

Ricerca Sistema Elettrico	Sigla di identificazione ADPFISS-LP1-080	Distrib. L	Pag. 1	di 16
----------------------------------	--	----------------------	------------------	-----------------

Title

Analisi neutronica con codici deterministici di impianti nucleari di tipo PWR per valutazioni di safety di nocciolo.

Descrittori

Tipologia del documento: Rapporto tecnico
Collocazione contrattuale: Accordo di programma ENEA-MSE su sicurezza nucleare e reattori di IV generazione

Argomenti trattati: Accoppiamento neutronico, separazione degli autovalori, tilt

Sommario

L'obiettivo di questo studio è stato quello di dimostrare che la scelta del tipo di riflettore gioca un ruolo fondamentale sul fenomeno dell'accoppiamento neutronico del nocciolo di un reattore di tipo PWR di generazione III+.

Una tale dimostrazione può essere compiuta analizzando lo spettro degli autovalori dell'operatore di Boltzmann discretizzato. La decomposizione del flusso per autofunzioni ed autovalori è stata ottenuta grazie alla tecnica del filtraggio applicata al nocciolo perturbato. Utilizzando le sezioni d'urto efficaci a due gruppi calcolate nella precedente annualità, sono stati eseguiti con CRONOS2 calcoli 3D della distribuzione di potenza per un nocciolo fresco perturbato a *hot zero power* in condizioni stazionarie con due tipi di riflettore: quello convenzionale e quello pesante.

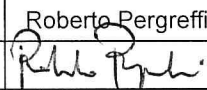
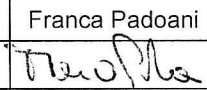
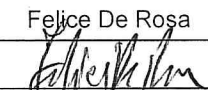
Tali calcoli hanno permesso di determinare il modo fondamentale e la prima autofunzione, nonché i corrispondenti autovalori, di entrambe le configurazioni prese in esame. Dai risultati ottenuti si può concludere che la configurazione con riflettore convenzionale, avendo una maggiore separazione degli autovalori, è più accoppiata di quella con riflettore pesante.


Note

Autori: R. Pergreffi, F. Rocchi

Copia n.

In carico a:

2			NOME			
			FIRMA			
1			NOME			
			FIRMA			
0	EMMISSIONE	19/09/2016	NOME	Roberto Pergreffi	Franca Padoani	Felice De Rosa
			FIRMA			
REV.	DESCRIZIONE	DATA		REDAZIONE	CONVALIDA	APPROVAZIONE

 Ricerca Sistema Elettrico	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-080	0	L	2	16

Sommario

Introduzione.....	3
Armoniche superiori ed accoppiamento neutronico.....	4
Descrizione dello schema iterativo dei codici deterministici.....	7
Metodologia di separazione degli autovalori.....	8
Modello del nocciolo e strategie di calcolo.....	11
Risultati e conclusioni	13
Ringraziamenti.....	16
Abbreviazioni	16
Riferimenti bibliografici	16

Introduzione

Il presente lavoro, svolto in collaborazione con l'*Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire* (IRSN), ha come scopo quello di approfondire, in linea con l'attività della precedente annualità, l'analisi del fenomeno del tilt di potenza e del suo impatto sui margini di sicurezza di nocciolo.

Più in dettaglio l'obiettivo di questo studio è stato quello di dimostrare che la scelta del tipo di riflettore gioca un ruolo fondamentale sul fenomeno dell'accoppiamento neutronico del nocciolo di un reattore di tipo PWR di generazione III+.

Valutare il grado di accoppiamento neutronico di un nocciolo significa valutare, a seguito di una perturbazione:

- ✓ quanto rapidamente si ristabilisce il modo fondamentale o, detto altrimenti, quanto rapidamente il contributo delle armoniche di ordine superiore si smorza;
- ✓ quanto la forma del nuovo flusso stazionario si discosta da quella del modo fondamentale del sistema imperturbato.

Una tale valutazione può essere compiuta analizzando lo spettro degli autovalori dell'operatore di Boltzmann discretizzato e questo perché, in accordo con la Teoria delle Perturbazioni Classica (CPT), il ruolo delle armoniche di ordine superiore risulta amplificato laddove è minore la separazione numerica degli autovalori nella decomposizione del flusso per autofunzioni.

Poiché il codice di nocciolo utilizzato in questo studio – CRONOS2 – non opera una decomposizione del flusso per autofunzioni, è stata utilizzata una tecnica computazionale nota come tecnica del filtraggio. Tale tecnica è stata applicata ad un nocciolo opportunamente perturbato in modo da evitare problemi dovuti all'eventuale degenerazione di armoniche di ordine superiore.

La perturbazione azimutale è stata introdotta generando, tramite APOLLO2, due nuovi set di sezioni d'urto efficaci ottenuti modificando leggermente il rapporto di moderazione attraverso una variazione artificiale dello spessore della lamina d'acqua tra assembly.

Sono quindi stati eseguiti in teoria della diffusione calcoli 3D della distribuzione di potenza per le due configurazioni di interesse, cioè:

- ✓ nocciolo fresco tiltato a *hot zero power* (HZP) in condizioni stazionarie con riflettore convenzionale;
- ✓ nocciolo fresco tiltato a *hot zero power* in condizioni stazionarie con riflettore pesante.

Tali calcoli hanno permesso di determinare il modo fondamentale e la prima autofunzione, nonché i corrispondenti autovalori, di entrambe le configurazioni prese in esame.

Armoniche superiori ed accoppiamento neutronico

In teoria della diffusione multigruppo (nel caso specifico a due gruppi, veloce e termico), lo stato iniziale critico di un nocciolo può essere descritto, secondo la classica notazione degli operatori, dalla seguente equazione:

$$A_0\varphi_0 = F_0\varphi_0 \quad (1)$$

dove A_0 , F_0 e φ_0 rappresentano, rispettivamente, l'operatore di rimozione, l'operatore di produzione e il flusso neutronico. Trattandosi di uno stato iniziale stazionario, il flusso è proporzionale al modo fondamentale del problema agli autovalori ad essa associato [1]:

$$A_0\psi_n = \frac{1}{k_n} F_0\psi_n \quad (2)$$

con ψ_n e k_n che rappresentano le n autofunzioni ed i corrispondenti n autovalori in cui è possibile scomporre il flusso. Infatti l'autofunzione associata all'autovalore di modulo più grande è chiamata modo fondamentale $\{\varphi_0, k_0\}$.

Le corrispondenti autofunzioni aggiunte sono definite da:

$$A_0^*\psi_n^* = \frac{1}{k_n} F_0^*\psi_n^* \quad (3)$$

In un problema multigruppo (a prescindere dal numero di gruppi considerato), le autofunzioni dirette e aggiunte formano tra loro un set biortogonale [2]. Si ha infatti:

$$\begin{aligned} 0 &= \left\langle \psi_m^* \left| \left(A - \frac{F}{k_n} \right) \psi_n \right. \right\rangle = \langle \psi_m^* | A \psi_n \rangle - \frac{1}{k_n} \langle \psi_m^* | F \psi_n \rangle = \langle A^* \psi_m^* | \psi_n \rangle - \frac{1}{k_n} \langle \psi_m^* | F \psi_n \rangle = \\ &= \frac{1}{k_m} \langle F^* \psi_m^* | \psi_n \rangle - \frac{1}{k_n} \langle \psi_m^* | F \psi_n \rangle = \left(\frac{1}{k_m} - \frac{1}{k_n} \right) \langle \psi_m^* | F \psi_n \rangle = 0 \end{aligned}$$

da cui:

$$\langle \psi_m^* | F \psi_n \rangle = \delta_{mn} \quad (4)$$

dove $\langle X | X \rangle$ è l'integrazione sul volume del reattore e la sommatoria su tutti i gruppi energetici e δ_{mn} è il delta di Kronecker che vale uno quando $m = n$ e zero quando $m \neq n$.

Supponiamo ora di introdurre una piccola perturbazione materiale nel sistema, tale che:

$$A_p(r, t) = A_0(r) + \Delta A(r, t) \quad (5)$$

$$F_p(r,t) = F_0(r) + \Delta F(r,t) \quad (6)$$

$$\varphi_p(r,t) = \varphi_0(r) + \Delta\varphi(r,t) \quad (7)$$

Se si esprime il termine di deviazione in (7) come:

$$\Delta\varphi(r,t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(t)\psi_n(r) \quad (8)$$

dove $\psi_n(r)$ sono le autofunzioni spaziali del reattore iniziale imperturbato e $a_n(t)$ sono coefficienti che esprimono l'importanza dell'autofunzione corrispondente, si ottiene che il flusso neutronico è, ad ogni istante, la somma del modo fondamentale e delle armoniche di ordine superiore ciascuna opportunamente pesata (Figura 1).

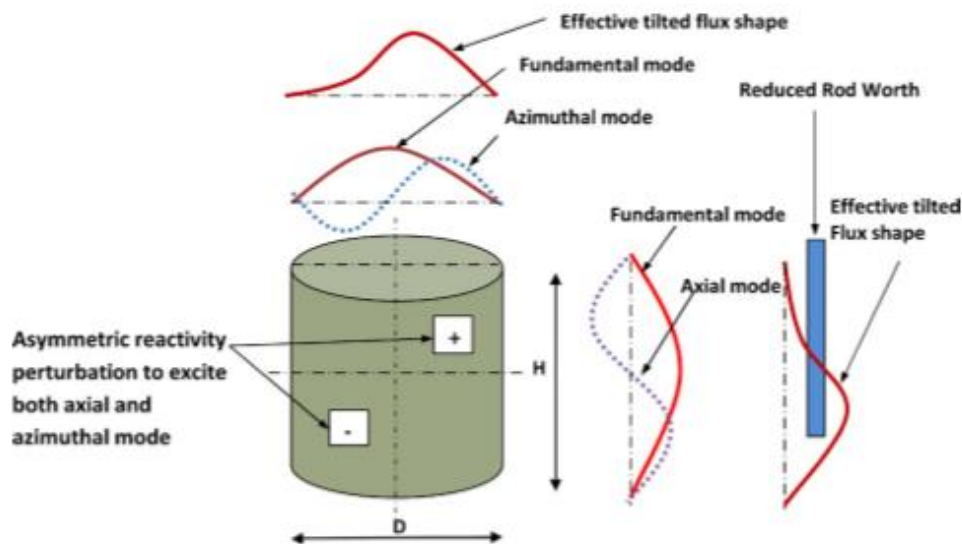


Figura 1. Forma del flusso radiale ed assiale in presenza di una perturbazione [3] .

Trascurando il dettaglio matematico riportato in [1] e [4], si arriva all'equazione della reattività del modo m-esimo:

$$\rho_m = \frac{\langle \psi_m^* | (-\Delta A + \Delta F)(\varphi_0 + \Delta\varphi) \rangle}{\langle \psi_m^* | F_0 \psi_m \rangle} \quad (9)$$

Tale equazione, quando $\Delta\varphi$ è trascurabile rispetto a φ_0 , si semplifica in:

$$\rho_m = \frac{\langle \psi_m^* | (-\Delta A + \Delta F)\varphi_0 \rangle}{\langle \psi_m^* | F_0 \psi_m \rangle} \quad (10)$$

La relazione tra armoniche superiori e accoppiamento neutronico è ben visibile nella soluzione asintotica stazionaria del flusso che si ottiene quando, per $t \rightarrow \infty$, l'operatore $(-\Delta A + \Delta F)$ diventa indipendente dal tempo cioè quando il termine transitorio scompare:

$$\varphi_p(r, \infty) = [1 + a_0(\infty)]\varphi_0(r) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho_n k_n}{k_0 - k_n} \psi_n(r) \quad (11)$$

essendo $a_0(\infty)$ un coefficiente che dipende dalla storia dell'operatore $(-\Delta A + \Delta F)$ nell'intervallo compreso tra $t \rightarrow 0$ e $t \rightarrow \infty$. Come si vede dall'Eq. (11), i coefficienti $a_n(t)$ (con $n > 0$) per $t \rightarrow \infty$ risultano essere inversamente proporzionali alla differenza degli autovalori $(k_0 - k_n)$. Inoltre, poiché si ha che:

$$1 = k_0 > k_1 > k_2 > k_3 > \dots \quad (12)$$

l'importanza del termine $\frac{1}{k_0 - k_n}$ decresce con l'aumentare di n . Maggiore è quindi la differenza degli autovalori, minore è il contributo al flusso delle armoniche superiori o, detto altrimenti, minore è la differenza tra la forma del flusso e quella del modo fondamentale. Ciò significa che, in caso di perturbazione, un nocciolo caratterizzato da una bassa separazione in autovalori mostrerà forme di flusso e potenza ancor più dipendenti dalle armoniche di ordine superiore cioè un minore accoppiamento spaziale. Si può quindi concludere che la differenza tra autovalori può essere considerata una rappresentazione del grado di accoppiamento neutronico del nocciolo, cioè, detto altrimenti, un indicatore della stabilità del nocciolo.

Descrizione dello schema iterativo dei codici deterministici

Per risolvere il problema agli autovalori viene generalmente utilizzato nei codici deterministici il metodo delle iterazioni di potenza (in inglese *power method*).

Tale metodo si compone di tre fasi [5]:

- ✓ valutare la sorgente di fissione a partire dall'operatore F e del flusso all'iterazione e ;
- ✓ invertire l'operatore A per trovare il flusso all'iterazione $e+1$;
- ✓ normalizzare il flusso, stabilizzando il bilancio neutronico tra la creazione di neutroni e la loro scomparsa.

L'insieme di queste tre fasi costituisce un'iterazione esterna. La fase 2 richiede una seconda procedura iterativa, che per distinguerla dalla precedente è chiamata iterazione interna.

In formule si ha:

$$\left\{ \begin{array}{l} S^{(e)} = \frac{F\varphi^{(e)}}{k^{(e)}} \\ A\varphi^{(e+1)} = S^{(e)} \\ k^{(e+1)} = \frac{\langle F\varphi^{(e+1)} \rangle}{\langle A\varphi^{(e+1)} \rangle} \left(= k^{(e)} * \frac{\langle F\varphi^{(e+1)} \rangle}{\langle F\varphi^{(e)} \rangle} \right) \end{array} \right. \quad (13)$$

Le condizioni d'arresto sono ottenute con criteri di convergenza relativa tra due iterazioni successive. Questi sono generalmente di due tipi:

- ✓ la convergenza integrale sull'autovalore $k^{(e)} \cdot 10^{-5}$, o 1 pcm, è un valore consueto;
- ✓ la convergenza puntuale sulla forma del flusso $\varphi^{(e)}$ (lo scarto relativo tra due flussi $\varphi^{(e)}$ e $\varphi^{(e+1)}$ deve restare in ogni punto dello spazio delle fasi inferiore ad un valore dato). Tra due iterazioni esterne si può scegliere un criterio di convergenza relativa di 10^{-3} , mentre tra due iterazioni interne il criterio può essere di 10^{-5} .

Le iterazioni esterne possono essere accelerate, per esempio, con il metodo di Tchebychev. Quanto alle iterazioni interne, la loro risoluzione dipende dalla discretizzazione del problema.

Per il trattamento del problema aggiunto si procede analogamente.

Metodologia di separazione degli autovalori

Dato che il codice di nocciolo CRONOS2 non opera una decomposizione del flusso per autofunzioni ed autovalori, tale decomposizione è stata ottenuta attraverso una tecnica computazionale, nota come tecnica del filtraggio, applicata ad un sistema perturbato. Tale tecnica prevede che l'autofunzione n-esima sia ripulita, ad ogni iterazione esterna e fino a convergenza, da tutte le autofunzioni precedenti opportunamente moltiplicate per dei coefficienti detti filtri.

Come mostrato in [6], in un sistema nucleare spazialmente simmetrico, l'usuale accoppiamento della tecnica di filtraggio con il metodo delle iterazioni di potenza fallisce a causa della eventuale degenerazione di armoniche di ordine superiore (cioè del fatto che a due autofunzioni non collineari sia associato uno stesso autovalore). Poiché l'algoritmo del metodo delle iterazioni di potenza non è in grado di discriminare tra le autofunzioni di un autovalore degenerare, o non è possibile raggiungere alcuna convergenza o, se il sistema è fortemente accoppiato, la si raggiunge su un combinazione lineare delle soluzioni reali:

$$f = a\psi_1 + b\psi_2 + \dots$$

dove ψ_1 e ψ_2 sono le autofunzioni non collineari relative all'autovalore degenerare. In tal caso il filtro non viene correttamente calcolato e rischia di fallire nelle iterazioni successive.

Per evitare tale problema, si è ricorso ad un metodo che parte da un set di autofunzioni asimmetriche ottenute introducendo nel sistema iniziale un'opportuna perturbazione [6]. Una tale perturbazione, infatti, permette agli autovalori degeneri di separarsi in modo che il filtro possa essere correttamente calcolato.

Sia quindi:

$$A_p \varphi = F_p \varphi \tag{14}$$

l'equazione di un nocciolo in stato stazionario affetto da perturbazione azimutale. I due operatori A_p e F_p rappresentano, rispettivamente, l'operatore di rimozione e quello di produzione del sistema perturbato. Il problema agli autovalori ad essa associato è pertanto:

$$A_p \psi_n = \frac{1}{k_n} F_p \psi_n \tag{15}$$

dove $\psi_0, \psi_1, \dots, \psi_n$ sono le autofunzioni del problema agli autovalori del sistema perturbato. Autovalori e autofunzioni del sistema perturbato sono generalmente diversi da quelli del sistema non perturbato.

Applicando ora la tecnica del filtraggio al metodo delle iterazioni di potenza di un sistema perturbato si ottiene un nuovo algoritmo:

$$\left\{ \begin{array}{l} S^m = \frac{F_p \psi_n^m}{k_n^m} \\ A_p \psi_n^{m+1} = S^m; \\ \tilde{\psi}_n^{m+1} = \psi_n^{m+1} - \sum_{i=0}^{n-1} \alpha_i \psi_i \\ k_n^{m+1} = \frac{\langle F_p \tilde{\psi}_n^{m+1} \rangle}{\langle A_p \tilde{\psi}_n^{m+1} \rangle} \end{array} \right. \quad (16)$$

Quando, ad ogni iterazione esterna, le iterazioni interne (fase 2 del metodo delle iterazioni di potenza), cioè:

$$A_p \psi_n^{m+1} = \frac{1}{k_n^m} F_p \psi_n^m$$

arrivano a convergenza, il termine ψ_n^{m+1} viene ripulito dalla sua eventuale proiezione sulle autofunzioni di ordine minore ψ_i ($\forall i = 0, 1, \dots, n-1$) precedentemente calcolate. Infatti, se $\tilde{\psi}_n^{m+1}$ non ha alcuna componente sui modi minori, le iterazioni di potenza convergono sull'autofunzione associata a k_n .

Nell'equazione dell'autofunzione n-esima del sistema perturbato all'iterazione esterna m+1-esima, cioè:

$$\tilde{\psi}_n^{m+1} = \psi_n^{m+1} - \sum_{i=0}^{n-1} \alpha_i \psi_i = \psi_n^{m+1} - \alpha_0 \psi_0 - \alpha_1 \psi_1 - \dots - \alpha_{n-1} \psi_{n-1} \quad \text{con } n \geq 1 \quad (17)$$

i coefficienti α_i sono calcolati in modo da assicurare l'ortogonalità del flusso ψ_n^{m+1} con le armoniche di ordine inferiore. Sostituendo (17) in (4) si ha:

$$\alpha_i = \frac{\langle \psi_i^* | F \psi_n^{m+1} \rangle}{\langle \psi_i^* | F \psi_i \rangle} \quad \forall i = 0, 1, \dots, n-1 \quad (18)$$

Ad ogni iterazione esterna la sorgente di fissione $F \psi_n^{m+1}$ che compare al numeratore dell'Eq. (18) è ricalcolata a partire dalla funzione ψ_n^{m+1} . Inoltre dall'Eq. (18) si può vedere come il filtraggio risulta essere indipendente dalla normalizzazione dei differenti flussi e flussi aggiunti.

Possiamo quindi riscrivere l'Eq. (17) nel modo seguente:

$$\tilde{\psi}_n^{m+1} = \psi_n^{m+1} - \sum_{i=0}^{n-1} \frac{\langle \psi_i^* | F \psi_n^{m+1} \rangle}{\langle \psi_i^* | F \psi_i \rangle} \psi_i \quad (19)$$

da cui, al variare di n , si ottiene il set di autofunzioni del sistema perturbato alla $m+1$ -esima iterazione esterna:

$$\tilde{\psi}_1^{m+1} = \psi_1^{m+1} - \frac{\langle \psi_0^* | F \psi_1^{m+1} \rangle}{\langle \psi_0^* | F \psi_0 \rangle} \psi_0 \quad (20)$$

$$\tilde{\psi}_2^{m+1} = \psi_2^{m+1} - \frac{\langle \psi_0^* | F \psi_1^{m+1} \rangle}{\langle \psi_0^* | F \psi_0 \rangle} \psi_0 - \frac{\langle \psi_1^* | F \psi_2^{m+1} \rangle}{\langle \psi_1^* | F \psi_1 \rangle} \psi_1 \quad (21)$$

$$\tilde{\psi}_3^{m+1} = \dots$$

Modello del nocciolo e strategie di calcolo

Ai fini del presente studio si è considerato il nocciolo del PWR di generazione III+ proposto dal Benchmark UAM (Figura 2). Tale nocciolo è composto da quattro tipi di assembly standard 17x17 con differenti arricchimenti e/o differente contenuto in Gd_2O_3 : (a) 3,2% + 20 barrette gadolinate, (b) 2,1% senza barrette gadolinate, (c) 4,2% + 12 barrette gadolinate e (d) 4,2% senza barrette gadolinate. Nel layout del nocciolo riportato in Figura 1 sono stati rappresentati in verde gli assembly di tipo (a), in bianco quelli di tipo (b), in giallo quelli di tipo (c), in rosso quelli di tipo (d) e in grigio il riflettore. Il nocciolo è in condizioni di HZP, cioè isoterma a 296.9 °C, con il moderatore a 155 bar e con una densità dell'acqua di 0.73272 g/cm³. I calcoli di nocciolo sono stati eseguiti con il codice di diffusione 3D CRONOS2 a burnup zero (cioè in assenza di xeno e samario) e con sezioni d'urto efficaci a due gruppi prodotte con il codice di trasporto 2D APOLLO2 utilizzando una libreria a 281 gruppi con una struttura di tipo SHEM basata su dati nucleari JEFF 3.1.1. La concentrazione di boro critico è di 1420 ppm per il nocciolo con riflettore convenzionale e di 1513 ppm per quello con riflettore pesante.

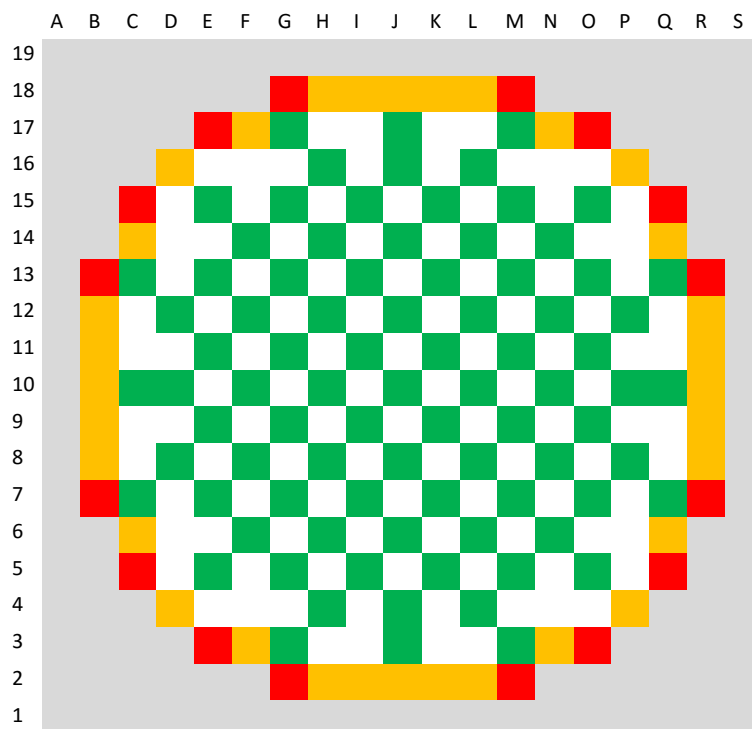


Figura 2: Layout del nocciolo.

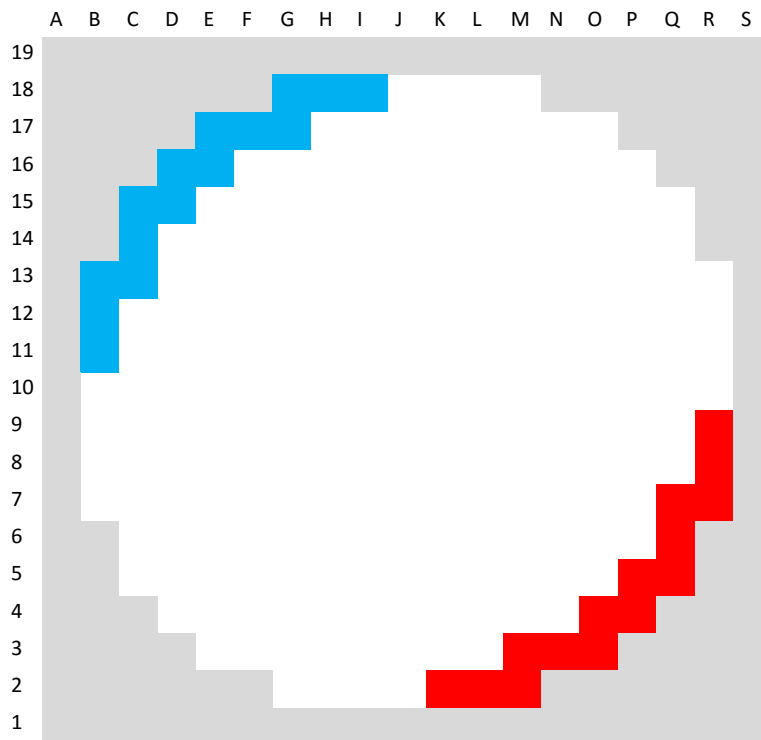


Figura 3. Layout degli assembly tiltati modificati.

La perturbazione azimutale è stata introdotta generando, tramite APOLLO2, due nuovi set di sezioni d'urto efficaci ottenuti modificando leggermente il rapporto di moderazione attraverso una variazione artificiale dello spessore della lamina d'acqua tra assembly: in un caso questo valore è stato azzerato in modo da ridurre, nei soli assembly interessati, il tasso di fissione, nell'altro, al contrario, è stato raddoppiato così da aumentare la termalizzazione e, con essa, il tasso di fissione.

In accordo con quanto suggerito da studi precedenti [7] e come riportato in Figura 3, la simulazione del tilt azimutale è stata ottenuta disponendo simmetricamente alla periferia del nocciolo gli assembly con le sezioni d'urto efficaci modificate. Gli assembly colorati in blu hanno sezioni d'urto efficaci calcolate con lamina d'acqua nulla, mentre quelli in rosso hanno sezioni d'urto calcolate con lamina doppia.

I valori del tilt per ciascuno dei quattro quadranti sono stati riportati in Tabella 1. Come si vede questi valori sono compresi tra 2,8% e 3,1% in caso di riflettore pesante e tra 1,4% e 1,6% in caso di riflettore convenzionale. Rispetto al caso convenzionale quindi il riflettore pesante determina un'amplificazione dell'effetto della perturbazione di un fattore 2.

Tilt con riflettore pesante		Tilt con riflettore standard	
0.969	1.002	0.984	1.001
<u>1.002</u>	<u>1.028</u>	<u>1.001</u>	<u>1.014</u>
2.8 % – 3.1 %		1.4 % – 1.6 %	

Tabella 1. Valori del tilt nei quattro quadranti con riflettore standard e riflettore pesante.

Risultati e conclusioni

L'implementazione in CRONOS2 della procedura descritta nel precedente paragrafo ha permesso di determinare il modo fondamentale e la prima autofunzione di un nocciolo tiltato a HZP in condizioni stazionarie per le due configurazioni prese in esame in questo studio, cioè con riflettore convenzionale e con riflettore pesante.

Per problemi di convergenza (o di ulteriori degenerazioni) non ancora risolti non è stato possibile determinare le autofunzioni di ordine superiore alla prima.

In tabella 2 sono riportati i quattro autovalori sin qui ottenuti. Si ricorda che:

$$\lambda_i = \frac{1}{k_i} \quad (22)$$

	Nocciolo con riflettore convenzionale	Nocciolo con riflettore pesante
λ_0	1.000000	0.999998
λ_1	1.005730	1.003530
$\lambda_1 - \lambda_0$	573	353

Tabella 2. Confronto tra autovalori.

Le figure 4, 5, 6, 7 mostrano, rispettivamente:

- ✓ il modo fondamentale lungo la diagonale NO-SE del sistema tiltato con riflettore convenzionale distinguendo tra parte termica ψ_0^T (in blu) e parte veloce ψ_0^V (in rosso);
- ✓ il modo fondamentale lungo la diagonale NO-SE del sistema tiltato con riflettore pesante distinguendo tra parte termica ψ_0^T (in blu) e parte veloce ψ_0^V (in rosso);
- ✓ la prima autofunzione lungo la diagonale NO-SE del sistema tiltato con riflettore convenzionale distinguendo tra parte termica ψ_1^T (in blu) e parte veloce ψ_1^V (in rosso);
- ✓ la prima autofunzione lungo la diagonale NO-SE del sistema tiltato con riflettore pesante distinguendo tra parte termica ψ_1^T (in blu) e parte veloce ψ_1^V (in rosso).

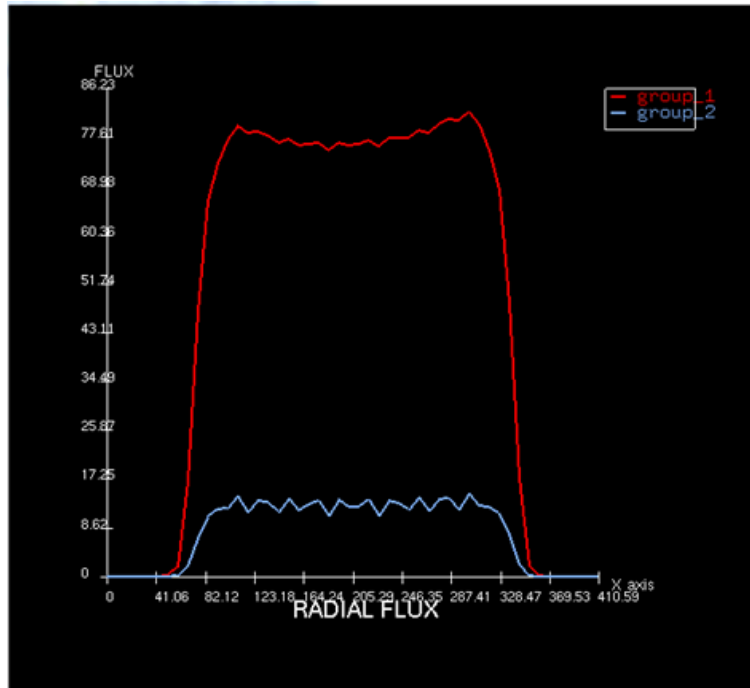


Figura 4. Modo fondamentale lungo la diagonale NO-SE con riflettore convenzionale.

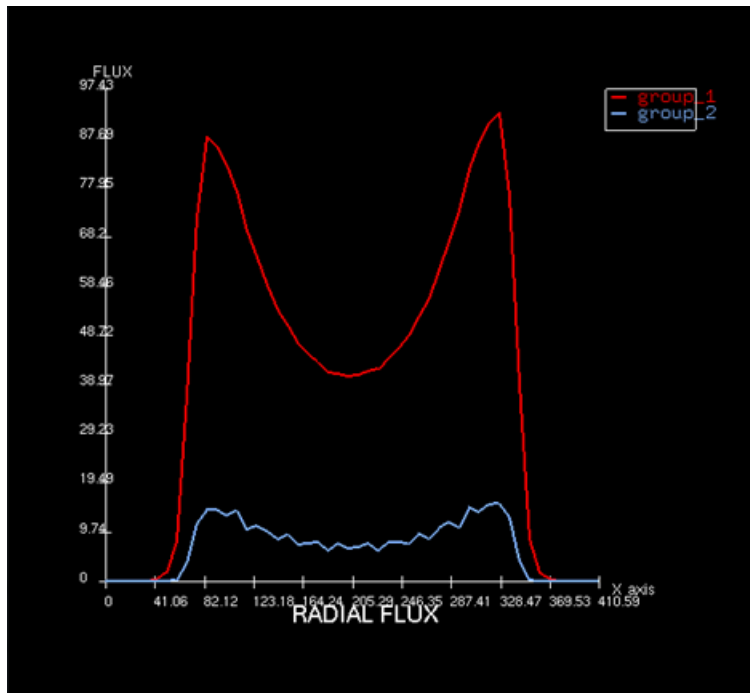


Figura 5. Modo fondamentale lungo la diagonale NO-SE con riflettore pesante.

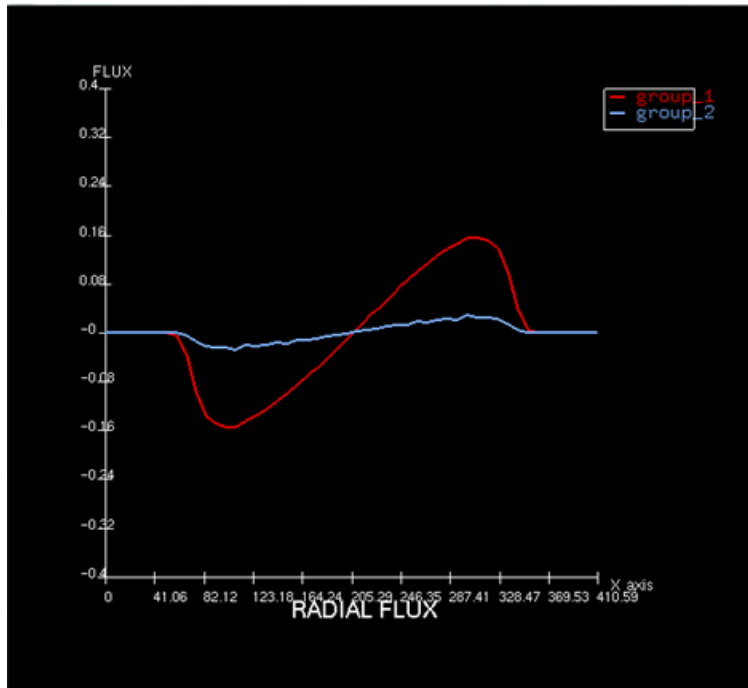


Figura 6. Prima autofunzione lungo la diagonale NO-SE con riflettore convenzionale.

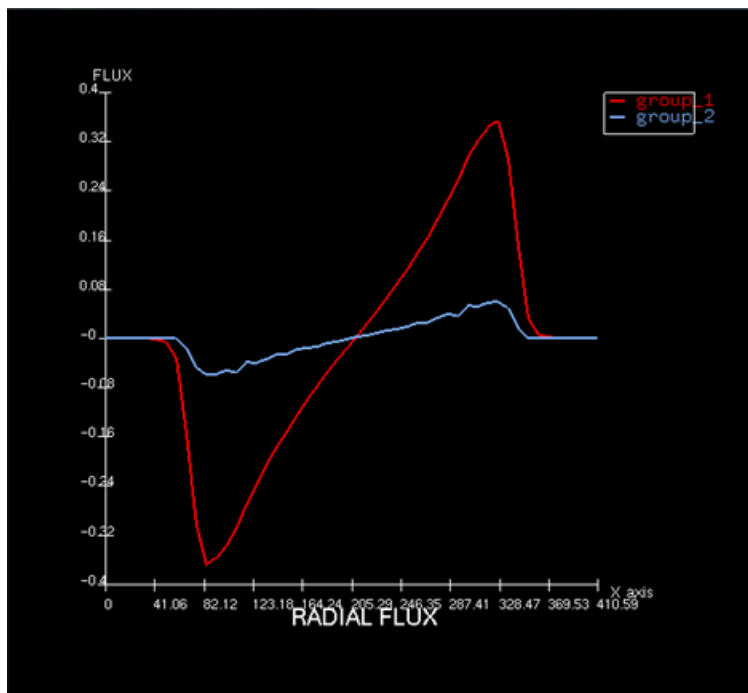



Figura 7. Prima autofunzione lungo la diagonale NO-SE con riflettore pesante.

Dai risultati ottenuti, seppur in via preliminare, si può concludere che la configurazione con riflettore convenzionale, avendo una maggiore separazione degli autovalori ($\lambda_1 - \lambda_0$), è più accoppiata rispetto a quella con riflettore pesante.

Tale conclusione può essere ulteriormente avvalorata analizzando la separazione degli autovalori di ordine maggiore al primo.

 Ricerca Sistema Elettrico	Sigla di identificazione	Rev.	Distrib.	Pag.	di
	ADPFISS-LP1-080	0	L	16	16

Ringraziamenti

Gli autori ringraziano l'IRSN per il supporto fornito al presente studio attraverso il codice CRONOS2.

Il codice CRONOS2 è sviluppato ed è di proprietà del CEA.

Abbreviazioni

BOL: Beginning of Life – Inizio vita

CPT: Classical Perturbation Theory – Teoria delle perturbazioni classica

EVS: Eigenvalue separation – Separazione degli autovalori

HZP: Hot Zero Power – Reattore caldo a potenza zero

FDM. Finite Differential Method – Metodo alle differenze finite

IRSN: Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire

NO-SE: Nord-Ovest Sud-Est

pcm: per centomila

ppm : parti per milione

PWR : Pressurized Water Reactor – Reattore ad acqua pressurizzato

Riferimenti bibliografici

[1] W. M. STACEY, “Nuclear Reactor Physics”, chapter 16, John Wiley & Sons, New York (2001).

[2] J. R. LAMARSH, “Introduction to Nuclear Reactor Theory”, Addison Wesley (1966).

[3] K. OBAIDURRAHMAN e O. P. Singh, “Spatial neutronic coupling aspects in nuclear reactors,” Nuclear Engineering and Design, 240, 2755 (2010).

[4] D. C. WADE, R. A. Rydin, “An experimental measurable relationship between asymptotic flux tilts and eigenvalue separation” contenuto in D.L. HETRICK (a cura di), “Dynamics of nuclear systems”, The University of Arizona Press, 1972.

[5] M. MAILLOT, “Caractérisation des Effets Spatiaux dans les Grands Cœurs RNR : Méthodes, Outils et Etudes”, Thèse du Doctorat de l’Université d’Aix-Marseille soutenue le 28/09/2016.

[6] G. B. BRUNA, A. Sargeni, “A computational technique for evaluating eigenfunctions of symmetrical nuclear systems”, Ann. Nucl. Energy, vol. 21, No. 12, pp. 754-758, 1994.

[7] A. SARGENI, K. W. Burn e G. B. Bruna, “Coupling effects in large reactor cores: the impact of heavy and conventional reflectors on power distribution perturbations,” Proc. of the PHYSOR 2014 International Conference, Tokyo, Japan (2014).