

決定論的手法では、中性子輸送方程式における空間、エネルギー、角度方向といった位相変数は、区間の平均もしくは代表点における数値として扱われる。空間位置 $\vec{r}$ 、運動エネルギー E 、角度方向 $\vec{\Omega}$ の角度中性子束を $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ と記述したとき、決定論的な計算においては特定の角度方向における空間的およびエネルギー的に平均化された量として定義され、それを $\psi_{i,g}(\vec{\Omega}_j)$ と記述する。ここで、 i 、 g 、 j はそれぞれ空間、エネルギー、角度方向のインデックスである。

決定論的な計算では、中性子束と同様に、エネルギーの連続関数である反応断面積も、エネルギー平均された量として表現される。エネルギー平均の断面積は、エネルギー平均の前後を反応率を保存させるという観点から、一般的には以下のように定義される。

$$\Sigma_g = \frac{\int_{g \in E} \Sigma(E) \phi(E) dE}{\int_{g \in E} \phi(E) dE},$$

ここで、 Σ_g はエネルギー平均された（群ごとの）断面積、 $\phi(E)$ はスカラー中性子束である。

ここで注意すべき点として、中性子輸送方程式において全断面積は角度中性子束 $\psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ に乘じられるため、厳密には、エネルギー平均の全断面積（群全断面積）は、スカラー中性子束ではなく角度中性子束を用いて重み付けされるべきであるということが挙げられる。このような場合、エネルギー平均断面積は、以下のように角度方向に依存するものとなる。

$$\Sigma_{g,j} = \frac{\int_{g \in E} \Sigma(E) \psi(E, \vec{\Omega}_j) dE}{\int_{g \in E} \psi(E, \vec{\Omega}_j) dE}$$

ただし、この取り扱いでは多群輸送計算の手順が複雑になるため、一般的には以下の代替的な手法が用いられる。まず、角度中性子束をルジャンドル多項式を用いて次のように展開する。なお、ここでは1次元平板体系を仮定している。

$$\psi(E, \mu) = \sum_l \frac{2l+1}{2} \phi_l(E) P_l(\mu),$$

ここで、 μ はX軸に対する方向の余弦、 $\phi_l(E)$ は角度中性子束の l 次モーメント、 $P_l(\mu)$ は l 次ルジャンドル多項式である。この展開を用いると、角度モーメント重み全断面積を次のように定義できる。

$$\Sigma_{g,l} = \frac{\int_{g \in E} \Sigma(E) \phi_l(E) dE}{\int_{g \in E} \phi_l(E) dE}.$$

$\Sigma_{g,0}$ および $\Sigma_{g,1}$ は、それぞれ一般に「中性子束重み断面積」および「カレント重み断面積」と呼ばれる。これらの角度モーメント重み全断面積は、角度依存全断面積に比べて、はるかに容易に取り扱うことができる。

カレント重み断面積 $\Sigma_{g,1}$ を計算する際には、連続エネルギーでの中性子カレント $\phi_1(E)$ が必要となる。これを正確に計算するためには連続エネルギーで有限体系の中性子輸送方程式を解く必要があり、現実的な方法とは言えない。一方、B1 近似と呼ばれる方法に基づくと、単一の均質媒質で構成される有限の体系において、 $\phi_l(E)$ を以下のように近似的に評価できることが分かっている。

$$\phi_l(E) \propto \frac{1}{(\Sigma_t(E))^{l+1}}$$

この式を用いる場合には、 $\Sigma_{g,1}$ を比較的容易に求めることが出来る。

実際に、単一の均質媒質からなる一次元平板体系を考え、ある空間位置におけるスカラー中性子束とカレントを離散座標法により計算した結果を下図に示す。断面積の共鳴構造に起因して中性子束、カレントともに大きく歪むが、カレントの歪みがより大きいことが分かる。

