l'antireattività introdotta dalle barre viene compensata da una diminuzione di boro nel moderatore. La valutazione, effettuata a BOC, è riassunta in Figura 6 dove è riportato il valore limite di 2.32 per il fattore di forma della densità di potenza, al di sotto del quale è garantita l'integrità del combustibile e delle guaine. Sono poi graficati i valori massimi del fattore di forma in funzione della profondità di inserzione in zona attiva dei vari gruppi di barre; il valore del fattore di forma riportato non si manifesta ovviamente alla quota di inserzione, ma ad una quota diversa non riportata nel grafico. Come si vede, nessun gruppo è in grado di causare una distorsione tale

da compromettere l'integrità della prima e della seconda barriera. L'unico problema riscontrato riguarda il gruppo SB la cui inserzione a piena potenza con compensazione dell'antireattività mediante diluizione del boro deve essere limitata a circa 300 cm; oltre tale profondità, la distorsione della potenza è tale da far passare a bifase il moderatore in alcuni canali del nocciolo (effetto di vuoto locale)<sup>5</sup>.

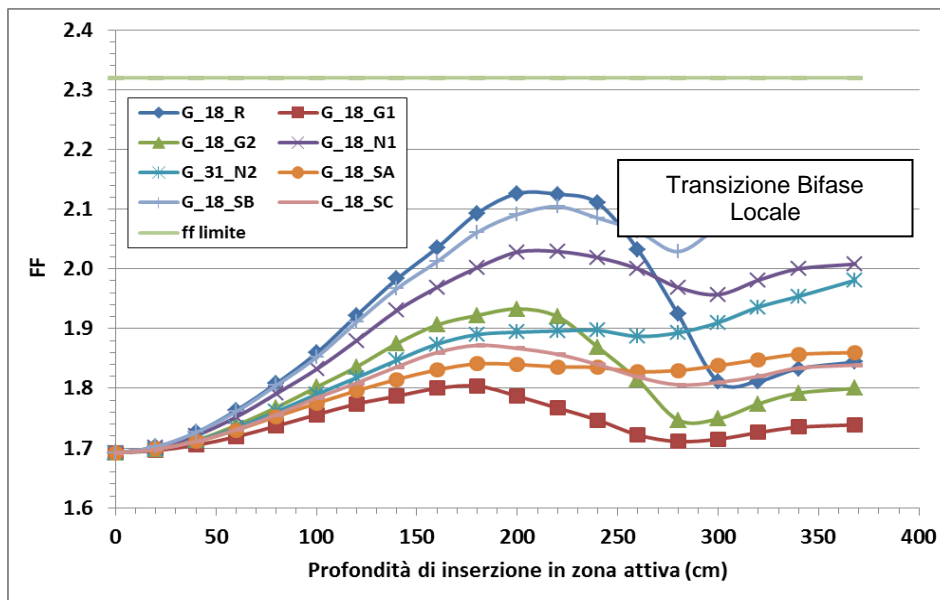


Figura 6. Variazione del fattore di forma massimo al variare della profondità di inserzione, BOC.

La geometria implementata in CRONOS2 è illustrata in Figura 7. La zonizzazione assiale (geometria di secondo livello) è un'estrusione, opportunamente segmentata, della mappa trasversale.

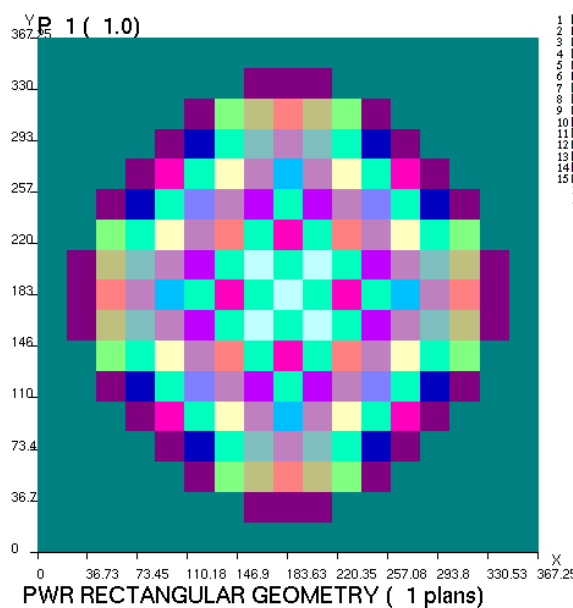


Figura 7. Geometria e disposizione logica dei gruppi di barre di controllo.

<sup>5</sup> Va tuttavia precisato che il modulo di termoidraulica di nocciolo implementato in CRONOS2 è a sottocanali indipendenti e dunque non è in grado di tener conto degli importanti flussi trasversali che si instaurano tra canali adiacenti, uno dei quali in transizione bifase, e che sono in grado di compensare le differenze termiche e di smorzare i picchi di temperatura del moderatore e di limitare l'ebollizione nei canali interessati.

In Figura 7 sono altresì mostrati i raggruppamenti logici in gruppi di barre di controllo. In Figura 8 è invece mostrata la meshatura trasversale e la mappa delle composizioni in condizione ARO (All-Rods-Out). I parametri della meshatura adottata sono i seguenti:

- larghezza assembly: 21.6031 cm;
- numero di suddivisioni lungo x: 34, uniformi;
- numero di suddivisioni lungo y: 34, uniformi;
- numero di suddivisioni trasversali per assembly: 4;
- numero di suddivisioni lungo z: 74 uniformi in zona attiva, 1 per il riflettore superiore, 1 per il riflettore inferiore;
- altezza riflettore superiore: 20 cm;
- altezza riflettore inferiore: 20 cm;
- altezza zona attiva: 368.106 cm.

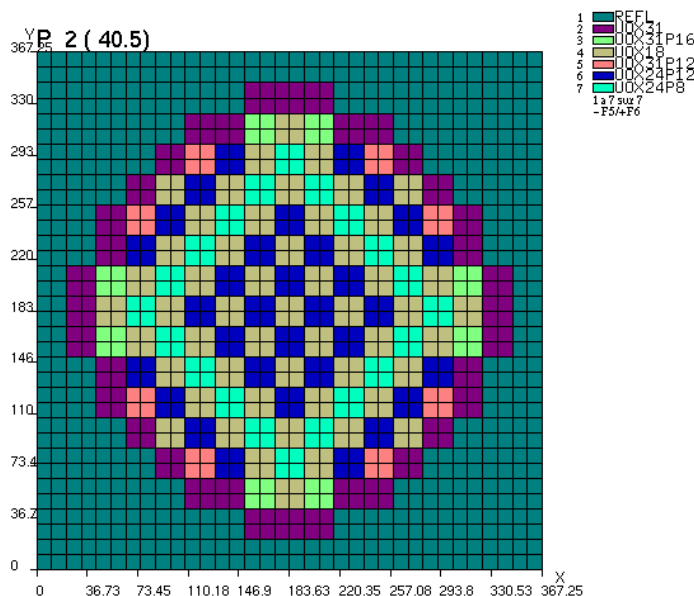


Figura 8. Mesh trasversale e mappa delle composizioni.

Il numero di suddivisioni assiali (74+2), assai più alto di quello comunemente usato nei PWR (18+2), è stato adattato alle necessità di un calcolo cinetico.

Il volume di una cella elementare in zona attiva risulta dunque pari a:

$$V = \frac{368,106}{74} * \frac{21,6031^2}{4} = 580.38 \text{ cm}^3$$

## 4. La struttura di un calcolo cinetico in CRONOS2

Si riporta di seguito (Figura 9) la struttura di un calcolo cinetico descrivendo per ciascuna fase lo scopo e i moduli o, al caso, le procedure coinvolti.

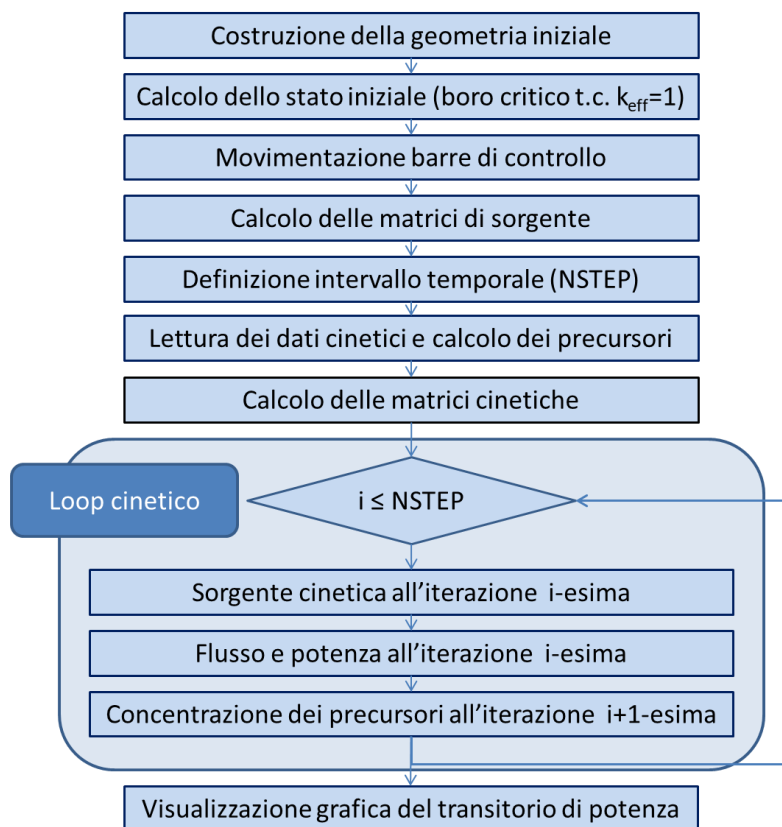


Figura 9. Struttura di un calcolo cinetico.

- a) Fase 1: descrizione della geometria iniziale. In questa fase le barre di controllo devono essere già tutte previste. Inoltre poiché in un calcolo cinetico la mesh fisica non può essere più modificata, quella assiale deve prevedere sin da subito tutti i punti di inserzione delle barre. Variazioni successive della geometria possono riguardare soltanto la composizione dei materiali.

Moduli coinvolti: GEOX:, DOMAIN:.

- b) Fase 2: calcolo dello stato iniziale determinando la concentrazione di boro che rende critico il sistema ( $k_{eff} = 1$ ). I calcoli sono effettuati in approssimazione di diffusione utilizzando il risolutore MINOS. Tale risolutore è basato sul metodo agli elementi finiti misti duali con ADF. Gli elementi finiti utilizzati sono del tipo di Raviart-Thomas  $RT_1$ , ovvero parabolici nella corrente e lineari nel flusso; l'integrazione numerica è del tipo di Gauss.

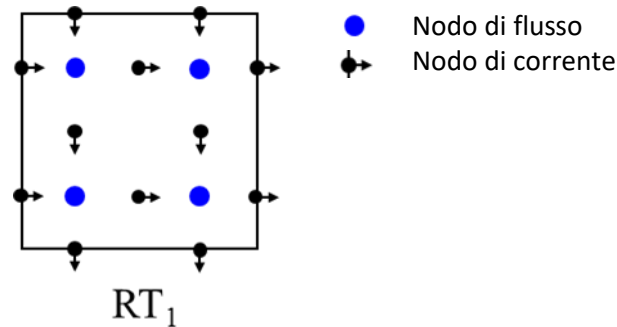


Figura 10. Schema elemento finito RT1.

In Figura 10 è riportato uno schema 2D dell'elemento finito di Raviart-Thomas  $RT_1$ , in cui sono graficamente distinti i nodi di flusso (due per ogni direzione) ed i nodi di corrente (due all'interfaccia ed uno centrale per ogni direzione). È stato poi applicato il metodo di Chebyshev per l'accelerazione delle iterazioni esterne. Sono stati impostati i seguenti criteri di convergenza per i calcoli:

- ✓ criterio di convergenza su  $k_{eff}$ : 1 pcm;
- ✓ criterio di convergenza sul flusso (criterio integrale con norma in L2): 10 pcm;
- ✓ criterio di convergenza sul boro critico: 1 ppm.

Sono stati tenuti come isotopi particolarizzati, ovvero quelli per il cui bruciamento si ricorre alla risoluzione delle equazioni di Bateman, solo quelli presenti nelle catene dello xeno e del samario. Per tutti gli altri isotopi si ricorre ai calcoli di bruciamento effettuati precedentemente da APOLLO2 ed alla loro incorporazione nei calcoli di CRONOS2 tramite la funzione STATE\_UPDATE:. Tale approssimazione è un ottimo compromesso tra qualità dei risultati e tempi di calcolo. Il feedback termoidraulico richiesto per la determinazione dello stato critico iniziale è tenuto in conto con il modello semplificato 1D implementato in CRONOS2. I parametri adottati per la termoidraulica del canale sono i seguenti:

- ✓ raggio esterno della guaina: 0,474364 cm;
- ✓ conducibilità termica della guaina: 0,12 W/cm<sup>2</sup>·°C;
- ✓ raggio della pellet: 0,41266 cm;
- ✓ conducibilità termica della pellet: legge polinomiale del secondo ordine nella temperatura efficace, valida sino a 2500 °C; non sono tenute in considerazione variazioni con il burnup;
- ✓ raggio interno della guaina: 0,418 cm;
- ✓ coefficiente di scambio termico tra guaina e moderatore: 3,6 W/cm<sup>2</sup>·°C;
- ✓ coefficiente di scambio termico tra pellet e guaina: 0,37 W/cm<sup>2</sup>·°C; non sono tenute in considerazione variazioni con la potenza lineare e con il burnup;
- ✓ area di flusso idraulico: 0,852 cm<sup>2</sup>;
- ✓ coefficienti di Rowland: 4/9 e 5/9;
- ✓ velocità di ingresso del refrigerante nel nocciolo: 4,78 m/s.

Procedure coinvolte: BORO\_THERMO\_LOOP.

- c) Fase 3: movimentazione del gruppo di barre di controllo in corrispondenza alla nuova quota e aggiornamento delle composizioni e delle sezioni d'urto macroscopiche in accordo alle variazioni geometriche introdotte.

Moduli coinvolti: GEOMETRY\_MODIFY; MAJPARAM; XS\_MACRO:.

- d) Fase 4: calcolo delle matrici di sorgente (fissione, rimozione e scattering) tramite il modulo MI\_MATS: a partire dalla nuova geometria con gruppo/i di barre inserite, dalle nuove sezioni d'urto macroscopiche, dalla mesh computazionale e dagli elementi finiti di Raviart-Thomas usati dal metodo MINOS.

Moduli coinvolti: MI\_MATS:.

- e) Fase 5: definizione dell'intervallo temporale. In questa fase, partendo da profondità e velocità di inserzione delle barre di controllo, sono calcolati il numero di intervalli (NSTEP) che servono a raggiungere tale profondità e la loro durata temporale (DELTA\_T\_NUM). Quest'ultimo valore verrà poi utilizzato nella determinazione dei coefficienti cinetici di approssimazione temporale tramite il modulo MI\_KINETIC3D\_DATA:.

Moduli coinvolti: MI\_KINETIC3D\_DATA:.

- f) Fase 6: inizializzazione dei dati cinetici con MI\_KINETIC3D\_INIT: e calcolo della concentrazione iniziale dei precursori a partire dal flusso della configurazione critica tramite MI\_PRECURSOR:.. Questa fase non necessita di essere ripetuta a meno che i dati cinetici non siano ulteriormente modificati.

Moduli coinvolti: MI\_KINETIC3D\_INIT; MI\_PRECURSOR:.

- g) Fase 7: calcolo delle matrici cinetiche di fissione, rimozione e scattering tramite il modulo MI\_MATKINE: e costruzione del sistema lineare di matrici per il calcolo cinetico tramite il modulo MI\_MAT: relativamente all'istante iniziale e all'istante finale di ogni intervallo temporale NSTEP.

Moduli coinvolti: MI\_MATKINE; MI\_MAT:.

- h) Fase 8: calcolo cinetico eseguito attraverso ciclo DO avente numero di iterazioni pari al numero di intervalli temporali NSTEP (di durata DELTA\_T\_NUM). Per ogni intervallo vengono calcolati:

- I. sorgente cinetica all'iterazione i-esima col modulo MI\_KINETIC3D\_SOURCE: utilizzando flusso e concentrazione dei precursori relativi all'iterazione precedente (alla prima iterazione flusso e concentrazione dei precursori sono relativi alla configurazione critica iniziale);
- II. flusso all'iterazione i-esima col modulo MI\_KINETIC3D:;

- III. nuova concentrazione dei precursori tramite il modulo MI\_PRECURSOR: utilizzando il flusso dell'iterazione i-esima;
- IV. potenza all'iterazione i-esima tramite il modulo POWER:.

Moduli coinvolti: MI\_KINETIC3D\_SOURCE;, MI\_KINETIC3D;,, MI\_PRECURSOR;,, MI\_INTEGRATED\_FLUX;,, POWER:.

Un'alternativa a questo schema di calcolo consiste nel portare due fasi, la 4 e la 7, dentro il loop cinetico (si veda la Figura 11). Questa alternativa sembrerebbe possibile in quanto la 4 e la 7 sono fasi che, per poter essere eseguite, richiedono la conoscenza di dati, quali la profondità di inserzione e la durata temporale degli intervalli, di fatto indipendenti dai valori di flusso e di concentrazione dei precursori che il loop cinetico aggiorna ad ogni iterazione.

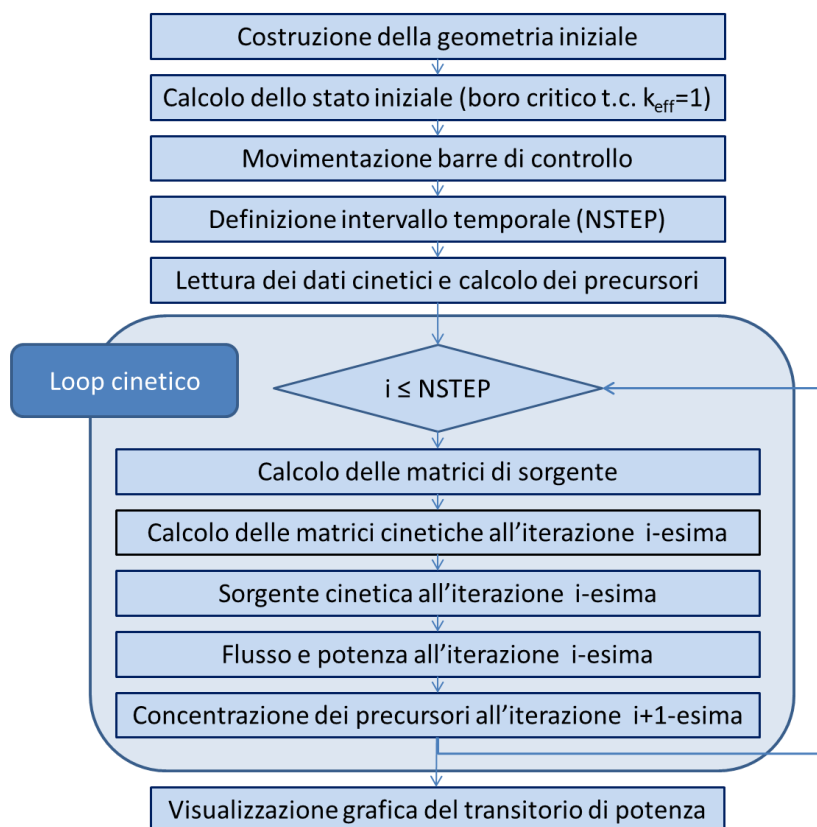


Figura 11. Struttura alternativa di un calcolo cinetico.

## 5. Principali moduli di un calcolo cinetico in CRONOS2

I principali moduli cinetici implementati in CRONOS2 e utilizzati nel presente studio sono i seguenti:

- a) MI\_KINETIC3D\_INIT:
- b) MI\_PRECURSOR:
- c) MI\_KINETIC3D\_DATA:
- d) MI\_MATKINE:
- e) MI\_KINETIC3D\_SOURCE:
- f) MI\_KINETIC3D:

Per ciascuno di essi si riporta, di seguito, una breve descrizione.

### a) MI\_KINETIC3D\_INIT:

Modulo che legge i dati cinetici (costante di decadimento per ciascun gruppo di precursori, frazione dei neutroni ritardati, spettro di fissione dei neutroni ritardati e velocità dei neutroni) e costruisce le matrici per il metodo MINOS utilizzando le quantità macroscopiche contenute nelle strutture MACR o i valori forniti dall'utente. Quando i dati cinetici sono forniti dall'utente, le frazioni dei neutroni ritardati possono essere date in una forma non normalizzata. In tal caso il modulo normalizzerà le frazioni dei neutroni ritardati  $\beta_{ig}$  in modo da soddisfare la seguente equazione:

$$\sum_{i=1}^{NBPREC} \beta_{ig} = \beta_g$$

La formula di normalizzazione è la seguente:

$$\beta_{ig} = \overline{\beta_{ig}} * \frac{\beta_g}{\overline{\beta_g}}$$

dove  $\overline{\beta_{ig}}$  sono le frazioni non normalizzate date in input,  $\beta_g$  la somma delle frazioni date in input e  $\overline{\beta_g}$  è pari a  $\sum_{i=1}^{NBPREC} \overline{\beta_{ig}}$ .

Nel caso in esame i valori dei dati cinetici sono i seguenti:

- ✓ Costante di decadimento per gruppo di precursori in  $s^{-1}$ ,  $\lambda_i$ : 0,0127, 0,0307, 0,1228, 0,3248, 1,2544, 3,2536;
- ✓ Frazioni dei neutroni ritardati non normalizzate per gruppo di precursori e gruppo energetico (veloce e termico, nel nostro caso),  $\beta_{ig}$ : 11,7E-05, 102,2E-05, 87,9E-05, 178,3E-05, 67,2E-05, 23,6E-05, 11,7E-05, 102,2E-05, 87,9E-05, 178,3E-05, 67,2E-05, 23,6E-05;
- ✓ Somma delle frazioni dei neutroni ritardati per gruppo energetico,  $\beta_g$ : 470,9E-05, 470,9E-05;
- ✓ Spettro di fissione dei neutroni ritardati per gruppo di precursori e gruppo energetico,  $\chi_{ig}$ : 1, 1, 1, 1, 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0;
- ✓ Velocità media dei neutroni per gruppo energetico in cm/s,  $v_g$ : 1,8E+07, 4,1E+05.

I moduli che forniscono le soluzioni delle equazioni cinetiche funzionano solo se i valori delle costanti di decadimento sono gli stessi per l'intero nocciolo.

### b) MI\_PRECURSOR:

Modulo che calcola la concentrazione dei precursori e, se richiesto, il termine sorgente di produzione dei neutroni ritardati utilizzando i flussi calcolati col metodo MINOS.

Se il calcolo è richiesto all'inizio del transitorio, il modulo inizializza le concentrazioni al tempo iniziale  $t_0$  usando il flusso dello stato stazionario; mentre se il calcolo è richiesto durante il transitorio, il modulo calcola le concentrazioni al tempo finale  $t_{p+1}$  dell'intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  usando le concentrazioni al tempo  $t_p$  e i flussi ai tempi  $t_p$  e  $t_{p+1}$ .

Le equazioni cinetiche relative alle concentrazioni dei precursori sono le seguenti:

$$\frac{\partial C_l}{\partial t} = -\lambda_l C_l + \sum_{g=1}^G \beta_{lg} v_g \Sigma_{fg} \Phi_g \quad (l = 1, NBPREC)$$

dove  $g$  sta ad indicare il numero di gruppi energetici (nel nostro caso due, termico e veloce),  $l$  il numero di gruppi dei precursori (nel nostro caso  $NBPREC=6$ ),  $C_l$  la concentrazione di quel gruppo e  $\lambda_l$  la sua costante di decadimento.

I valori iniziali delle concentrazioni dei precursori sono quelli che rendono stazionaria la precedente equazione:

$$0 = -\lambda_l C_l(t_0) + \sum_{g=1}^G \beta_{lg} v_g \Sigma_{fg} \Phi_g(t_0)$$

cioè:

$$C_l(t_0) = \frac{1}{\lambda_l} \sum_{g=1}^G \beta_{lg} v_g \Sigma_{fg} \Phi_g(t_0)$$

La sorgente di produzione dei neutroni ritardati associata alle concentrazioni iniziali è data da:

$$S_g(t_0) = \sum_{l=1}^{NBPREC} \lambda_l \chi_{lg} C_l(t_0)$$

Mentre quella associata alle concentrazioni al tempo finale  $t_{p+1}$  è:

$$S_g(t_{p+1}) = \sum_{l=1}^{NBPREC} \alpha_l \lambda_l \chi_{lg} C_l(t_{p+1})$$

dove  $\alpha_l$  sono i coefficienti di approssimazione temporale calcolati dal modulo MI\_KINETIC3D\_DATA:.

**c) MI\_KINETIC3D\_DATA:**

Modulo che legge il valore dell'intervallo temporale, il tipo e i parametri del metodo di approssimazione temporale in quel dato intervallo e calcola i coefficienti di approssimazione temporale che servono per risolvere le equazioni cinetiche multigruppo 3D in teoria della diffusione (si veda l'esempio di Figura 12). Nel caso del metodo MINOS una tale risoluzione può anche essere ottenuta usando il metodo *quasi-statico*.

```
38:23      Execution du module MI_KINETIC3D_DATA: #####
*****
* Parametres d'approximation temporelle *
* ++++++ *
* Type de calcul = CINETIQUE *
* Intervalle de temps (sec.) = 0.0501 *
* Type du schema sur le flux = DIFFERENCE *
* Parametre THETAF sur le flux = 1.0000 *
* Type du schema sur les precurseurs = DIFFERENCE *
* Parametre THETAC sur les precurseurs = 0.5000 *
*****
```

Figura 12. Tipo e parametri di approssimazione temporale.

Le equazioni cinetiche in teoria della diffusione discretizzate nello spazio possono essere scritte nella seguente forma:

$$\begin{cases} V^{-1}(r) \frac{d\phi(r,t)}{dt} = H(r,t)\phi(r,t) + S(t, C(r,t)) \\ \frac{dC(r,t)}{dt} = \lambda C(r,t) + S'(t, \phi(r,t)) \end{cases}$$

dove  $H(r,t)$  rappresenta la matrice contenente le sezioni d'urto al tempo  $t$ .

I metodi di approssimazione temporale contenuti in CRONOS che possono essere utilizzati per risolvere il sistema di equazioni in un generico intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  sono i seguenti:

- ✓ metodo integrale (*integral method*);
- ✓ metodo alle differenze finite (*difference method*);
- ✓ metodo integro-differenziale (*integradiff method*);
- ✓ metodo quasi statico (*quasi-static method*) – solo con il risolutore MINOS.

Metodo integrale

Il metodo integrale consiste nell'integrare le due equazioni nell'intervallo temporale considerato. L'equazione delle concentrazioni dei precursori può essere integrata direttamente e riscritta nella seguente forma:

$$C(r,t) = e^{-\lambda t} C(r,t_0) + \int_{t_0}^t e^{-\lambda(t-s)} S'(s, \phi(r,s)) ds$$

Applicando una formula ricorsiva, è possibile calcolare le concentrazioni alla fine dell'intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  utilizzando quelle all'inizio dell'intervallo:

$$C(r, t_{p+1}) = e^{-\lambda \delta t} \left[ C(r, t_p) + \int_{t_p}^{t_{p+1}} e^{-\lambda(t_p-s)} S'(s, \phi(r, s)) ds \right]$$

con  $\delta t = t_{p+1} - t_p$  che definisce l'ampiezza dell'intervallo temporale.

L'integrazione dell'altra equazione, quella del flusso, nell'intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  comporta:

$$v^{-1}[\phi(r, t_{p+1}) - \phi(r, t_p)] = \int_{t_p}^{t_{p+1}} H(r, s) \phi(r, s) ds + \int_{t_p}^{t_{p+1}} S(s, C(r, s)) ds$$

Il sistema finale è ottenuto a partire dalle seguenti ipotesi:

- ✓ le sezioni d'urto variano linearmente in ciascun intervallo temporale;
- ✓ il flusso varia in accordo ad uno schema  $\theta$  con un parametro arbitrario  $\theta_f$  compreso tra 0 e 1 incluso.

#### Metodo alle differenze finite

L'approssimazione temporale utilizzata dal metodo alle differenze finite consiste nel sostituire, in entrambe le equazioni, la derivata temporale con una differenza finita, quantunque piccola, tra due istanti temporali. In questo modo il sistema di equazioni diviene:

$$\begin{cases} v^{-1}(r) \frac{\phi(r, t_{p+1}) - \phi(r, t_p)}{\delta t} = (1 - \theta_f)[H(r, t_{p+1})\phi(r, t_{p+1}) + S(r, t_{p+1})] + \theta_f[H(r, t_p)\phi(r, t_p) + S(r, t_p)] \\ \frac{C(r, t_{p+1}) - C(r, t_p)}{\delta t} = (1 - \theta_c)[\lambda C(r, t_{p+1}) + S'(r, t_{p+1})] + \theta_c[\lambda C(r, t_p) + S'(r, t_p)] \end{cases}$$

dove  $\theta_f$  e  $\theta_c$  sono parametri arbitrari compresi tra 0 e 1 incluso.

#### Metodo integro-differenziale

Il metodo integro-differenziale accoppia il metodo integrale per l'equazione delle concentrazioni dei precursori con quello differenziale per l'equazione del flusso. Tale metodo corrisponde perciò al seguente sistema di equazioni:

$$\begin{cases} v^{-1}(r) \frac{\phi(r, t_{p+1}) - \phi(r, t_p)}{\delta t} = (1 - \theta_f)[H(r, t_{p+1})\phi(r, t_{p+1}) + S(r, C(r, t_{p+1}))] + \theta_f[H(r, t_p)\phi(r, t_p) + S(r, C(r, t_p))] \\ C(r, t_{p+1}) = e^{-\lambda \delta t} \left[ C(r, t_p) + \int_{t_p}^{t_{p+1}} e^{-\lambda(t_p-s)} S'(s, \phi(r, s)) ds \right] \end{cases}$$

Per risolvere l'integrale, sono necessarie le seguenti ipotesi:

- ✓ la sezione d'urto di fissione varia linearmente in ciascun intervallo temporale;
- ✓ il flusso varia in accordo ad uno schema  $\theta$  con un parametro arbitrario  $\theta_f$  compreso tra 0 e 1 incluso.

### Metodo quasi-statico

Il metodo quasi-statico è un metodo di fattorizzazione del flusso. Il flusso è decomposto in una funzione ampiezza che dipende solo dal tempo e da una funzione forma che dipende dallo spazio e dal tempo, cioè:

$$\phi(r, t) = N(t)\psi(r, t)$$

Questa fattorizzazione trasforma le equazioni del transitorio in due sistemi accoppiati: un sistema di equazioni di cinetica punto (che ipotizza il reattore collassato in un punto) per calcolare la funzione ampiezza e un secondo sistema di equazioni simili alle equazioni cinetiche precedenti per calcolare una funzione forma data un'ampiezza nota.

#### **d) MI\_MATKINE:**

Modulo che costruisce le matrici cinetiche di fissione, rimozione e scattering relative a un dato intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  richieste in un calcolo cinetico in teoria della diffusione multigruppo (o nell'approssimazione semplificata PN) con il metodo MINOS. Le matrici cinetiche  $A_p$  e  $A_{p+1}$  sono costruite con riferimento all'istante iniziale e a quello finale. In assenza di variazioni del buckling geometrico e di quello materiale si utilizzano le stesse matrici sia per l'inizio che per la fine dell'intervallo dato.

Le equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo sono scritte come segue:

$$\frac{1}{v_g} \frac{\delta}{\delta t} \phi_g = \nabla(D_g \nabla \phi_g) - \Sigma_{t,g} \phi_g + \sum_{g'=1}^g \Sigma_{f,g' \rightarrow g} \phi_{g'} + \chi_g \sum_{g'=1}^G (1 - \beta_{g'}) v \Sigma_{f,g'} \phi_{g'} + \sum_{l=1}^L \chi_{lg} \lambda_l C_l$$

con  $g = 1, G$ .  $\lambda_l$ ,  $\beta_{lg}$ ,  $\beta$ ,  $\chi_{lg}$ ,  $\chi_g$  e  $v_g$  sono costanti cinetiche fornite dal modulo MI\_KINETIC3D\_INIT. Si assume che queste quantità non dipendano dalla variabile spaziale. Dopo un'approssimazione spaziale e temporale di tali equazioni, si ottengono le seguenti equazioni cinetiche discretizzate:

$$A_{p+1}^{gg'} \varphi_{p+1} = A_p^{gg'} \varphi_p + S_p$$

Il termine generale delle matrici cinetiche relativo ai gruppi energetici  $g$  e  $g'$  è scritto di seguito:

$$A_p^{gg'} = \frac{1}{v_g} M - a_{p,p} K_p^{gg'} - a_{p+1,p} K_{p+1}^{gg'} + \sum_{l=1}^L \chi_{lg} \lambda_l \beta_{lg'} (c_{p,p}^l F_p^{gg'} + c_{p+1,p}^l F_{p+1}^{gg'})$$

$$A_{p+1}^{gg'} = \frac{1}{v_g} M + a_{p,p+1} K_p^{gg'} + a_{p+1,p+1} K_{p+1}^{gg'} + \sum_{l=1}^L \chi_{lg} \lambda_l \beta_{lg'} (c_{p,p+1}^l F_p^{gg'} + c_{p+1,p+1}^l F_{p+1}^{gg'})$$

essendo

$$K^{gg'} = D^{gg'} - R^{gg'} - \chi(1 - \beta_{g'}) F^{gg'}$$

e con le seguenti notazioni:

- ✓ M: matrice temporale
- ✓ D: matrice di diffusione
- ✓ R: matrice di scattering
- ✓ F: matrice di fissione
- ✓  $a_{p,q}$  e  $c_{p,q}$ : coefficienti di approssimazione temporale

#### e) MI\_KINETIC3D\_SOURCE:

Modulo che calcola la sorgente cinetica usata in un calcolo cinetico in teoria della diffusione multigruppo attraverso il metodo agli elementi finiti misto duale MINOS.

$S$ , sorgente cinetica calcolata da questo modulo, è definita nell'intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  come:

$$S = H_p \phi(t_p) + S_d + \left(\frac{1}{\theta_f} S_{ext}\right)$$

dove:

- ✓  $H_p$  è la matrice cinetica associata al flusso  $\phi(t_p)$  e calcolata all'inizio dell'intervallo temporale dal modulo precedente (MI\_MATKINE:);
- ✓  $S_d$  è la sorgente associata alla concentrazione dei precursori ed è definita come:

$$S_d^g = \sum_{k=1}^{NBPREC} a_k \chi_{kg}^d C_k(t_p)$$

dove:

- ✓  $a_k$  è un coefficiente che dipende dalla costante di decadimento  $\lambda_k$  del precursore  $k$ , dallo schema di discretizzazione temporale (si vede il modulo MI\_KINETIC3D\_DATA:), dal valore dell'intervallo temporale e dall'ampiezza del flusso dello stato quasi-stazionario;
- ✓  $\chi_{kg}^d$  è lo spettro dei neutroni ritardati del gruppo  $g$  emessi dal precursore  $k$ ;
- ✓  $C_k(t_p)$  è la concentrazione del precursore  $k$  all'inizio dell'intervallo temporale  $[t_p, t_{p+1}]$  calcolato dal modulo MI\_PRECURSOR:;
- ✓  $S_{ext}$  è una sorgente estranea opzionale i cui valori sono pesati dai parametri  $\theta_f$  che dipendono dallo schema temporale del flusso. Il presente modulo considera solo sorgenti esterne indipendenti dal tempo.

**f) MI\_KINETIC3D:**

Modulo che risolve le equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo usando il metodo MINOS con opportuni coefficienti di discontinuità.

Il sistema di equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo 3D discretizzate nel tempo (con l'opzione di un trattamento quasi-statico per le variazioni di flusso) e nello spazio con MINOS, è il seguente:

$$\left\{ \begin{array}{l} -A_x p_x(t_{p+1}) + B_x \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_y p_y(t_{p+1}) + B_y \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_z p_z(t_{p+1}) + B_z \phi(t_{p+1}) = 0 \\ B_x^T p_x(t_{p+1}) + B_y^T p_y(t_{p+1}) + B_z^T p_z(t_{p+1}) + H \phi(t_{p+1}) = S \end{array} \right.$$

che in forma matriciale diventa:

$$\begin{bmatrix} -A_x & & & B_x \\ & -A_y & & B_y \\ & & -A_z & B_z \\ B_x^T & B_y^T & B_z^T & H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_x(t_{p+1}) \\ p_y(t_{p+1}) \\ p_z(t_{p+1}) \\ \phi(t_{p+1}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ S \end{bmatrix}$$

Sostituendo i vari termini si ha:

$$\left\{ \begin{array}{l} -A_x p_x(t_{p+1}) + B_x \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_y p_y(t_{p+1}) + B_y \phi(t_{p+1}) = 0 \\ -A_z p_z(t_{p+1}) + B_z \phi(t_{p+1}) = 0 \\ B_x^T p_x(t_{p+1}) + B_y^T p_y(t_{p+1}) + B_z^T p_z(t_{p+1}) + H \phi(t_{p+1}) = H_p \phi(t_p) + \sum_g \sum_{k=1}^{NBPREC} a_k \chi_{kg}^d C_k(t_p) + \left(\frac{1}{\theta_f} S_{ext}\right) \end{array} \right.$$

## 6. Risultati

Vengono di seguito presentati i principali risultati delle simulazioni cinetiche effettuate movimentando a varie velocità uno o più gruppi di barre di controllo. Come più volte ricordato, tutti i calcoli cinetici sono stati eseguiti in assenza del feedback termoidraulico. Laddove non diversamente specificato, il metodo di approssimazione temporale utilizzato in CRONOS2 per risolvere il sistema di equazioni cinetiche in teoria della diffusione multigruppo discretizzate nello spazio è stato quello alle differenze finite con  $\theta_f$  e  $\theta_c$  che valgono, rispettivamente, 1 e 0,5. La criticità iniziale del reattore ( $k_{eff} = 1$ ) è stata ottenuta:

- ✓ nei casi di inserzione, con tutti i gruppi di barre disposti ad una profondità di 4,976 cm dalla sommità della zona attiva (in questo caso la concentrazione di boro critica è di 1054 ppm);
- ✓ nei casi di estrazione, con gli stessi gruppi di barre a 4,976 cm dalla sommità della zona attiva ad eccezione del gruppo estratto che parte inserito alla profondità indicata.

### Inserzione del gruppo di barre SA

Il grafico di Figura 13 descrive la variazione di forma della potenza assiale normalizzata – ottenuta come rapporto tra la potenza assiale in un dato piano e la potenza assiale media (a sua volta calcolata dividendo la potenza totale per il numero di piani considerati) – al variare della profondità di inserzione del gruppo di barre SA. La velocità di movimentazione del gruppo è di 3 cm/s. Al crescere della profondità di inserzione, si possono osservare due andamenti tra loro antitetici:

- ✓ fino alla quota di mezzeria, la forma della potenza tende a deformarsi allontanandosi progressivamente da quel profilo assiale di sostanziale simmetria che caratterizza un PWR a BoC in configurazione ARO;
- ✓ oltre tale quota, questo andamento tende ad invertirsi al punto che, a barra completamente inserita, il profilo di potenza torna ad essere quasi simmetrico.

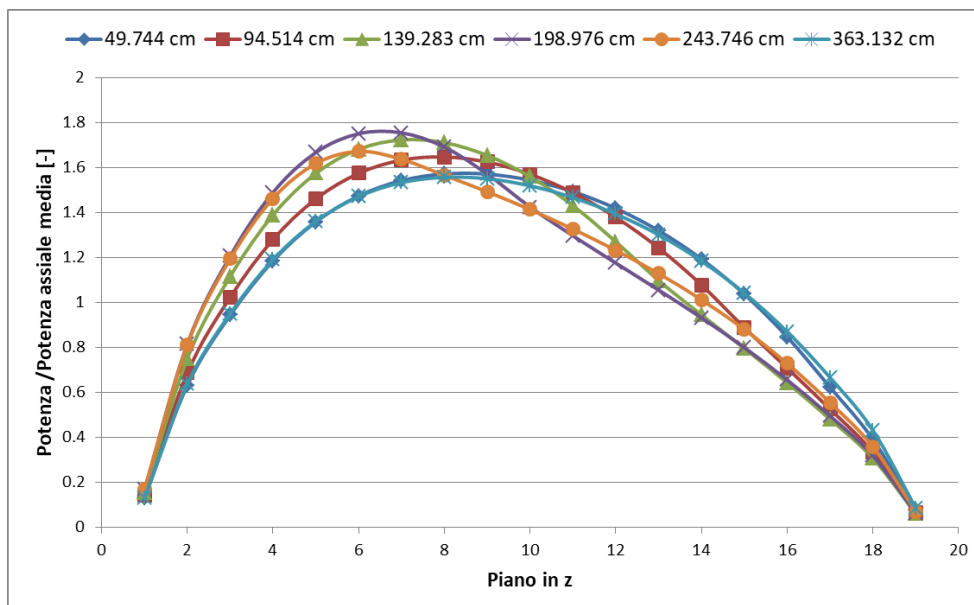


Figura 13. Forma della potenza assiale normalizzata al variare della profondità del gruppo di barre SA.

In Tabella 4 sono state riportate le quote corrispondenti ai 19 piani in cui sono stati collasati i valori di potenza assiali della struttura iniziale a 76 piani. Il collassamento spaziale e specificatamente quello tra i piani 18 e 19, in una regione cioè che contiene sia combustibile (da 373 a 388 cm) che riflettore (da 388 a 408 cm), da conto del perché nei grafici di Figura 13 i valori di potenza corrispondenti al punto 19, pur essendo fuori dalla zona attiva, siano diversi da zero.

Piano	Quota dal basso [cm]	Piano	Quota dal basso [cm]
1	34,9	11	233,9
2	54,8	12	253,8
3	74,7	13	273,7
4	94,6	14	293,6
5	114,5	15	313,5
6	134,4	16	333,4
7	154,3	17	353,3
8	174,2	18	373,2
9	194,1	19	408,1
10	214,0		

Tabella 4. Ripartizione assiale dei piani.

In Figura 13 tutti i profili di potenza sono stati, dunque, normalizzati. I fattori di normalizzazione utilizzati non sono altro che i valori di potenza ottenuti a valle dei rispettivi transitori. Volendo graficare l'effettiva variazione dei profili di potenza assiale al crescere della profondità di inserzione, quindi senza l'alterazione del procedimento di normalizzazione, si ottengono le curve di Figura 14 che pur conservando la stessa forma mostrano intensità significativamente diverse da quelle di Figura 13.

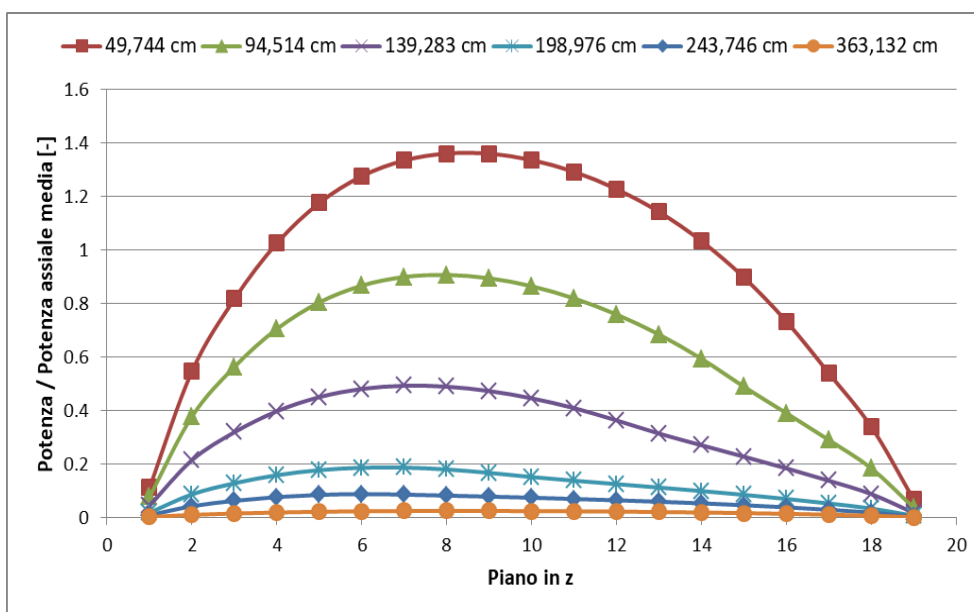


Figura 14. Forma della potenza assiale non normalizzata al variare della profondità del gruppo di barre SA.

In Figura 15 è riportata la distribuzione della densità di potenza nei 76 piani della struttura iniziale con tre diverse profondità di inserzione. Confrontando tra loro le tre distribuzioni di mappe si vede come al crescere della profondità di inserzione del gruppo di barre SA la produzione di potenza si sposti nella parte bassa del nocciolo. Come ulteriore conseguenza e coerentemente con quanto mostrato in Figura 13, il fattore di forma (ff) della densità di potenza – definito come rapporto tra la densità di potenza massima e quella media – aumenta all’aumentare dell’inserzione del gruppo di barre e specificatamente: 1,701 a 49,744 cm, 1,780 a 94,514 cm e 1,862 a 139,283 cm.

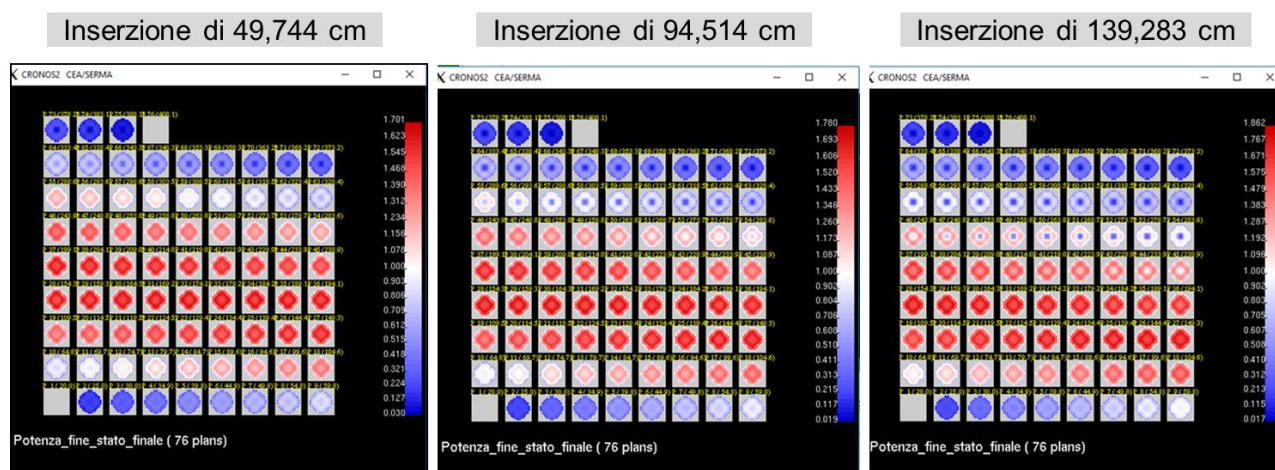


Figura 15. Distribuzione della densità di potenza a tre diverse profondità di inserzione.

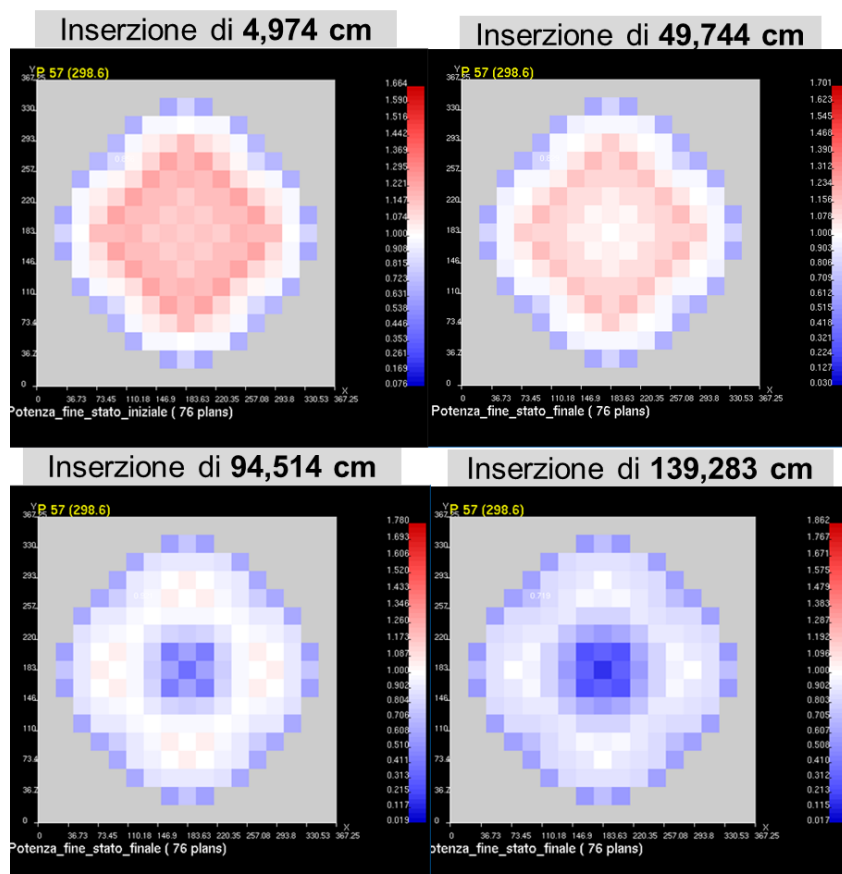


Figura 16. Mappe di distribuzione della densità di potenza nel piano 57.

Altro interessante risultato ha a che fare con la distribuzione radiale della densità di potenza al variare della profondità di inserzione. In Figura 16 si possono confrontare le mappe di distribuzione nel piano 57, che si trova a 298,6 cm dalla base dell'elemento, con quattro diverse profondità di inserzione del gruppo di barre SA. Come si vede, passando da 4,974 cm a 139,283 cm si osserva una depressione della densità di potenza radialmente disomogenea essendo maggiore negli elementi che ospitano le barre di controllo e in quelli ad essi limitrofi.

In Figura 17 è possibile apprezzare il transitorio di potenza al variare della profondità di inserzione del gruppo di barre SA. Come prevedibile, incrementando progressivamente la profondità di un valore pari a 44,768 cm, si osserva una crescita proporzionale degli intervalli temporali (15, 30, 45 secondi ottenuti come rapporto tra la variazione della profondità e la velocità di inserzione) e parallelamente una diminuzione dei valori di potenza finali.

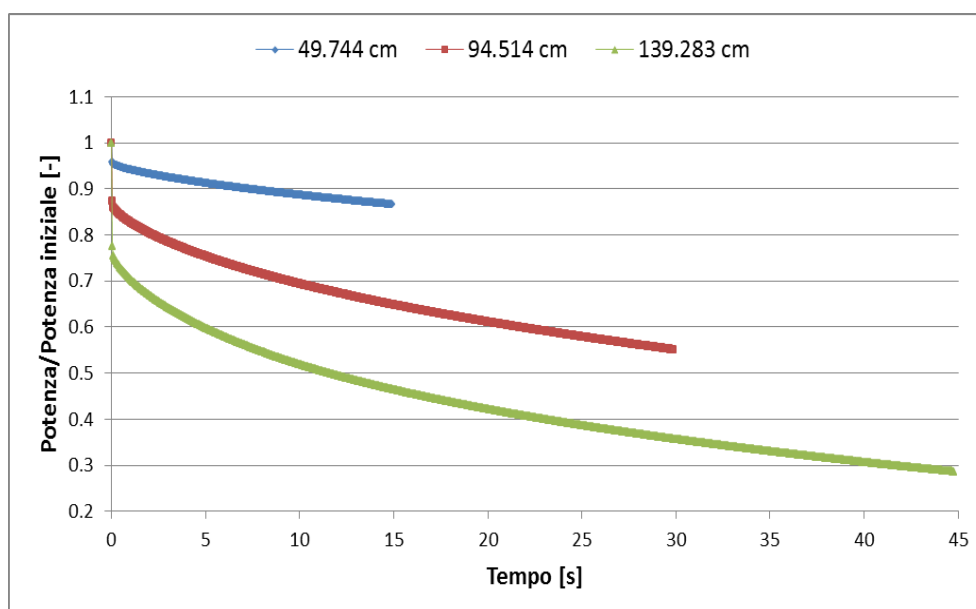


Figura 17. Transitorio di potenza al variare della profondità di inserzione del gruppo di barre SA.

Nelle curve di Figura 17 è possibile apprezzare, seppur intuitivamente, il diverso effetto che neutroni pronti ( $1-\beta$ ) e neutroni ritardati ( $\beta$ ) hanno nei tre transitori di potenza. La fisica indica che un calo di potenza è correlato ad una diminuzione del numero totale di neutroni (pronti + ritardati). Ma se la brusca riduzione iniziale, ovvero quella che si ha entro i primi 0,05 s, può esser vista come diretta conseguenza della riduzione dei neutroni pronti prodotti nelle generazioni successive alla movimentazione del gruppo di barre – e considerando che la vita media di un neutrone in un reattore di potenza del tipo in esame è pari a circa  $10^{-4}$  s il numero medio di generazioni in 0,05 s è di 500 –, il cambio di pendenza che, oltre tale istante, si osserva nelle tre curve rendendo il calo di potenza assai più lento, è legato ragionevolmente all'effetto dei neutroni ritardati di quelle stesse generazioni. A parziale conferma di quanto detto si osserva che la costante di tempo del gruppo dei precursori che decade più velocemente, in Tabella 5 il gruppo numero 6, è compatibile con l'intervallo temporale oltre al quale le tre curve cambiano di pendenza (0,3 s vs 0,05 s).

Permangono viceversa numerose perplessità in merito al fatto che nei tre transitori tale effetto non si presenti a partire dallo stesso  $\Delta P$ . Un simile risultato che, trattandosi della movimentazione dello stesso gruppo di barre (SA) a partire dalla stessa quota (4,976 cm) e con la stessa velocità (3 cm/s) appare fisicamente non fondato, può forse essere spiegato alla luce della struttura del calcolo cinetico precedentemente descritta. Infatti il calcolo delle matrici cinetiche di fissione, rimozione e scattering attraverso un'interpolazione lineare delle sezioni d'urto macroscopiche efficaci dell'istante iniziale e di quello finale, sembra dipendere dalla profondità di inserzione delle barre.

Gruppo di precursori	Costante di decadimento $\lambda_i$ [ $s^{-1}$ ]	Costante di tempo $1/\lambda_i$ [s]
1	0,0127	78,7
2	0,0307	32,6
3	0,1228	8,1
4	0,3248	3,1
5	1,2544	0,8
6	3,2536	0,3

Tabella 5. Costante di tempo per gruppo di precursori.

In Figura 18 è riportato il transitorio di potenza dovuto all'inserzione del gruppo di barre SA ad una profondità di 94,514 cm con tre diverse velocità: 3, 6 e 9 cm/s. Come prevedibile, aumentando la velocità delle barre si riduce in maniera inversamente proporzionale il loro tempo di inserzione (30, 15 e 10 secondi rispettivamente). È per contro sorprendente che la variazione di potenza non dipenda dalla velocità di inserzione delle barre. Se, infatti, estendessimo fino a 30 s i due transitori con velocità di 6 e 9 cm/s, otterremmo tre curve perfettamente sovrapponibili. Risultato che non ha, apparentemente, alcun senso fisico. Infatti, anche in assenza del feedback sulle temperature, la risposta del sistema non può che essere in funzione del  $\beta$ , certo, ma anche della velocità di inserzione dell'antireattività attraverso una variazione delle sezioni d'urto efficaci.

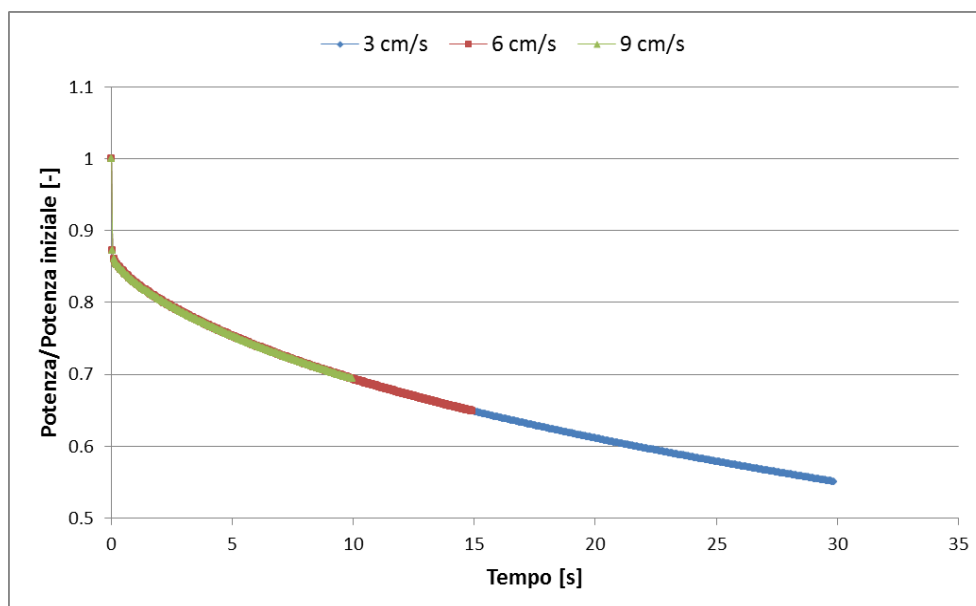


Figura 18. Transitorio di potenza al variare della velocità di inserzione del gruppo di barre SA.

Sempre con riferimento al gruppo di barre SA, si è voluto analizzare il transitorio di potenza relativo all'inserimento delle barre fino a una profondità di 363,132 cm con velocità di inserzione pari a 300 cm/s (Figura 19). Quello che si ottiene è una riduzione della potenza di oltre il 60% in poco più di 1 secondo. L'andamento della curva permette di apprezzare nitidamente quanto precedentemente descritto sul diverso contributo al transitorio di potenza dei neutroni pronti e ritardati.

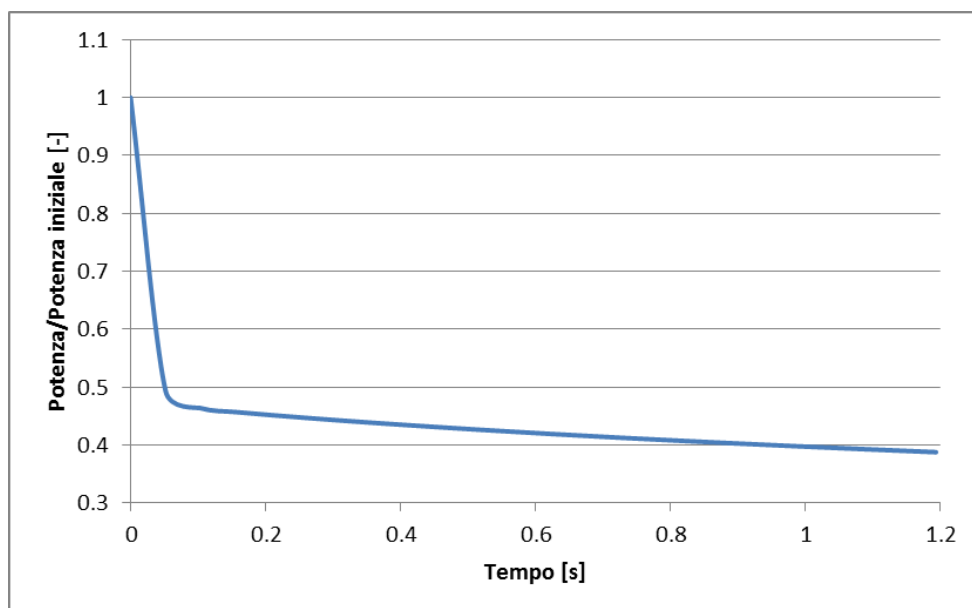


Figura 19. Transitorio di potenza con inserimento del gruppo di barre SA a 300 cm/s.

### Inserzione del gruppo di barre SB

In Figura 20 sono confrontati i transitori di potenza dovuti all'inserimento da profondità 4,976 cm a profondità 94,514 cm dei due gruppi di barre SA e SB. La velocità di inserzione è pari a 3 cm/s.

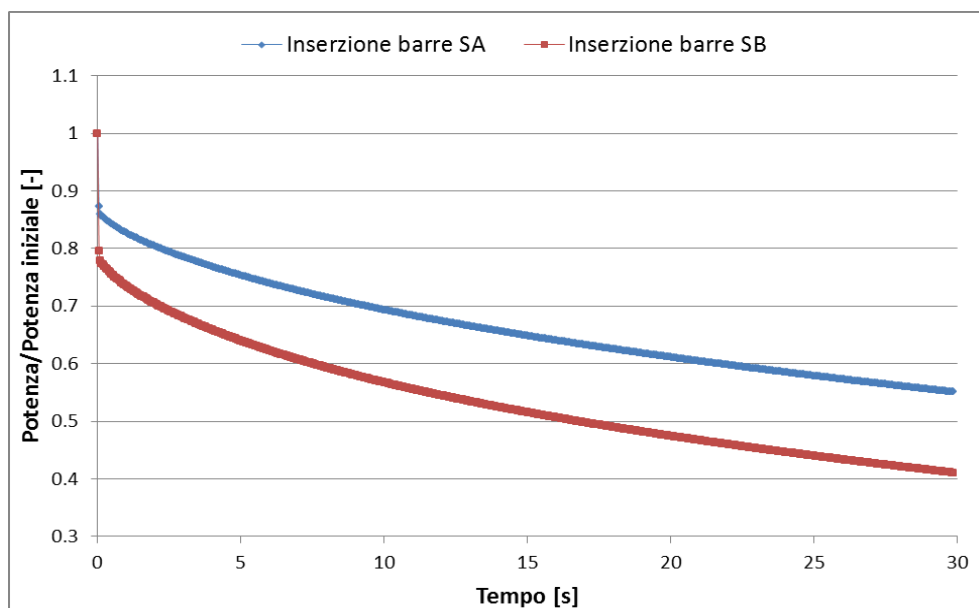


Figura 20. Transitori di potenza dei gruppi di barre SA e SB a confronto.

Come si vede, il transitorio di potenza dovuto al gruppo di barre SB è più rapido di quello del gruppo SA (-60% vs -45% della potenza iniziale). Tale differenza può essere spiegata osservando in Figura 5 il diverso peso in antireattività dei due gruppi di barre inseriti ad una profondità di 94 cm. Ancora con riferimento al gruppo di barre SB inserito a 3 cm/s fino ad una profondità di 94,514 cm, si è poi valutato se e quanto la scelta del metodo di approssimazione temporale utilizzato nella risoluzione del sistema di equazioni cinetiche incida sul transitorio di potenza. In Figura 21 la forma di potenza assiale ottenuta con il metodo alle differenze finite è stata confrontata con quelle ottenute utilizzando gli altri due metodi implementati in CRONOS2 e quindi il metodo integrale, ponendo  $\theta_f$  pari a 0,5, e il metodo integro-differenziale, con  $\theta_f$  e  $\theta_c$  entrambi pari a 0,5. Come si vede, diversamente da quanto accade con i metodi alle differenze finite e integro-differenziale, la forma della potenza assiale ottenuta col metodo integrale mostra un andamento chiaramente non fisico. A tal proposito è giusto osservare che nel manuale di CRONOS2<sup>6</sup> si fa specifico riferimento al fatto che tale metodo non debba essere utilizzato in transienti di potenza quasi statici.

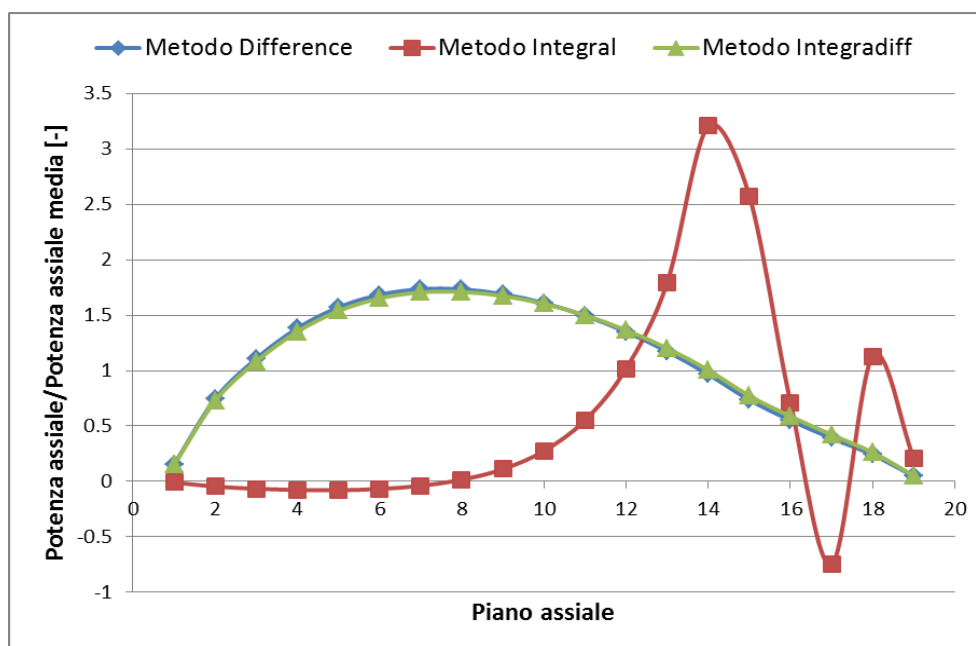


Figura 21. Metodi di approssimazione temporale a confronto.

### Inserzione dei gruppi di barre SA-SB-SC

In Figura 22 è graficato il transitorio di potenza dovuto al simultaneo inserimento a 3 cm/s dei tre gruppi di barre utilizzati per la safety di nocciolo o in caso di spegnimento dell'impianto fino alla profondità di 94,514 cm. E' coerente con quanto riportato in Figura 6 sull'antireattività dei vari gruppi di barre in funzione della profondità di inserzione che il transitorio di potenza dovuto a SA-SB-SC sia più rapido di quello dovuto al solo gruppo SB.

<sup>6</sup> Cfr. Cronos2.10: reference manual, DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/RT/11-5081/A, pag. 246.

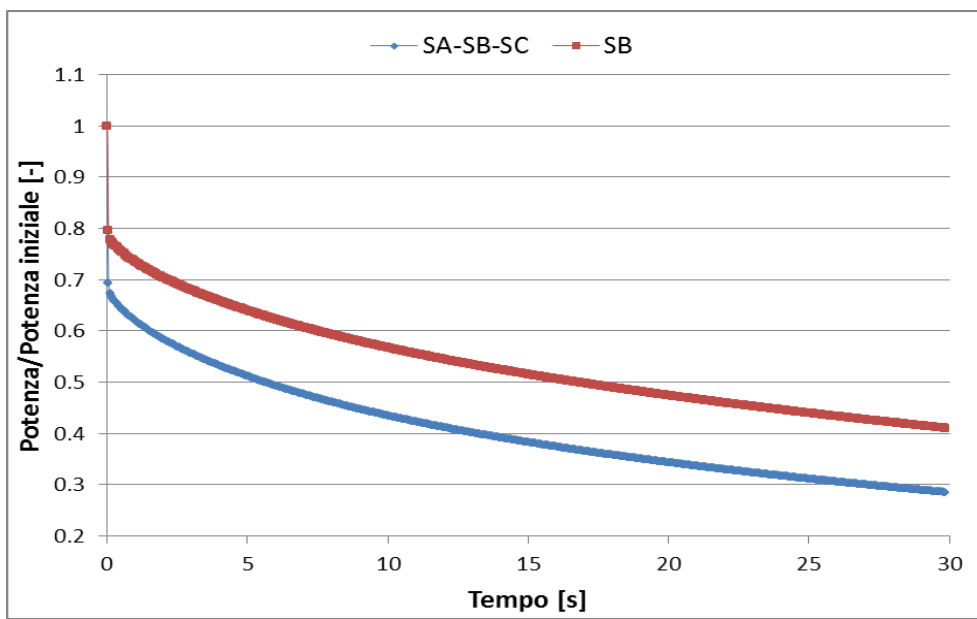


Figura 22. Transitori di potenza dei gruppi di barre SA-SB-SC e SB a confronto.

Estrazione del gruppo di barre SA

Si analizza infine il transitorio di potenza dovuto all'estrazione del gruppo di barre SA. In questo caso il sistema critico iniziale è quello col gruppo di barre inserito di 94,514 cm. Trattandosi di un transitorio caratterizzato dall'aumento della potenza,  $\theta_f$  e  $\theta_c$  sono posti entrambi pari a 0,5. In Figura 23 sono quindi graficati i due profili assiali di potenza normalizzata calcolati a monte e a valle del transitorio.

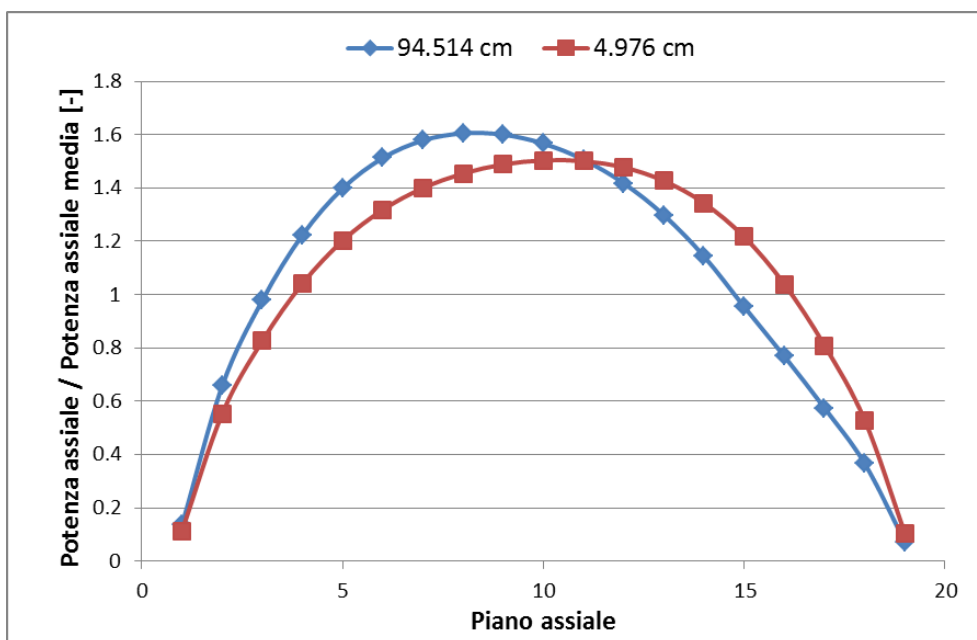


Figura 23. Variazione della forma di potenza assiale dovuto all'estrazione del gruppo di barre SA.

Passando da 94,514 cm a 4,976 cm a 3 cm/s la forma della potenza mostra un andamento quasi completamente simmetrico che, come detto, è tipico dei reattori pressurizzati a BoC in

configurazione ARO. In assenza del contributo delle contoreazioni innescate dall'aumento delle temperature, una simile movimentazione determina in 30 secondi un aumento della potenza di oltre il 350% (Figura 24).

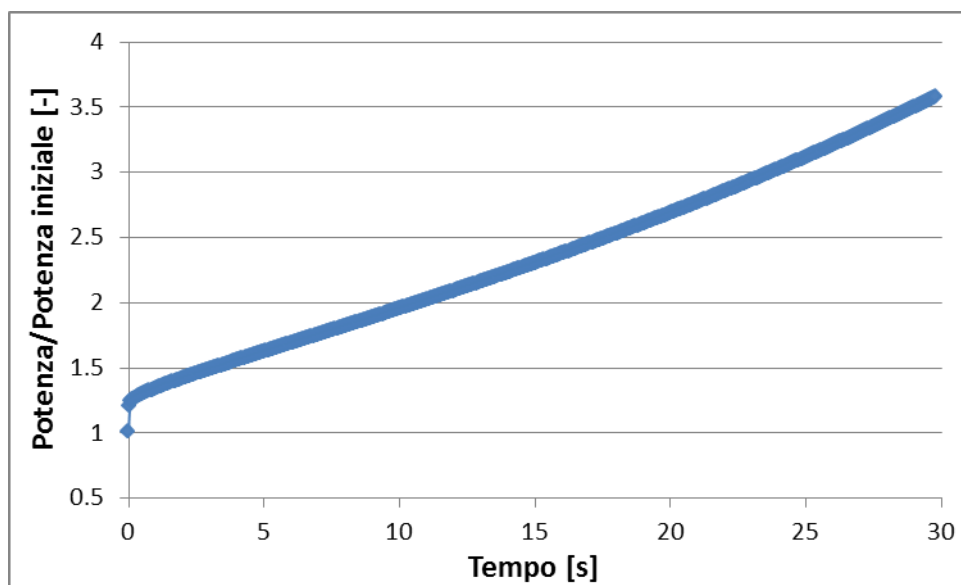



Figura 24. Transitorio di potenza dovuto all'estrazione del gruppo di barre SA.

 <b>Ricerca Sistema Elettrico</b>	<b>Sigla di identificazione</b>	<b>Rev.</b>	<b>Distrib.</b>	<b>Pag.</b>	<b>di</b>
	ADPFISS-LP1-095	0	L	32	32

## 7. Riferimenti bibliografici

- [1] J.R. Lamarsh, A.J. Baratta, *Introduction to nuclear engineering* (Prentice-Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2001).
- [2] W.M. Stacey, *Nuclear Reactor Physics* (Wiley&Sons, 2001).
- [3] R. Pergreffi, F. Rocchi, M. Sumini, A. Guglielmelli, *Calcoli per la determinazione della composizione isotopica del combustibile di un PWR da 900 MWe al variare del bruciamento*, Rapporto Tecnico ENEA NNFISS-LP2-082, 2012.
- [4] G. Glinatsis, G. Grasso, D. Mattioli, R. Pergreffi, F. Rocchi, *Analisi neutronica per valutazioni di sicurezza del nocciolo di startup di un PWR da 900 MWe*, Rapporto Tecnico ENEA ADPFISS - LP1 – 006, 2013.
- [5] CRONOS2.10: Reference Manual, DEN/DANS/DM2S/SERMA/LLPR/RT/11-5081/A.

Il codice CRONOS2 è sviluppato ed è di proprietà del CEA.  
The CRONOS2 code is developed and owned by CEA.