7. 中性子の相互作用

光子と同様に、中性子には電荷がない。従って、物質に入射した中性子は、物質を構成する電子や原子核とクーロン相互作用はしない。中性子と物質との相互作用は、本質的には原子核との「強い相互作用」を介した相互作用となる。「強い相互作用」が有効となる距離が短いので、中性子と物質の相互作用は荷電粒子との相互作用より頻度が低い。中性子が相互作用するためには、原子核の大きさの尺度である$\approx 10^{-13}\mathrm{cm}$程度の範囲に入射しなくてはならない。この意味からすると、中性子にとって物質はほとんど空になるので、中性子が物質に対する透過性が高い粒子であることは容易に想像がつく。

中性子が物質と相互作用を起こす場合は、中性子のエネルギーに応じた種々の原子核反応を経験することになる。主な反応は以下の通りである。

1) 原子核との弾性散乱 $A\,(\mathrm{n},\mathrm{n})\,A$。

   エネルギーがMeV領域までの中性子が入射した場合、主として弾性散乱によりエネルギーを損失する。

2) 原子核との非弾性散乱 $A\,(\mathrm{n},\mathrm{n}')\,A^*$, $A\,(\mathrm{n},2\mathrm{n}')\,B$ など。

   この反応では、励起状態の原子核が残り、γ線やその他の放射線を放出して壊変して基底状態の原子核になる。非弾性散乱が起るためには、中性子は原子核を励起するのに十分なエネルギーを有する必要がある。通常、1MeV以上のエネルギーである。この閾値よりエネルギーが低い場合は、弾性散乱が起る。

3) γ線放射を伴う中性子捕獲反応 $\mathrm{n}+(\mathrm{Z},\mathrm{A})\rightarrow\gamma+(\mathrm{Z},\mathrm{A}+1)$。

   中性子が捕獲され、その後にγ線が放射される。一般的に、中性子の速度をvとすると 中性子捕獲反応断面積は$1/v$にほぼ比例する。従って、低エネルギーの中性子に関しては、中性子捕獲反応が発生しやすくなる。元素によるが、中性子捕獲反応断面積は$1/v$則に共鳴ピークが重ね合わされる。共鳴ピークの領域では、中性子捕獲反応が起こる確率が非常に高くなる。

4) 荷電粒子放射を伴う中性子捕獲反応 (n,p)、(n,d)、(n,t)、(n,α)、$(\mathrm{n},\alpha\mathrm{p})$ など。

   中性子が捕獲され、その後に荷電粒子が放出される。これらの反応はeVからkeVのエネルギー領域で起る。3)と同様に反応断面積は$1/v$にほぼ比例し、共鳴ピークが重ね合わされる。

5) 核分裂反応 (n,f)

   熱中性子(0.025eV)の領域で起る。

6) 核破砕反応

$E > 100$ MeV の高エネルギー領域で起る。

中性子の相互作用は強いエネルギー依存性を持つので、通常、中性子はエネルギーにより分類される。（厳密なエネルギー区分で分類するのではないので注意。）通常、エネルギーが $E > 100$ MeV の場合は高エネルギー中性子と呼ばれ、数10MeVから数keVのエネルギー領域は高速中性子と呼ばれる。中性子捕獲反応の共鳴ピークが多く存在する≈ 100 keV から≈ 0.1 eV のエネルギー領域の中性子は熱外中性子と呼ばれる。さらに低エネルギーになり、室温における熱振動エネルギーと同程度のエネルギー$E = kT \approx 1/40$ eV になると、中性子は熱中性子と呼ばれる。さらに低エネルギーになり、5meV以下で波長が4Å以上の中性子を冷中性子、200neV以下、波長が600Å以上の中性子は超冷中性子と呼ばれる。

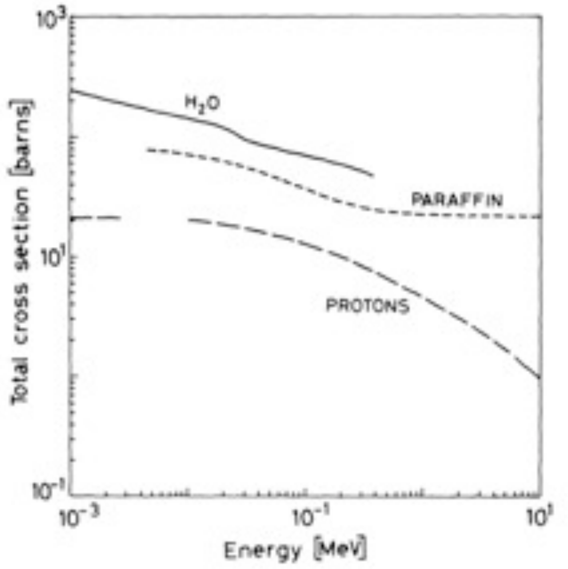

図7–1　中性子全断面積の例

中性子が物質と相互作用する確率は、上で述べた個々の中性子反応断面積の和となる。

$$\sigma_{tot} = \sigma_{elastic} + \sigma_{inelastic} + \sigma_{capture} + \cdots \tag{7-1}$$

数種類の物質の中性子全断面積を中性子のエネルギーの関数として図7–1に示す。図に示されるように、全断面積は滑らかなエネルギー依存性を有する。(7–1)式の全断面積に原子密度を乗ずることで、平均自由行程を以下のように得ることができる。

$$\frac{1}{\lambda} = N\sigma_{tot} = \frac{N_a \rho}{A}\sigma_{tot} \tag{7–2}$$

光子のときと同様に、厚さ x の物質を透過する中性子ビーム強度(中性子個数)は

$$N = N_0 \exp\left(-x/\lambda\right) \tag{7–3}$$

のように減衰する。(7–3)式は、コリメートされ十分に平行な中性子ビームである場合に有効である。中性子が平行ビームではない（コリメートされていない）一般的な場合は、より原理的な輸送方程式を解く必要がある。

7.1　中性子の減速

高速中性子の速度を遅くする（エネルギーを下げる）ことは減速と呼ばれ、減速過程は中性子物理や原子核工学では重要である。多くの場合、物質に入射した高速中性子は、原子核と衝突し前方や後方に弾性的あるいは非弾性的に散乱される。この過程で高速中性子はエネルギーを失い、最終的には物質を構成する原子と熱平衡状態になる。熱平衡状態になった中性子は、中性子

捕獲反応や核分裂などの原子核反応を起こすまで物質中を拡散する。共鳴反応領域がある場合は、熱平衡状態まで減速されるまでに、原子核反応や中性子捕獲反応を起こすこともある。共鳴反応領域がなければ、中性子反応断面積の$1/v$依存性により、多くの中性子が熱平衡速度まで減速される。

高速中性子の減速過程（エネルギー損失過程）において、弾性散乱が主要な機構となる。数MeVのエネルギー領域では、弾性散乱問題は非相対論的に取り扱うことができ、エネルギーと運動量の保存則を使うと非常に簡単になる。図7–2に示すように、実験室系において速度v_0の中性子が、質量Mの静止している原子核と１回衝突する場合を考える。計算において、中性子の質量を1および原子核の質量を質量数Aとする。座標系を実験室系から重心系へと変換すると、中性子の速度は

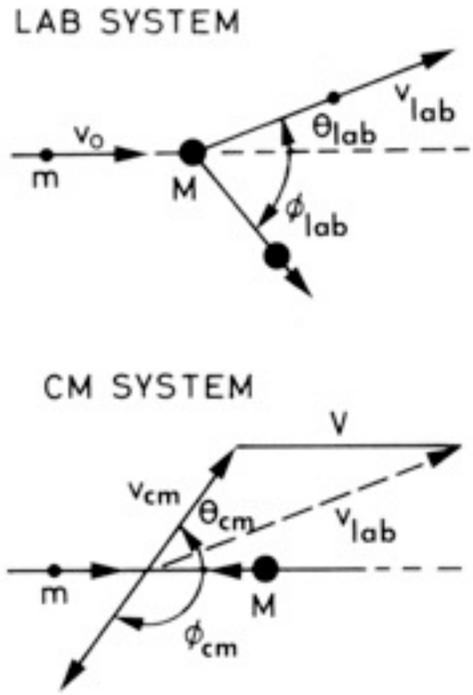

図7–2　実験室系と重心系

$$v_{cm} = \frac{A}{A+1} v_0 \tag{7–2}$$

となり，一方、原子核の速度は

$$V = \frac{1}{A+1} v_0 \tag{7–3}$$

となる。重心系においては、衝突後の中性子は運動方向は変化するが速度は変化しない。図7–2の重心系において、衝突後の中性子の実験室系における速度v_{lab}は余弦定理により

$$(v_{lab})^2 = (v_{cm})^2 + V^2 - 2 v_{cm} V \cos(\pi - \theta_{cm}) \tag{7–4}$$

となる。ここで、θ_{cm}は重心系における散乱角である。(7–2)式と(7–3)式を(7–4)式に代入すると、

$$(v_{lab})^2 = \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 v_0^2 + \left(\frac{1}{A+1}\right)^2 v_0^2 - 2\frac{A}{(A+1)^2} v_0^2 \cos(\pi - \theta_{cm}) \tag{7–5}$$

非相対論的に取り扱うと、質量m、速度vの運動エネルギーは$E = mv^2/2$なので、衝突前後の中性子のエネルギーの比は

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{v_{lab}}{v_0}\right) = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta_{cm}}{(A+1)^2} \tag{7–6}$$

で与えられる。実験室系における散乱角θ_{lab}は以下の余弦定理を使うことで求めることができる。

$$(\theta_{cm})^2 = (\theta_{lab})^2 + V^2 - 2 v_{lab} V \cos\theta_{lab} \tag{7–7}$$

(7–7)式に(7–5)式を代入すると、

$$\cos\theta_{lab} = \frac{A\cos\theta_{cm}+1}{\sqrt{A^2+1+2A\cos\theta_{cm}}} \tag{7–8}$$

を得る。さらに、反跳原子核に関する散乱パラメーターは以下のようになる。

$$E_A = E_0\frac{4A}{(A+1)^2}\cos^2\phi_{lab} = E_0\frac{2A}{(A+1)^2}(1+\cos\phi_{cm}) \tag{7–9}$$

$$\cos\phi_{lab} = \sqrt{\frac{1+\cos\phi_{cm}}{2}} \quad \text{または} \quad \phi_{lab} = \frac{1}{2}\phi_{cm} \tag{7–10}$$

$-1 < \cos\theta_{cm} < 1$ であるので、(7–6)式より散乱された中性子のエネルギー範囲は

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0 \tag{7–12}$$

となる。$A=1$ である陽子による中性子散乱の場合、$0 < E < E_0$ となる。つまり、軽い原子核により散乱されるほど、中性子エネルギーの吸収が大きくなるので、中性子を減速する場合は、陽子などの軽い原子核を多く含む物質が有効である。従って、中性子の減速材や遮蔽体には水やパラフィンなどように水素，酸素や炭素を多く含む物質が用いられる。

7.2　散乱中性子のエネルギー分布の計算

入射中性子のエネルギーが概ね15MeVより低エネルギーである場合は、中性子の散乱はs波散乱、つまり等方散乱になる。この場合、立体角$d\Omega$に散乱される確率は

$$dw = \frac{d\Omega}{4\pi} = 2\pi\sin\theta_{cm}\frac{d\theta_{cm}}{4\pi} = \frac{1}{2}\sin\theta_{cm}d\theta_{cm} \tag{7–13}$$

となる。一方、(7–6)式より

$$\frac{dE}{E_0} = 2\frac{A}{(A+1)^2}\sin\theta_{cm}d\theta_{cm} \tag{7–14}$$

であるので、(7–13)式と(7–14)式より、

$$\frac{dw}{dE} = \frac{(A+1)^2}{4A}\frac{1}{E_0} = \frac{1}{E_0(1-\alpha)}\text{、}\quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \tag{7–15}$$

となる。したがって、単色中性子の 1 回散乱後のエネルギー分布は、(7–12)式のエネルギー範囲にわたり一定になる。この結果を用いると、２回散乱後のエネルギー分布は

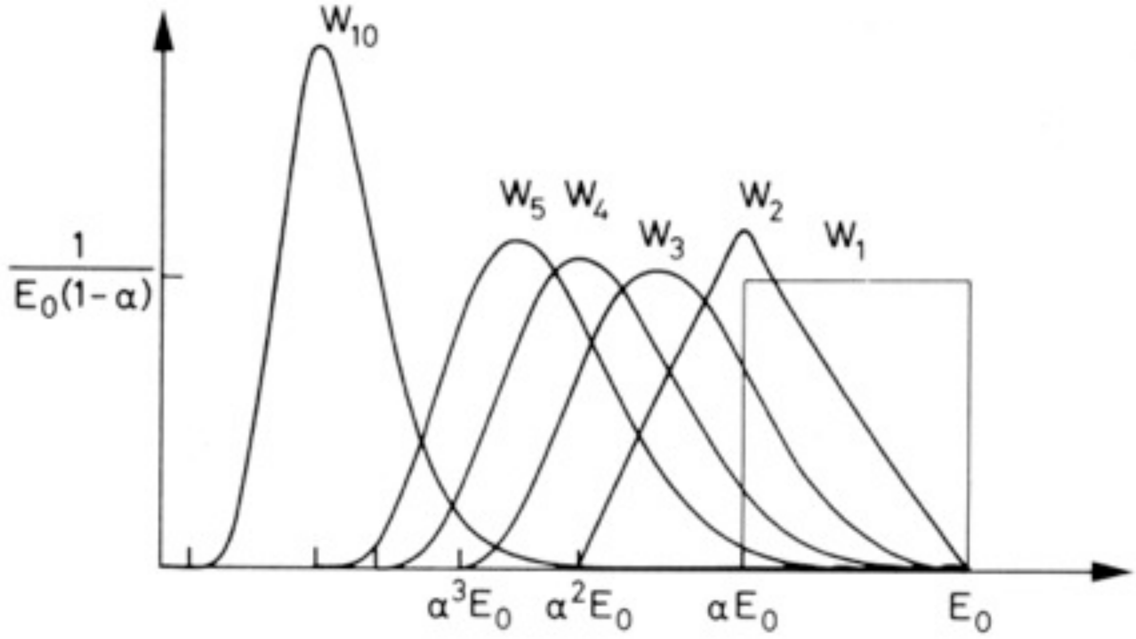

図7–3　弾性散乱後の中性子エネルギー分布の散乱回数依存性

$$\frac{dw_2}{dE}=\begin{cases}\displaystyle\int_E^{E_0}d\varepsilon\frac{dw_1}{d\varepsilon}\frac{1}{\varepsilon(1-\alpha)}=\frac{1}{E_0(1-\alpha)^2}\ln\frac{E_0}{E} & \alpha E_0<E<E_0\\ \displaystyle\int_{\alpha E_0}^{E/\alpha}d\varepsilon\frac{dw_1}{d\varepsilon}\frac{1}{\varepsilon(1-\alpha)}=-\frac{1}{E_0}\left(\ln\frac{E_0}{E}+2\ln\alpha\right) & \alpha^2E_0<E<\alpha E_0\end{cases} \tag{7–16}$$

となる。同様に３回散乱後のエネルギー分布は以下のようになる。

$$\frac{dw_3}{dE}=\begin{cases}\frac{1}{2E_0(1-\alpha)^3}\left(\ln\frac{E_0}{E}\right)^2 & \alpha E_0<E<E_0\\ -\frac{1}{2E_0(1-\alpha)^3}\left[2\left(\ln\frac{E_0}{E}\right)^2+6\ln\alpha\ln\frac{E_0}{E}+3(\ln\alpha)^2\right] & \alpha^2E_0<E<\alpha E_0\\ \frac{1}{2E_0(1-\alpha)^3}\left(\ln\frac{E_0}{E}+3\ln\alpha\right)^2 & \alpha^3E_0<E<\alpha^2E_0\end{cases} \tag{7–17}$$

散乱の回数がさらに増加した場合も、同様な計算を続けて行えば良い。散乱後のエネルギー分布が散乱回数によりどのように変化するかを図7–3に示す。中性子が陽子によりn回散乱された後のエネルギー分布は次の式で与えられる。

$$\frac{dw_n}{dE}=\frac{1}{E_0(n-1)!}\left(\ln\frac{E_0}{E}\right)^{n-1} \tag{7–18}$$

中性子があるエネルギーまで減速するのに必要な散乱回数を求める場合は、以下のような中性子の対数的なエネルギー変化を考える。

$$u=\ln E_0-\ln E=\ln\frac{E_0}{E} \tag{7–19}$$

ここで、E_0 は初期エネルギー、E は最終的なエネルギーである。(7–19)式はレサジーと呼ばれる。(7–6)式を使うと、角度θ に 1 回散乱された後のレサジーu は

$$u(\theta) = \ln \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A\cos\theta} \tag{7–20}$$

となる。(7–20)式を全角度に積分して4π で割ることで、1 回散乱後の$u(\theta)$ の平均を以下のように求めることができる。

$$\xi = \langle u(\theta) \rangle = \int u(\theta) \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int \ln \frac{(A+1)^2}{A^2+1+2A\cos\theta} d(\cos\theta) = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \tag{7–21}$$

この式から、1 回散乱後の平均レサジーξ は、初期エネルギーに依存せず一定であることがわかる。エネルギーE_0 の中性子をE' に減速するためには、全レサジー$\ln(E_0/E')$ が必要である。1 回散乱の平均レサジーがξ であるので、この減速に必要な平均散乱回数n は

$$n = \frac{u}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E'} \tag{7–22}$$

となる。1MeVの中性子を熱中性子(0.025eV)に減速するのに、炭素12を減速材として用いると(7–21)式より$\xi = 0.158$ となるので、(7–22)式より$n \approx 111$ となる。減速材に水素を用いると$\xi = 1$ なので、$n \approx 17.5$ となる。