

第1章 はじめに

高エネルギー加速器施設の放射線防護としては、加速器施設外部に対する放射線の遮蔽、加速器施設内部での空気の放射化や機器の放射化、冷却水の放射化などさまざまな観点からの対策が必要である。近年、大強度高エネルギー加速器を用いてさまざまな2次粒子を発生させ利用する研究が注目を浴び、東京大学原子核研究所と高エネルギー物理学研究所と合同でJHP計画が進められている。このような大強度加速器では、加速器やビームラインの遮蔽は施設の建設コストに大きく影響する。従って、信頼度のよい評価法が望まれる。しかし実際には実験

データの不足や、高エネルギー粒子による核反応の扱いが完全に記述できる段階にないことから、今後研究しなければならない事柄は多い。ここでは、加速器施設の放射線防護の基本的な事柄として高エネルギー粒子の引き起こす核反応の扱い、放射線の物質内での挙動、スカイシャインおよび迷路について述べる。加速器を大きく分けると電子加速器と陽子や重イオンを加速するハドロン加速器に分けられる。なかでも大強度で高エネルギーの陽子加速器が最も放射線防護上問題が大きいので、ここではハドロン加速器に関することについて述べる。

第2章 高エネルギー粒子による核反応の取り扱い

§ 2-1 はじめに

高エネルギー加速器で発生する粒子による核反応は、そのエネルギー範囲が広いことから各種の核反応が起こる。高エネルギー粒子による核反応は、核内カスケードモデルで比較的よく記述できると考えてよいが、反応で生じるさまざまなエネルギーを持つ2次粒子による反応も取り扱わなければならない。従って、放射線防護の観点からはエネルギーの低い粒子の反応も含めて考えなければならない。ここでは蒸発モデル、前平衡モデル、核内カスケードモデルについて触れる。なお、エネルギーの高い重イオンが入射する場合の核反応の取り扱いについては、近年、量子分子動力学による取り扱い法が開発され、今後の発展が期待されている。

§ 2-2 蒸発モデル

入射粒子のエネルギーが比較的低い場合は、入射粒子は標的核の中の核子との衝突を繰り返し、入射エネルギーは標的核の励起エネルギーに転換され、ある温度の熱的平衡状態を形成する。この励起状態から粒子放出が起こる場合、どのようなエネルギーの粒子が放出され易いかは、放出さ

れた粒子の占める位相空間での体積と、放出後の原子核の状態密度に依存する。まず、温度の高い状態の状態密度を求める必要があるので、フェルミガモデルを用いた状態密度について記述する。

(1) フェルミガス模型と準位密度

フェルミガスモデルでは系の温度が T のときエネルギー E を持つ粒子の存在する確率は

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (2-1)$$

で表される。この分布を図1に示す。系全体のエネルギー $E(T)$ は kT/E_F で展開して積分すると

$$E(T) = \frac{3}{5} A E_F \left\{ 1 + \frac{5}{12} \pi^2 \left(\frac{kT}{E_F} \right)^2 - \frac{\pi^4}{16} \left(\frac{kT}{E_F} \right)^4 + \dots \right\} \quad (2-2)$$

を得る。

$T=0$ では $E(0) = 3AE_F/5$ で基底状態のエネルギ

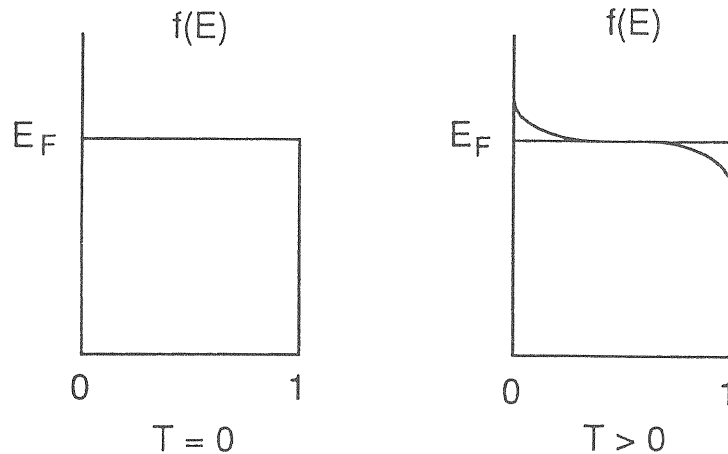


図1 フェルミガスモデルでの粒子分布

横軸は各エネルギー順位に粒子の存在する確率を表す。縦軸はエネルギーを表す。左の図は温度が0度の状態を表す。全ての粒子が基底状態から順にエネルギーの高い順位を占めて、フェルミエネルギー(E_F)まで全ての順位が詰まっている様子を表している。右図は温度が0度より高く、 E_F より少し低い順位の粒子の一部が E_F より高い順位に励起している様子を表す。

一を表す。励起エネルギーを $E_x = E(T) - E(0)$ とし
て表すと、 $kT/E_F \ll 1$ のとき

$$E_x = \frac{\pi^2}{4E_F^2} A(kT)^2 = a(kT)^2 \quad (2-3)$$

これより

$$kT = \sqrt{\frac{E_x}{a}} \quad (2-4)$$

を得る。熱力学のエントロピー S の定義より

$$\begin{aligned} S &= \int_0^T \frac{dE_x}{T} = \int_0^T 2ak^2 dT = 2ak(kT) \\ &= 2k\sqrt{aE_x} \quad (2-5) \end{aligned}$$

となる。統計力学によれば励起エネルギーが E_x と $E_x + dE_x$ の間にあるエネルギー準位の数を $\omega(E_x)dE_x$ とすると

$$S = k \log \omega(E_x) + \text{const} \quad (2-6)$$

と表されるので

$$\omega(E_x) = \text{const} \exp(2\sqrt{aE_x}) \quad (2-7)$$

として表される。

(2) 複合核モデルによる粒子の蒸発

原子核が高い励起状態にあるとき、その状態は粒子を放出して、エネルギーを失う。その様子を図2に示した。

励起状態 C^* から $C^* \rightarrow Y + b$ によって放出される b のスペクトルについて考える。

まず個別釣り合いの定理から

$$k_\alpha^2 \sigma_c(\alpha \rightarrow \beta) = k_\beta^2 \sigma_c(\beta \rightarrow \alpha) \quad (2-8)$$

ここで $\sigma_c(\alpha)$ は複合核からの粒子放出、 $\sigma_c(\beta)$ は粒子

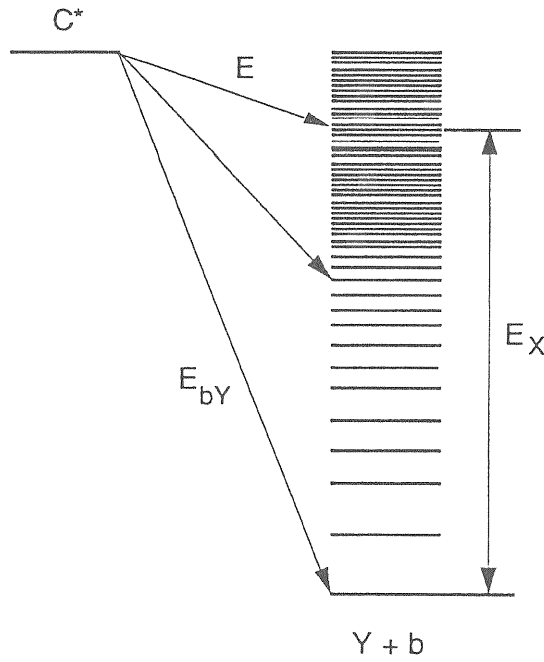


図2 励起状態から粒子が放出される様子。励起状態 C^* から粒子を放出し残留核の励起状態へ転移する様子を示す。粒子のエネルギーを E とし、励起状態のエネルギーを $E_{b\gamma}$ とすると、粒子放出後の励起エネルギーは E_x で表される。

が入って複合核を形成する場合の断面積。 k は粒子の波数を表す。 C^* から β チャンネルへの分岐比を $G_c(\beta)$ とすると、上式は

$$k_\alpha^2 \sigma_c(\alpha) G_c(\beta) = k_\beta^2 \sigma_c(\beta) G_c(\alpha) \quad (2-9)$$

となる。これより

$$\frac{k_\alpha^2 \sigma_c(\alpha)}{G_c(\alpha)} = \frac{k_\beta^2 \sigma_c(\beta)}{G_c(\beta)} = \text{const} \quad (2-10)$$

const はチャンネルによらない定数である。従って分岐比 $G_c(\beta)$ は

$$G_c(\beta) = \text{const} k_\beta^2 \sigma_c(\beta) \quad (2-11)$$

となり、複合核形成の断面積で表される。粒子のエネルギー E_0 が E と $E+dE$ の間のエネルギーを持つ

分岐比が粒子 b のエネルギースペクトル $I(E_b)dE$ を表すから

$$\begin{aligned} I(E_b)dE &= \sum_{E < E_b < E+dE} G_c(\beta) \\ &= \text{const} E \sigma_c(E) \omega(E_x) \end{aligned} \quad (2-12)$$

ここで $\omega(E_x)$ は励起エネルギー E_x での準位密度である。準位密度はエントロピーより求められるので、エントロピーを $E \ll E_{b\gamma}$ として、 E_x を $E_{b\gamma}$ のまわりで展開すると

$$S(E_x) = S(E_{b\gamma} - E) = S(E_{b\gamma}) - E \left(\frac{dS}{dE} \right)_{E_x=E_{b\gamma}} + \dots \quad (2-13)$$

残留核 Y の温度 T を

$$\left(\frac{dS}{dE} \right)_{E_x=E_{b\gamma}} = \frac{1}{T(E_{b\gamma})} \quad (2-14)$$

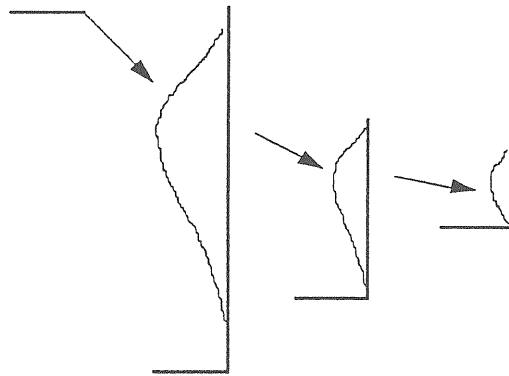


図3 励起状態にある原子核が粒子を放出して低い励起状態に転移する様子。縦軸は励起エネルギーを表す。粒子は、系の温度で決まるマクスウェル分布に従うスペクトルを持つ。放出粒子が中性子とすると、図は3個の中性子を放出する反応に対応する。

とすると $S = k \log \omega$ より

$$\omega(E_X) = \text{const} \exp\left[-\frac{E}{kT(E_b \gamma)}\right] \quad (2-15)$$

これより

$$I(E)dE = \text{const} E \sigma_c(E) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2-16)$$

放出粒子が中性子であれば、 E の極めて小さい値を除いて $\sigma_c(E)$ はほぼ一定と考えられるので

$$I(E)dE = \text{const} E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2-17)$$

となりマクスウェル分布となる。

蒸発モデルでは励起エネルギーが高ければ図3に示すように、つぎつぎに中性子を放出する。従って、核反応の励起関数は、エネルギーが上がるにつれて、中性子放出数の多い反応チャンネルが順次現われる。図4に $^{181}\text{Ta}(d, yp, xn)$ 反応に対して得られた反応断面積のエネルギー依存性(励起関数という)を示す。また図5に蒸発モデルで計算された $^{181}\text{Ta}(d, xn)$ 反応の励起関数を示した。

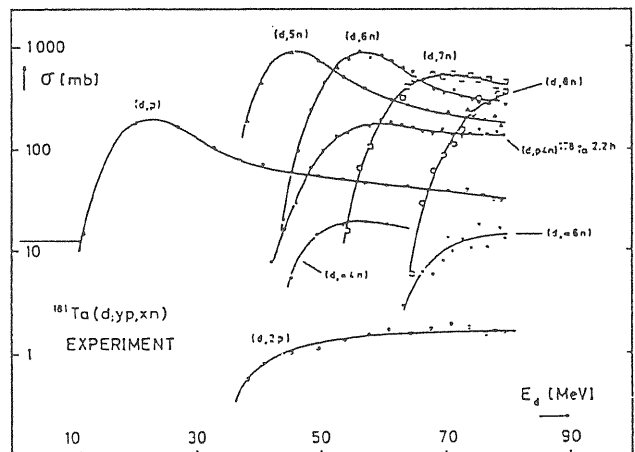


図4 重陽子入射の $^{181}\text{Ta}(d, yp, xn)$ 反応に対する励起関数。横軸は入射重陽子のエネルギー、縦軸は反応断面積

蒸発モデルの特徴は次のようである。

- 1) 中性子の平均エネルギーはおよそ 2MeV 程度で、中性子 1 個放出するのに分離エネルギーを含め約 10MeV 必要なので、励起関数は約 10MeV で反応チャンネルが入れ替わる。
- 2) 中性子のエネルギースペクトルはマクスウェル

分布で表される。

- 3) 中性子の角分布は等方的である。
- 4) 粒子放出後の準位密度だけによるから、核子以外の粒子放出も扱える。

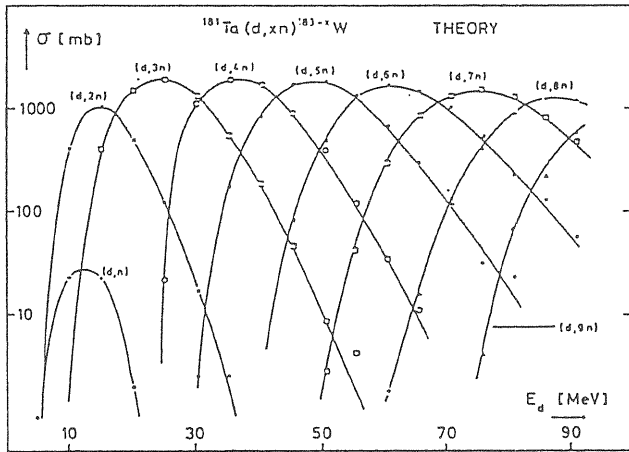


図5 $^{181}\text{Ta}(d, xn)$ 反応に対する蒸発モデルで計算した励起関数。

§ 2-3 前平衡モデル

入射エネルギーが高くなると蒸発モデルでは説明できない前方性の強い高エネルギー粒子の放出が見られる。入射エネルギー62MeVの陽子の照射により放出された陽子スペクトルを図6に示した。

エネルギーが高くなると、放出粒子のスペクトルはマクスウエル分布とは異なり、角分布も等方的ではなくなる。入射エネルギーが上がると、核全体の平衡が達成される前に粒子が放出される。原子核内の核子が入射粒子との散乱で励起され、粒子が高いエネルギー状態へ上がり、粒子が励起した後空孔が生じる。この粒子-空孔対を励起子という。入射粒子と核内核子との散乱により励起子が作られ、励起した粒子がさらに他の核子と散乱して新たな励起子を作る。このように核内での粒子の散乱により励起子数が増加していき、最後に熱的平衡状態へ到達すると考える。平衡状態に至るまでの途中の過程で粒子が放出される場合を前平衡過程での粒子放出

という。この様子を図7に示した。図では1つのエネルギー状態に1個の粒子が入っているように表されているが、エネルギー的に同じでも状態の異なる準位を別の準位として表している。このような密度を状態密度という。

このようにして放出される粒子は、蒸発モデルで放出される粒子とは異なり、角度分布は前方性を示し、エネルギーも高い。励起している粒子が散乱して新たな励起子を作るか、または核外へ放出

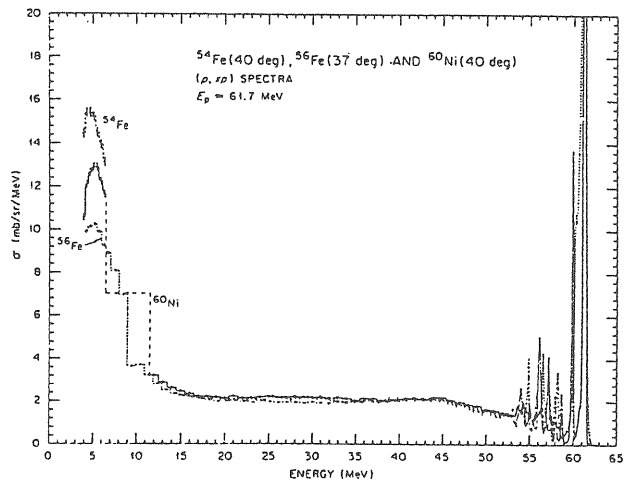


図6 入射エネルギー62MeVの陽子で鉄のターゲットを照射して得られた放出陽子のスペクトル。エネルギーの低い部分はマクスウエル分布で表される蒸発スペクトルが見られる。

されるかは、それぞれの過程の起こりやすさで決まる。これらは、それぞれの過程が起こる確率を表すのにエネルギー幅を用い、放出する確率を表す escape 幅および散乱して新たな励起子を作る spreading 幅を用いて表される。

(1) 状態密度

単一粒子の準位密度を g とすると p 個の粒子(p -particle)、 h 個の粒子(h -hole)、励起エネルギー E の状態の状態密度 $\omega_{p,h}(E)$ は次のように与えられる。

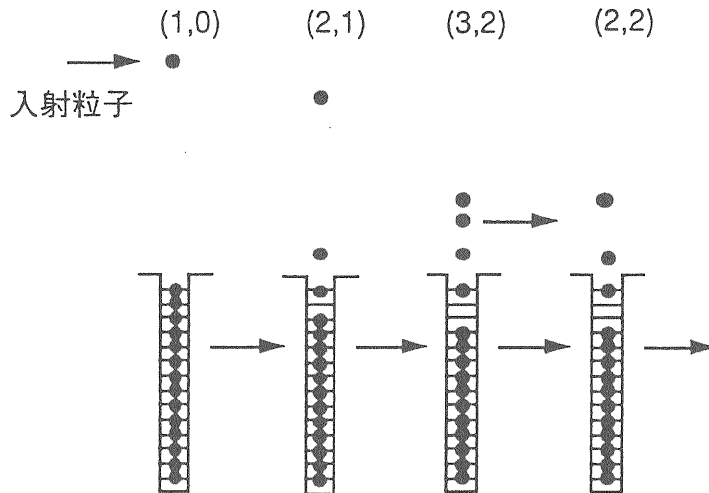


図7 入射粒子が原子核内に入り、核子と衝突を繰り返し励起子が増える様子。入射した状態では励起した粒子が1個で空孔が無いので(1,0)と表す。衝突をすると励起した粒子が2個で空孔が1個なので(2,1)と表す。(3,2)の状態から1個粒子が放出され、(2,2)の状態を作っている。

などで与えられる。一般的に

$$\omega_{p,h}(E) = \frac{1}{\left(\frac{p}{m}\right)\left(\frac{h}{n}\right)} \int_0^E \omega_{m,n}(\epsilon) \omega_{p-m,h-n}(E-\epsilon) d\epsilon \quad (2-18)$$

$$\omega_{p,h}(E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p!h!(p+h-1)!} \quad (2-19)$$

ここで、 $\omega(1,0) = \omega(0,1) = g$ であるので、(2-18)式は具体的に表すと、例えば

$$\omega_{2,0}(E) = \frac{1}{2} g(gE) \quad \omega_{3,2}(E) = \frac{1}{2!3!} g(gE)^2$$

で与えられる。

(2) 粒子放出

原子核の励起状態 A から中性子を放出して残留核 B ができる場合、逆過程を考えると図8のように

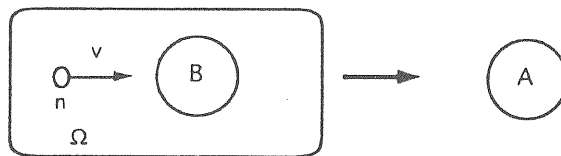


図8 体積 Ω の中にターゲット核Bがあり、中性子を捕獲して核Aができる場合

体積 Ω の中に一個のターゲット核Bと一個の中性子があり、1秒間に核Bと中性子が会って中性子を捕獲してAになる確率 Wc は次のように与えられる。1秒間に標的核Bと中性子が出会う確率は単位体

積あたり、核Bの数は $1/\Omega$ 、中性子の数は v/Ω だから v/Ω^2 となる。出会ってくっつく確率を σ とすると、単位体積当り $\sigma v/\Omega^2$ で、 Ω 全体では $\sigma v/\Omega$ 。したがって

$$W_c = \frac{\sigma v}{\Omega} \quad (2-20)$$

で表される。逆過程の確率 $W_n d\varepsilon$ は W_c を、中性子を捕獲できる状態数 $\omega_A(E_A) d\varepsilon$ で割って $A(E_A)$ が崩壊できる状態数 $\omega_B(E_B) d\varepsilon$ を掛ければよい。中性子が体積 Ω で ε と $\varepsilon + d\varepsilon$ にある状態数は

$$\frac{4\pi p^2 dp}{2\pi\hbar^3} \frac{d\varepsilon}{dp} = \frac{\Omega m}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{2m\varepsilon} d\varepsilon \quad (2-21)$$

なので

$$\begin{aligned} W_n(\varepsilon) d\varepsilon &= W_c \frac{\omega_B(E_B) d\varepsilon}{\omega_A(E_A) d\varepsilon} \frac{\Omega m}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{2m\varepsilon} d\varepsilon \\ &= \sigma \frac{m\varepsilon}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\omega_B(E_B)}{\omega_A(E_A)} d\varepsilon \end{aligned} \quad (2-22)$$

となる。核子のスピンを s 、今考えている粒子を選ぶ確率を Λ とすると

$$W_n(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2s+1}{\pi^2 \hbar^3} m\varepsilon \sigma \Lambda \frac{\omega(E-\varepsilon-B, p-1, h)}{\omega(E, p, h)} d\varepsilon \quad (2-23)$$

ここで、前出の状態密度およびクーロン斥力を考慮した反応断面積

$$\sigma = \pi R^2 \left(1 - \frac{V_C}{\varepsilon}\right) \quad (2-24)$$

を用いると $s=1/2$ として、励起子状態 (p, h, E) からの粒子の放出確率は

$$\begin{aligned} W_n(\varepsilon) d\varepsilon &= \frac{2mR^2}{\pi\hbar^3} \Lambda (\varepsilon - V_C) \frac{p(p+h-1)}{gE} \\ &\quad \times \left(\frac{E-\varepsilon-B}{E}\right)^{p+h-2} \left(\frac{A-1}{A}\right)^{p+h-1} d\varepsilon \end{aligned} \quad (2-25)$$

で与えられる。B は粒子の結合エネルギーである。

(3) 励起子数の変化の確率

状態の変化する確率 W は

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{mn}|^2 \omega_{m \rightarrow n} \quad (2-26)$$

$|M_{mn}|^2$ は励起子数が m から n へ変化する行列要素で m, n によらない平均値を用いる。 ω_{mn} は次のようにする。 (p, h, E) の系で一つの粒子が ε と $\varepsilon + d\varepsilon$ の間のエネルギーを持ち、残りが $E - \varepsilon$ のエネルギーを持つ相対確率は

$$p_1(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\omega(p-1, h, E-\varepsilon) \omega(1, 0, \varepsilon)}{\omega(p, h, E)} d\varepsilon \quad (2-27)$$

ここで

$$\int_0^E p_1(\varepsilon) d\varepsilon = p, \quad \omega(1, 0, \varepsilon) = g \quad (2-28)$$

粒子または空孔が散乱して新しい粒子-空孔ペアができ、新しい粒子-空孔ペアと粒子または空孔がエネルギー ε を持つ状態密度 ω^+ は

$$\begin{aligned} \omega^+ &= \frac{g}{\omega(p, h, E)} \left[\int_0^E \omega(p-1, h, E-\varepsilon) \omega(2, 1, \varepsilon) d\varepsilon \right. \\ &\quad \left. + \int_0^E \omega(p, h-1, E-\varepsilon) \omega(1, 2, \varepsilon) d\varepsilon \right] \\ &= \frac{1}{2} g(gE)^2 \frac{1}{p+h+1} \end{aligned} \quad (2-29)$$

これより、励起子の増える確率 W^+ は

$$W^+ = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{n \rightarrow n+2}|^2 \frac{g(gE)^2}{2(p+h+1)} \quad (2-30)$$

となる。また、 $n \rightarrow n+2$ のときは粒子と空孔が消滅して全てのエネルギーを持って粒子または空孔が

励起する。励起子の減るときの準位密度 ω^- は

$$\begin{aligned} \omega^- &= \frac{1}{2\alpha(p, h, E)} \int_0^E g d\varepsilon_1 \int_0^{E-\varepsilon_1} g d\varepsilon_2 \\ &\times \int_0^{E-\varepsilon_1-\varepsilon_2} g d\varepsilon_3 \times [\alpha(p-2, h-1, E-\varepsilon_1-\varepsilon_2-\varepsilon_3) \\ &\times \omega(1, 0, \varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3) + \alpha(p-1, h-2, E-\varepsilon_1-\varepsilon_2-\varepsilon_3) \\ &\times \omega(0, 1, \varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3)] \quad (2-31) \end{aligned}$$

これより、励起子の減る確率 W^- は

$$W^- = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{n \rightarrow n-2}|^2 \frac{2g}{2} ph(p+h-2) \quad (2-32)$$

で与えられる。

(4) 行列要素 $|M|$ について

核内での平均自由行程はパウリ禁止則を考慮にいれた核子-核子散乱より計算できる。これは菊池-河合により与えられていて、これを λ_k とする。核子-核子散乱であるので

$$\lambda_k(\varepsilon) = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{13}|^2 \omega(2, 1, \varepsilon) \quad (2-33)$$

で表されるから、これより $|M|$ を求めることができる。 $|M_{mn}|^2 = |M_{13}|^2$ とおいて、 W^+ 、 W^- を求める。 λ_k はエネルギーに依存する。これを

$$\lambda_k = a\varepsilon + b\varepsilon^2 \quad (2-34)$$

として W^+ 、 W^- を求めるときに積分の中へ入れて求める。これより

$$W^+ = aE + \frac{2bE^2}{p+h+1} \quad (2-35)$$

$$W^- = \frac{ph(p+h-1)(p+h-2)}{(gE)^2} [aE + \frac{2bE^2}{p+h-1}] \quad (2-36)$$

を得る。

(5) 放出される粒子のエネルギースペクトル

ある励起子状態 (p, h, E) からエネルギー ε の粒子が放出される確率は $W_n(\varepsilon)$ で与えられるから、その励起子状態の寿命を $\tau_{p, h, E}$ とすると、全ての励起子状態からの放出粒子を加えたものが前平衡過程で放出される粒子のエネルギースペクトルになる。つまり、

$$W(\varepsilon) = \sum \tau_{p, h, E} W_n(p, h, \varepsilon) \quad (2-37)$$

として得られる。ここで励起子状態の寿命は、励起子数が増えるばかりなら、励起子数の増える確率から

$$\tau_{p, h, E} = \frac{1}{W^+(p, h, E)} \quad (2-38)$$

として求まる。この場合には励起子状態 (p, h, E) へ到達する確率を求め、そこでの放出確率を用いてエネルギースペクトルを計算することができる。

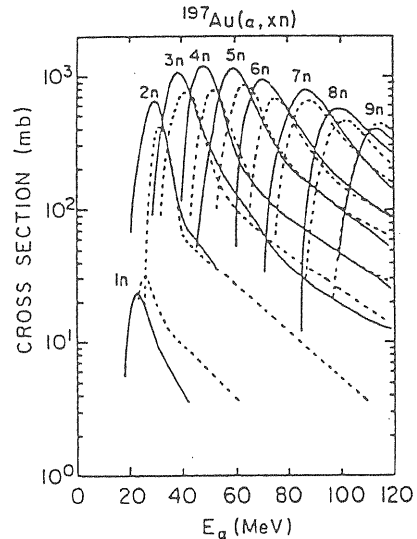


図9 前平衡モデルを用いて計算した励起関数、実線は実験値、点線は計算値。図5では各反応チャンネルはあまり高いエネルギーまで延びていないが、この図では高いエネルギーにまでのびている。

実際には減る確率もあるので、放出確率、励起子の増える確率、励起子の減る確率からそれぞれの確率を求め、核励起子状態でどこへ進むかをモンテカルロ法で選びながら計算をしていく。前平衡モデルを用いて計算した励起関数を図9に示した。

励起子モデルの特徴

- 1) 複合粒子の入射の場合、粒子の持ち込む全エネルギーが励起エネルギーとなるので、放出される粒子の最大エネルギーは入射粒子の全エネルギーまで取れる。
- 2) 角分布は入射粒子について追うことはできるが、2番目以降に放出される粒子については計算

できない。

- 3) 放出される粒子が複合粒子である場合には対応できない。

§2-4 核内カスケードモデル

入射エネルギーがさらに高くなると、原子核を形作るポテンシャルエネルギーよりはるかに高くなり、原子核全体との散乱という様子はなくなり、入射粒子と核内の核子との核子-核子散乱が次々に起こるとして扱える。このように入射粒子が核内核子と衝突し、反跳された粒子が他の粒子と衝突するこのようにして衝突の様子が滝のように広がることからカスケードモデルといわれる。

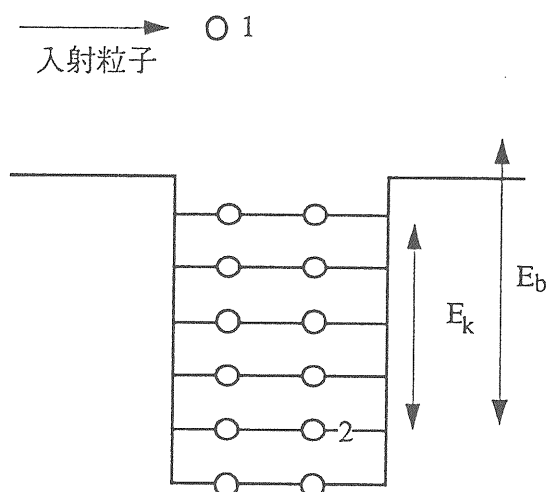


図10 入射粒子と核内核子との散乱。核子1と核子2が散乱する場合、散乱後のエネルギーが E_k より低い時には粒子2の行き先が全部詰まっていて散乱できない。散乱後のエネルギーがクーロンエネルギーを入れたエネルギー E_b より高いと核子は核外へ飛び出す。

(1) 散乱の扱い

核子-核子散乱は自由空間での散乱と同じとする。但し、パウリの禁止則を考慮する。つまり、図10で粒子1と粒子2が衝突するとき、衝突後の粒子2のエネルギーが E_k より小さいときはパウリ禁止則で散乱しない。衝突後の粒子2のエネルギーが E_b より小さいとき粒子2は核内に留まる。核子の散乱の角分布は重心系で

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = K(A \cos^4 \theta + B \cos^2 \theta + 1) \quad (2-39)$$

とし、A、Bはp-p, p-n, n-nの組み合わせおよびエネルギーで異なる値を持つ。断面積については実験値を用いる。パイオンについては、パイオン生成(1個生成、2個生成など)、パイオン散乱、電荷

交換反応、パイオン吸収を入れる。

(2) 核モデル

核のモデルは

大きさ:	$\pi(r_0 A^{1/3})^2$ 幾何学的断面積
結合エネルギー:	7MeV 程度
ポテンシャル	
エネルギー:	40MeV 程度
核子密度:	図 11 のように径により密度を変える。

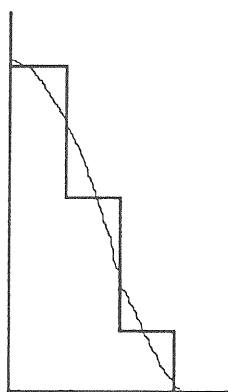


図 11 核内で半径により核子密度を変える。

入射粒子と核内核子が散乱し、散乱で反跳された粒子がさらに他の核子を散乱する。このような過程をモンテカルロ法で全ての粒子に対して追跡して計算する。さらに核外へ放出された粒子が他の原子核と衝突して新たな核反応を起こす核外カスケードも計算できるコードが開発されている。このようなコードに HETC や NMTC などがある。

(4) 軽イオンモデル

入射粒子が軽イオン (p,d, α) に対しては、一度に複数の粒子が入射して、本質的にはそれぞれの核子が核子-核子散乱するという考えで扱う。入射粒子の中の個々の粒子のエネルギーは同じとして、核子のエネルギーは $(E \cdot E_0)/A_p$ で与えられるとする。ここで E_0 は入射粒子の中での結合エネルギー、 A_p

は入射粒子の質量、入射粒子の大きさは重陽子の半径を 2.19fm として $A^{1/3}$ でスケールするとしている。

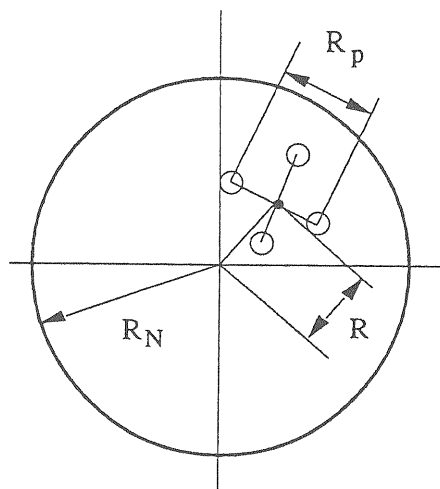


図 12 軽イオンモデルでは、入射軽イオンを核子の集まりが衝突したとして扱う。図では半径 R_N のターゲットにアルファ粒子が衝突した場合の扱いを示す。

図 12 では半径 R_p の粒子と半径 R_N の粒子との衝突の扱いを示す。つまり、

R_p : 入射粒子の半径

R : 相対距離

R_N : 標的核の半径

としている。図 13 および図 14 に 256MeV 陽子で炭素及びアルミニウムターゲットを照射したときに放出される中性子のスペクトルとカスケードモデルを用いて計算した結果を示す。

核内カスケードモデルの特徴

- 1) 入射粒子のエネルギーが核のポテンシャルエネルギーよりも十分大きいところで成り立つ。
- 2) 複合粒子の入射や放出を扱うことはできない。
- 3) 核外カスケードにも使われ、広く応用に用いられている。

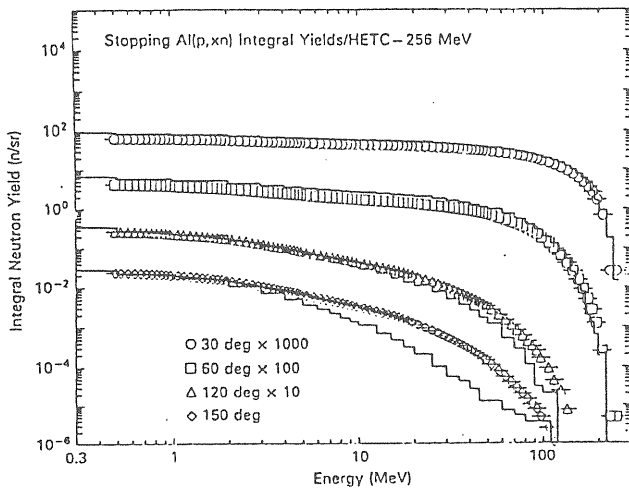


図 12 256MeV 陽子と炭素ターゲットとの反応により放出された中性子のスペクトル。実線は HETC による計算。

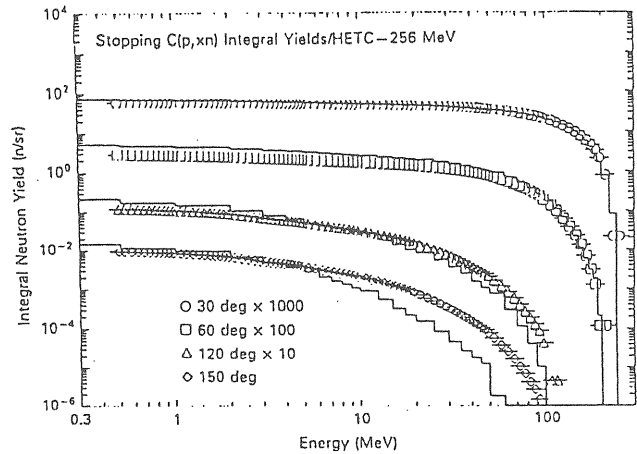


図 13 256MeV 陽子とアルミニウムターゲットとの反応により放出された中性子のスペクトル。実線は HETC による計算

第 3 章 放射線の物質内での挙動

加速器施設の放射線防護に関する設計は加速器エネルギーにより発生する中性子のエネルギーが異なるため、施設外での線量などの評価をする方法が一通りではなく、扱うエネルギー範囲により異なった手法が用いられている。これらの問題を扱った包括的な参考書 [1] が出版されているのでそれを参照することが望ましい。

§ 3-1 中性子輸送方程式

(1) 中性子束など

物質中での放射線の挙動を考えると、単位体積中の、あるいは単位面積を通過する中性子または光子の数を扱うことになる。中性子および光子の挙動を記述するには、粒子の位置だけではなく、進行方向やエネルギーも必要となる。このために、いくつかの量が定義されている。

中性子の挙動を記述するために、角中性子密度を次のように定義している。ある時刻 t において、 r

のまわりの d^3r の中で、 E と $E+dE$ のエネルギーを持ち、 Ω の方向の立体角 $d\Omega$ の中の中性子数 $N(r, E, \Omega, t)$ を角中性子密度という。中性子の速度を v とすると、 $\Omega = v/|v|$ で与えられる。角中性子密度に速さ v をかけたものを角中性子束 Φ といい

$$\Phi(r, E, \Omega, t) = v N(r, E, \Omega, t) \quad (3-1)$$

で表す。これは大きさのみを表すスカラー量である。方向を含めたベクトル中性子束 Φ は

$$\Phi(r, E, \Omega, t) = \Omega \Phi(r, E, \Omega, t) \quad (3-2)$$

で与えられる。

(2) 中性子輸送方程式

ある体積 V 内での中性子の増減のバランスを考える。エネルギーが E と $E+dE$ の中にあり、 Ω 方向の立体角 $d\Omega$ 内にある V 内の中性子数 n は

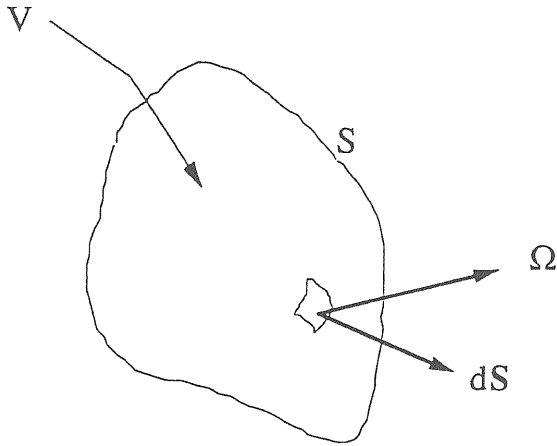


図 15 ある体積内に入ってくる中性子と、出ていく中性子の釣り合いを考える。

$$n = \left[\int_V N(\mathbf{r}, E, \Omega) d^3r \right] dE d\Omega \quad (3-3)$$

で与えられる。この中性子数の時間変化は、中性子の釣り合いで表される。

$$n \text{ の時間変化} = (\text{V 内で得られる数}) \\ - (\text{V 内で失われる量})$$

で表される。体積 V が時間によらなければ

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_V N(\mathbf{r}, E, \Omega, t) d^3r \right] dE d\Omega \\ = \left[\int_V \frac{\partial N}{\partial t} d^3r \right] dE d\Omega \quad (3-4)$$

となる。体積 V の中の中性子の増減は次の過程による。

- ① 体積 V の中の中性子の発生で中性子線源または核分裂などで増えるものを表す。
- ② 体積 V の表面 S を通って中へ入る中性子と表面 S を通って外へ出る中性子による正味の外へ出る中性子。

- ③ 体積 V 内で散乱して E' から E へ、 Ω' から Ω へ変り増える中性子。
 - ④ 体積 V 内で核反応を起こし、方向やエネルギーが変化したり、吸収されたりして減る中性子。
- 以下にそれぞれの項を表す。

- ① r のまわりの d^3r 、E と E + dE のエネルギー、 Ω の方向の $d\Omega$ に現れる中性子を $s(\mathbf{r}, E, \Omega) d^3r dE d\Omega$ で表すと体積 V の中では

$$\left[\int_V s(\mathbf{r}, E, \Omega) d^3r \right] dE d\Omega \quad (3-5)$$

で与えられる。

- ② 体積 V から正味外へ出る中性子はベクトル中性子束 Φ を用いて表すと、E、 Ω の中性子が面素 dS から外へ出る率は

$$\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dS = v\Omega N(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dS \quad (3-6)$$

である。全表面から外へ出る率は

$$\int_S v\Omega N(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dS \quad (3-7)$$

表面積分を次式により体積積分に書き換える

$$\int_S A(\mathbf{r}) dS = \int_V \nabla \cdot A(\mathbf{r}) d^3r \quad (3-8)$$

v は r に依存しないので $\nabla \cdot v\Omega = v\Omega \cdot \nabla$ を用いて

$$\left[\int_S v\Omega N(\mathbf{r}, E, \Omega, t) dS \right] dE d\Omega \\ = \left[\int_V \nabla \cdot v\Omega N(\mathbf{r}, E, \Omega, t) d^3r \right] dE d\Omega \\ = \left[\int_V v\Omega \cdot \nabla N(\mathbf{r}, E, \Omega, t) d^3r \right] dE d\Omega \quad (3-9)$$

- ③ 散乱による項は、散乱微分断面積に単位体積当た

$$\left[\int_V \left\{ \int_{4\pi} d\Omega' \int_0^\infty v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) N(r, E', \Omega', t) dE' d^3r \right\} dE d\Omega \right] \quad (3-10)$$

りの原子数をかけた散乱マクロ微分断面積 Σ_s を用いて次式で表される。

④体積 V 内で核反応により中性子が失われる分は全マクロ断面積 Σ_t を用いて表す。このとき、中性子が点 r で核反応を起こす率は単位体積当たり $v\Sigma_t N(r, E, \Omega, t)$ で表されることを用いて

$$\left[\int_V v\Sigma_t(r, E) N(r, E, \Omega, t) d^3r \right] dE d\Omega \quad (3-11)$$

これらを用いて体積 V 内の中性子の変化率は次式で表される。

$$\int_V \left[\frac{\partial N}{\partial t} + v\Omega \cdot \nabla N + v\Sigma_t N(r, E, \Omega, t) - \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) N(r, E', \Omega', t) - s(r, E, \Omega, t) \right] d^3r dE d\Omega = 0 \quad (3-12)$$

これより、中性子の釣り合いの式が求められる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N}{\partial t} + v\Omega \cdot \nabla N + v\Sigma_t N(r, E, \Omega, t) \\ &= \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) N(r, E', \Omega', t) \\ &+ s(r, E, \Omega, t) \end{aligned} \quad (3-13)$$

または角中性子束 $vN = \Phi$ を用いて、

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N}{\partial t} = -\Omega \cdot \nabla \Phi(r, E, \Omega, t) - \Sigma_t \Phi(r, E, \Omega, t) \\ &+ \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \Phi(r, E', \Omega', t) \\ &+ s(r, E, \Omega, t) \end{aligned} \quad (3-14)$$

と表される。遮蔽を考えるとときには加速器の運転状況は一定とするので、中性子密度は時間的に変化しない。従って、

$$\begin{aligned} & \Omega \cdot \nabla \Phi(r, E, \Omega, t) + \Sigma_t \Phi(r, E, \Omega, t) \\ &+ \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \Phi(r, E', \Omega', t) \\ &= s(r, E, \Omega, t) \end{aligned} \quad (3-15)$$

この式を1次元体系で解くコード ANISN や2次元体系で解く DOT がよく使われる。

1次元体系では、方向ベクトル Ω は

$$\Omega = \sin\theta \cos\phi e_x + \sin\theta \sin\phi e_y + \cos\theta e_z \quad (3-16)$$

で与えられる。1次元体系では x 方向を考えると、 $\theta = 90^\circ$ で、 y および z 方向の変化は無いので $\mu = \cos\phi$ として

$$\begin{aligned} & \mu \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \Sigma_t \Phi(x, E, \Omega, t) \\ &+ \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' v' \Sigma_s(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) \Phi(x, E', \Omega', t) \\ &= s(x, E, \Omega, t) \end{aligned} \quad (3-17)$$

となる。コードの中では r, E, Ω で表される空間をメッシュに分割して角度分点ごとに輸送方程式を解いている。このような輸送方程式を解くには、核反応のデータ Σ_s や Σ_t が実験的に分かっている必要がある。これらのデータとしては公開されているデータライブラリーを用いることができる。

§ 3-2 高エネルギー加速器の遮蔽

(1) 高エネルギー核反応の扱い

エネルギーの高い加速器では、放出される中性子のエネルギーも高くなり、輸送方程式を解くためのデータがほとんど無いというのが現状である。このために高エネルギー粒子の物質内での挙動を評価するには、第2章で述べたように核内カスケードモデルをモンテカルロ法を用いて解き、さらに発生した粒子についての物質内での挙動をモンテカルロ法で解くコードが使われる。よく用いられているコードにNMTCやHETCなどがある。核反応のモデルとしては核内カスケードモデルが用いられているが、近年、前平衡過程を取り入れた改良型も用いられている。また、高エネルギー重イオン反応を量子分子動力学を用いて記述する核反応モデルを取り入れる試みもなされている。

(2) Moyer モデル

実際の加速器施設の遮蔽については、体系が非常に大きくなるので、計算機の能力が上がったとはいえ、実際の施設設計の際にこのようなモンテカルロ法を用いたカスケードモデルによるコードを用いることはできない。このため、実際の高エネルギー加速器施設における遮蔽は、高エネルギー加速器施設で行なわれた実験をもとに実験式が作られ、それらを用いて設計がなされているのが現状である。よく用いられている方法にMoyerモデルがあるので、それについて説明する。

高エネルギー加速器遮蔽という観点から中性子の遮蔽の透過が重要である。高エネルギー中性子と各種のターゲットとの非弾性散乱の断面積をみる

と図16に示すように100MeV以上では一定の値になることが分かる。

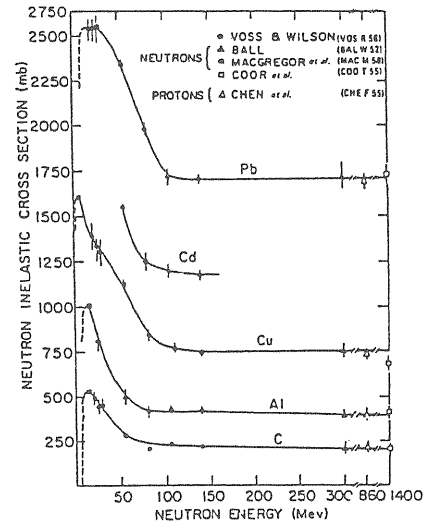


図16 炭素、アルミニウム、銅、鉛に対する中性子の非弾性散乱断面積

また、エネルギーの低い中性子の非弾性散乱の断面積が大きいため、遮蔽体が十分厚い場合には低エネルギー中性子は途中で吸収される。従って、遮蔽体のある厚さより外側では高エネルギー中性子の核反応により生じた中性子が遮蔽体を透過する。エネルギーの高い中性子の非弾性散乱断面積が一定であるために、遮蔽体内のどこでも同じ中性子スペクトルとなり、これが厚さとともに減衰する。このため、遮蔽体外部での線量率の減衰は高エネルギー中性子の減衰と一致することになる。

1) 点線源

図17のようにターゲットに高エネルギー陽子が当たることにより発生する点線源を考える。

中性子だけが考慮すべき2次粒子だとすると、P点での線量は

$$H = \frac{1}{2} \int_r F(E) B(E, \theta) \cdot \exp[-b(\theta)/\lambda(E)] \times \frac{d^2n}{dE d\Omega} \cdot dE \quad (3-18)$$

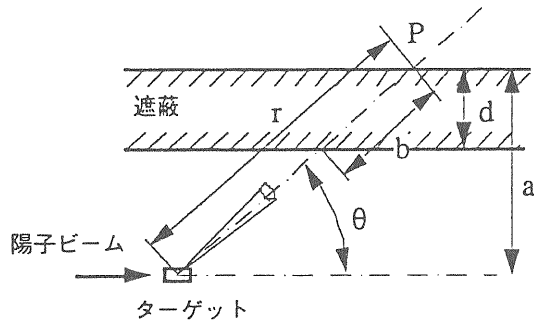


図 17 ビームと遮蔽の関係 ターゲットから θ 方向で遮蔽体の外側の点Pでの評価をする。

で与えられる。ここで

- r: 線源からの距離(m)
- F: 中性子束から線量当量への換算係数
- B: ビルドアップ因子
- b: 遮蔽の厚さ(g/cm²)
- λ : 減弱距離(g/cm²)
- $d^2n/dE d\Omega$: θ 方向の単位立体角単位エネルギー当たりの中性子強度

150MeV 以上の中性子の減弱はエネルギーによらずほぼ一定で、ターゲットで発生した低エネルギー中性子は急速に減衰することから、十分厚い遮蔽の中では中性子スペクトルは平衡となり、(3-18)式は簡単な1群近似で表せる。

$$\dot{H} = H_0(E_p) J \frac{1}{r^2} \exp(-\beta\theta) \exp\left(-\frac{b}{\lambda}\right) \quad (3-19)$$

ここで

- H_0 : 実験的に求められた線量への換算係数 (Sv m² s⁻¹)
- E_p : 陽子エネルギー
- J: ターゲットで失われた陽子数 (個 s⁻¹)
- r: ターゲットからの距離(m)
- β : 角度依存性を表すパラメータ
- b: 遮蔽の厚さ(g/cm²)

$$\lambda: \text{源弱距離} = d/\sin\theta \text{ (g/cm}^2\text{)}$$

である。

2) 線状線源

加速器やビームラインではビーム損失が、局部的に起こる場合もあるが、場所を特定できない様な損失も起こる。ビーム損失がビームラインに沿って、一様で線状に起こる場合について考える。

図 17 に示す配置で、ターゲットが無く、ビーム損失がビームラインに沿って起こる場合にも Moyer モデルは適用できる。この場合、式(3-19)は変形されて

$$\dot{H} = \frac{dJ}{dL} H_0(E_p) \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta\theta) \exp\left(-\frac{d}{\lambda \sin\theta}\right) \frac{1}{r^2} dz \quad (3-20)$$

ビームの方向をz方向とした。ここで

$$dJ/dL: \text{単位長さ当たりのビームロスの割合 (個 s}^{-1}\text{ m}^{-1}\text{)}$$

$$d: \text{遮蔽体の厚さ(g cm}^{-2}\text{)}$$

その他は(3-19)式と同じ。r, z を θ を使って表すと

$$r = a/\sin\theta$$

$$z = a \tan\theta$$

であるので

$$\dot{H} = \frac{dJ}{dL} H_0 \frac{1}{a} \int_0^\pi \exp(-\beta\theta) \exp\left(-\frac{d}{\lambda \sin\theta}\right) d\theta \quad (3-21)$$

となる。積分を Moyer 積分 $M(\theta, d/\lambda)$ で表すと

$$\dot{H} = \frac{dJ}{dL} H_0 \frac{1}{a} M\left(\theta, \frac{d}{\lambda}\right) \quad (3-22)$$

ここで moyer 積分は

$$M(\theta, \frac{d}{\lambda}) = \int_0^{\pi} \exp(-\beta\theta) \exp(-\frac{d}{\lambda \sin \theta}) d\theta$$

(3-23)

で表される。Moyer 積分の値は参考文献 [1] に与えられている。

これらの式は実際の加速器施設での遮蔽実験データを基に求められているので、適用可能な条件は

1) 線減から遮蔽内壁までの距離が 1m 以上あるこ

と。

2) ビーム軸に対して 60° から 120° までの間でのみ有効である。

とされていて、これを外れる条件では他の方法を用いる必要がある。

実験的に求められているパラメータを表 1 に示した。

これらの値は、それぞれの実験で求められているので、 H_0, β, λ の値はセットで用いなければならない。

表 1 Moyer モデルのパラメータ

H_0 (Sv m ²)	β (radian)	λ (g cm ⁻²)				備考
		コンクリート	土	重コン	鉄	
$2.8 \times 10^{-13} E_p^{0.8}$ (5 - 30 GeV)	2.3	120	117	124	144	CERN
$1.61 \times 10^{-13} E_p$ (10 - 500 GeV)	2.3	120	117	124	144	CERN
$0.88 \times 10^{-13} E_p$	2.5	143	143	163	188	KEK

実験の行なわれた通常の遮蔽厚での線量率を求めると、それぞれの値は同じような値を与えるが、実験条件から大きくはずれた、厚い遮蔽などでは異なる値を与える。

る値を与える。

第 4 章 スカイシャイン・迷路

§ 4-1 スカイシャイン

加速器施設では、中性子が発生し、中性子が遮蔽体を透過して、空気により散乱され、施設外での線量を高くする場合がある。これをスカイシャインという。中性子は空気中で多数回の散乱を繰り返して環境中を伝搬するため、輸送計算や、モンテカルロ型の計算を行うには、相当の計算量を必要とする。

大型の加速器施設では、スカイシャインへの寄与を考慮して天井の遮蔽が厚くなっている。このため遮蔽体の中で中性子は平衡スペクトルとなる。中性

子は一般に厚い遮蔽体の外側ではエネルギースペクトルは $1/E_n$ となり、角度分布も等方になる性質がある。中性子の最大エネルギーを加速エネルギーとすれば、遮蔽体の外側での線量を知れば、スカイシャイン線源中性子の全てのパラメータ、すなわち個数、角度エネルギーの分布が定まる。これも用いて既に求められているスカイシャイン計算式を用いることにより環境中の分布を知ることができる。

また、簡易計算法としてはもっと単純化されたモデルでも評価することができる。

(1) スカイシャインカーネルを用いる方法

施設天井面での線量当量が 1Sv の場合の中性子束を ϕ [cm⁻² Sv⁻¹] であるとする。中性子の角度分布が上向き等方とし、エネルギースペクトルが $1/E$ とすると角度束 $\Phi(E, \theta)$ [cm⁻² eV⁻¹ sr⁻¹ Sv⁻¹] は、

$$\Phi(E, \theta) = \frac{\phi}{2\pi E \left(\ln \frac{E_{\max}}{E_{\text{thermal}}} \right)} \quad (4-1)$$

で与えられる。ここで

E: 中性子エネルギー

θ : 面の法線からの角度

E_{\max} : 発生する中性子の最大エネルギー

E_{thermal} : 熱中性子エネルギー

である。線量当量が 1Sv であるから、次式により、 ϕ の値が定まる。

$$1 = \int_{E_{\text{thermal}}}^{E_{\max}} dE \int_0^{2\pi} 2\pi \sin \theta d\theta \Phi(E, \theta) R(E) \quad (4-2)$$

ここで $R(E)$ はいわゆる線量当量換算係数 [Sv cm⁻²] であり、ICRP-21 に与えられている。中村・小佐古の提案したスカイシャイン線量分布を表す式は

$$d(r) = \frac{Q(E, \theta)}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda(E, \theta)}\right) \quad (4-3)$$

で表される[1]。ここで

$d(r)$: 線源から r (m) の位置での中性子とガンマ線の寄与を含めた線量当量

Q: 線源項

λ : 空気の減弱距離

である。最終的に求めるカーネル $D(r, E_{\max})$ は(4-1) と(4-3)を組み合わせて

$$D(r, E_{\max}) = \int_{E_{\text{thermal}}}^{E_{\max}} dE \times \int_0^{\pi/2} 2\pi \sin \theta d\theta d(r) \cos \theta \quad (4-4)$$

(4-4)式の最終項 $\cos \theta$ は中性子の Flux を Leakage に変えるためである。(4-4)式のカーネルを計算した結果を図 18 に示す。

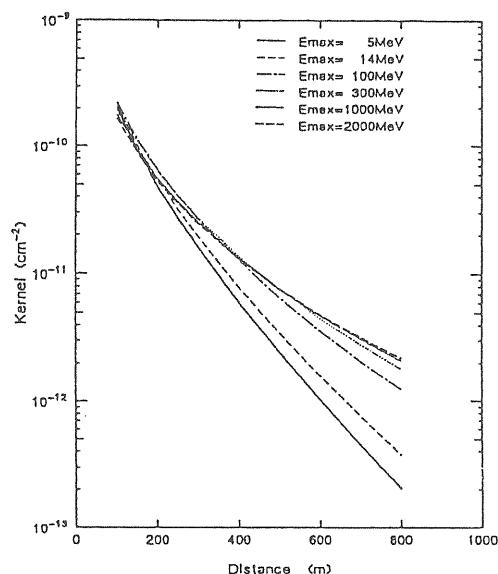


図 18 カーネル $D(r, E_{\max})$ の値

施設の遮蔽計算に当たっては、まず、施設の遮蔽上部の線量分布 H を求め (たとえば Moyer モデルなどで)、それを上面全体にわたり積分した量 K [Sv cm²] をもとめ

$$K = \int_{\text{surface}} H dS \quad (4-5)$$

この値に図 18 に与えられたカーネル D を乗ずれば

$$H_s = K \cdot D \quad (4-6)$$

スカイシャイン線量 H_s を求めることができる。

(2) 簡易計算法

線源から十分離れた敷地境界におけるスカイシャインによる線量率は次式で与えられる。

$$\dot{H}_s = c \int_S \dot{H} dS \frac{\exp(-R/\lambda_a)}{4\pi R^2} \quad (4-7)$$

ここで

H: 遮蔽体表面での線量率(Sv h⁻¹)

c: ビルドアップ係数で、R=0での外挿値は2.8である

λ_a: 空気中での減弱距離で880 mとする。

積分項は施設が点状線源か線状線源かにより異なるが、それぞれ次式で近似できる。

点状線源に対して

$$\int_S \dot{H} dS = \dot{H}_{\max} \pi \left(\frac{r}{2}\right)^2 \quad (4-8)$$

線状線源に対して

$$\int_S \dot{H} dS = \dot{H}_{\max} r L \quad (4-9)$$

ここで

r: 線源から遮蔽体外表面までの距離(m)

L: 実効的な線状線源の長さ(m)

H_{max}: 遮蔽体天井外表面での最大線量率(Sv h⁻¹)

これらの式を用いてスカイシャインの評価を行う。

4.2 迷路

大型加速器施設では、人間の通ることのできるような通路を迷路構造ににして作ることが多い。このような迷路を通して漏れてくる中性子の評価が必要になる。以下にこれまでに得られている評価式を示す。ビームダンプなど中性子線源が室内にあり、その室から迷路が延びている場合、迷路の入り口における線量を用いて迷路を通った後の線量を評価する。

(1) 迷路の入り口での線量

加速器室を同体積の円筒で近似すると、線源から距離 r(m)の所での線量は

$$H(r) = k \left(\frac{1}{r^2} + \frac{4}{r^2 + 4s^2 - 2\sqrt{2}rs} \frac{S'}{S} \right) \quad (4-10)$$

ここで、

k: 規格化定数で線源から1mでの線量当量を用いる。

r: 中性子線源から計算点までの距離。

s: $s = \sqrt{(L_1 L_2)/2}$

L₁, L₂: 加速器室を同体積の円筒で近似したときの直径と長さ。

S: 加速器室内の全表面積

S': 迷路入口から直視できる加速器室内の表面積である。rが室内のときはS'/S = 1である。

(2) 迷路を通った後の線量当量

迷路の構造が図19で表されるとき

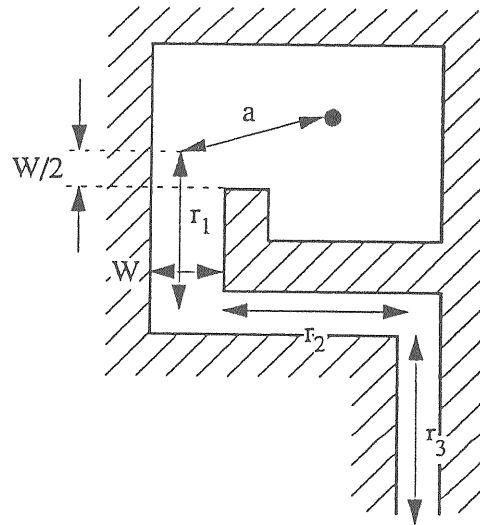


図19 迷路の構造

図のように第1脚、第2脚、第3脚の迷路からなる場合各迷路を通った後の線量当量は次のように表される。第1脚での線量当量は

$$H(r) = H(a) \frac{2a^2}{r^2} \quad (4-11)$$

ここで

a: 中性子源から第1脚入り口までの距離

r₁: 第1脚の入り口からの距離

H(a): 第1脚入り口での線量

である。それ以降の脚では

$$H(r) = H(0)k \frac{\exp(-\frac{r}{0.45}) + 0.022S^{1.3} \exp(-\frac{r}{2.35})}{1 + 0.022S^{1.3}} \quad (4-12)$$

ここで

r: 各脚入り口からの距離(m)

S: 各脚の断面積(m²)

H(0): 各脚入り口における線量当量(Sv)

k: 係数で第2脚では2、その後は1

である。

以上高エネルギー加速器施設の放射線防護に関する基本的な事項について示したが、これ以外に重要な問題としては放射化があげられる。加速器やビームラインの室内の空気の放射化、冷却水の放射化、加速器やビームライン構成機器の放射化は大強度加速器施設では重要な問題である。これらの定量的な評価は非常に困難で、実際に測定された値を基にスケーリングで評価するのが確かな方法である。

参考文献

- [1] 放射線物理と加速器安全の工学 中村尚司著
地人館 1995年