

**緒言** 核計算に用いる核定数は、中性子エネルギーに対して離散化され、エネルギー群毎の定数として取り扱われている。最終的な炉心計算では、1~3群に群縮約(平均化)された核定数が用いられているが、この1~3群の核定数は、単一集合体体系における詳細なエネルギー群数(十数~数十)の核計算の結果得られた中性子束を重みとした(1)式に基づく群縮約によって求められている。しかし、実際の炉心体系ではウラン燃料やMOX燃料といった異なる燃料が隣接するため、核特性の差異により燃料間で中性子の流れ込みが発生し、単一集合体体系の場合とは異なる中性子束となる(スペクトル干渉効果)。(1)式ではスペクトル干渉効果が考慮されていないため、炉心計算の精度が悪化する。現在、スペクトル干渉効果による縮約核定数の変化は、高速群と熱群の中性子束の比などを用いて経験的に補正されている。そこで、本研究では一般化摂動論を用いたスペクトル干渉効果の理論的な補正法について検討を行った。

$$\Sigma_{x,G} = \frac{\sum_{g \in G} \Sigma_{x,g} \phi_g^{single}}{\sum_{g \in G} \phi_g^{single}} \quad (1)$$

**補正方法** 単一集合体体系と炉心体系の核定数の差異 $\Delta\Sigma$ による中性子束の変化量を予測できれば、スペクトル干渉効果を補正できる。ここで、中性子束比 $r_{g,\zeta} = \phi_g / \phi_\zeta$ を考える。一般化摂動論を用いると、 $r_{g,\zeta}$ の核定数 $\Sigma$ に対する1次微係数 $\partial r_{g,\zeta} / \partial \Sigma$ を容易に計算できる。この一次微係数を用いて、 $r_{g,\zeta}$ の変化量 $\Delta r_{g,\zeta}$ を(2)式で近似する。 $\Delta r_{g,\zeta}$ は中性子束の変化量と対応しているため、この対応を考慮することで、(1)式に基づいて補正縮約核定数を計算できる。

$$\Delta r_{g,\zeta}^{single} = \frac{\partial r_{g,\zeta}^{single}}{\partial \Sigma} \Delta \Sigma \quad (2)$$

**検証計算** Fig. 1に示す1次元無限平板体系で本補正法の妥当性を検証した。比較のために、(i) 隣接体系で得られた中性子束を用いて群縮約(スペクトル干渉効果を直接考慮している)、(ii) UO<sub>2</sub>領域、MOX領域それぞれの単一体系で得られた中性子束を用いて群縮約(スペクトル干渉効果を考慮していない)、(iii) UO<sub>2</sub>領域、MOX領域それぞれの単一体系において本補正法を適用し群縮約、の3つの条件で群縮約を行った。なお、群縮約は体系を40等分したメッシュ毎に7群から2群へ行った。(ii)及び(iii)と(i)の縮約核定数を比較した結果をTable 1に示す。Table 1より、本補正を行うことでスペクトル干渉効果による群縮約誤差を低減できることがわかった。また、群縮約前と(i)~(iii)の群縮約後の核分裂率分布の相対差異をFig. 2に示す。

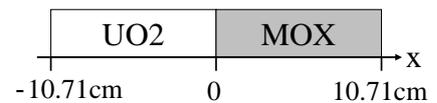


Fig.1 検証計算体系(完全反射境界条件)

Fig. 2より、補正を行った場合の方が行わない場合と比べて、より群縮約前の結果を再現できていることがわかる。以上より、本補正法の妥当性を確認できた。

Table 1 (i)に対するメッシュ毎の縮約核定数の相対差異[%]

		$\Sigma_{t,1}$	$\Sigma_{f,1}$	$\Sigma_{c,1}$	$\Sigma_{t,2}$	$\Sigma_{f,2}$	$\Sigma_{c,2}$
(ii)補正	平均	0.14	0.26	0.57	1.17	1.85	0.91
	なし	0.22	0.72	1.36	7.71	12.33	7.82
(iii)補正	平均	0.17	0.21	0.62	0.64	1.00	0.57
	あり	0.31	0.48	1.10	2.52	3.90	3.28

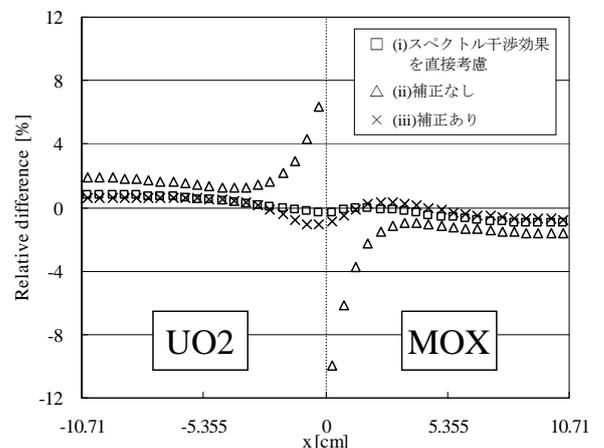


Fig.2 縮約前の核分裂率分布との相対差異