

原子核反応

^{1 2} (*印の項目は (やや) 詳しい内容.)

1 核反応の表記法

以下では原子核反応を核反応と略記する. 入射する相対的に小さな粒子 a (=入射粒子, incident particle) と標的核 A (target nucleus) が種々の相互作用を及ぼしあい, 相対的に小さな粒子 b が放粒子 (projectile) として放出され, 原子核 B (=生成核 product nucleus, または残留核 residual nucleus,) が残ったとする;

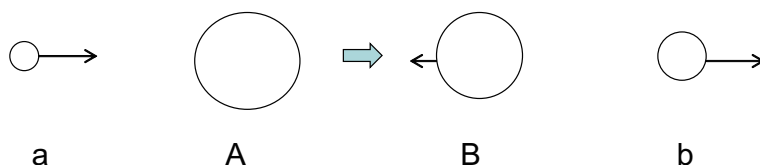
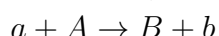


図 1: 核反応の模式図

これを $A(a,b)B$ と略記する. 反応により核子の入れ替えがない場合, $A=B, a=b$ と見なす.

2 核反応の基本的特徴

1. 標的となる原子核 (大きさ 10^{-14}m) が原子 (大きさ 10^{-10}m) に比べて非常に小さいために, 核反応は一般には非常に起こりにくい.
2. 核反応の前後で陽子数 (=電荷), 中性子数, 質量数, 運動量 (ベクトル), 角運動量 (ベクトル), パリティ³が保存される.

¹ファイル名=reaction-text20181101B.tex

²作成者: 岡本良治 (九州工業大学名誉教授). このノートは, 大学の工学部 3, 4 年生対象の講義「原子力概論」用に作成した資料です. 筆者が理解し, かつ納得した事項の覚え書きでもありません. 興味関心をもつ人に対して, できるだけ自足的に理解でき, 独立した立場から客観的な判断材料になれば幸いです. 誤り, 説明の分かりにくい点をお気づきの場合, 本ファイル名 (特に, 作業年月日を示す数値の部分) と該当箇所を特定して, okamoto.ryoji.munakata.at@gmail.com (_at_ を @ に修正後) に電子メールで御連絡願えれば幸いです.

³parity. 微視的な世界の粒子 (量子的粒子) の運動法則である量子力学において, 量子的粒子の状態 (量子状態), あるいは対応する波動関数 ψ は一般に, 座標 (x, y, z) の関数である, すなわち, $\psi = \psi(x, y, z)$. 粒子を考える座標の鏡映反転 $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$ という演算子に対する固有値をパリティと言う. $\psi(-x, -y, -z) = \psi(x, y, z)$ となる場合, 偶パリティ, また $\psi(-x, -y, -z) = -\psi(x, y, z)$ となる場合, 奇パリティと呼ぶ.

3. エネルギー（＝運動エネルギー＋励起エネルギー）と、質量と光速の二乗の積の総和が保存される。しかし、エネルギーは必ずしも保存されない。
4. 核反応後に生成される原子核は一般に放射能をもつ、すなわち不安定で種々の放射線を放出する。

最近のニュース：

雷で発生したガンマ線が大気中の窒素の原子核に当たって中性子や陽電子を生み出し、さらにガンマ線を発生させる反応を検出したと、京都大や東京大、北海道大などの研究チームが2017年11月23日付の英科学誌ネイチャーに発表した。雷

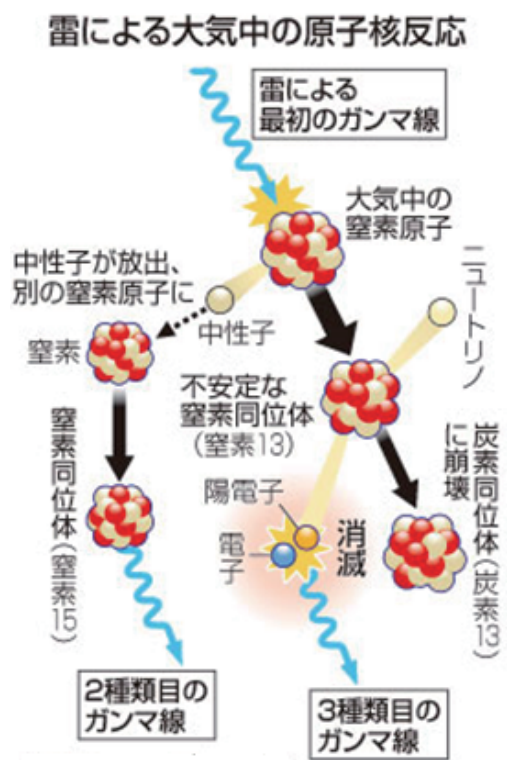


図 2: 雷による核反応.

が起きると、大気中で加速された電子が窒素や酸素に衝突して最初のガンマ線が生じる。このガンマ線がさらに別の窒素に衝突し、中性子と不安定な窒素同位体(窒素13)が発生する。

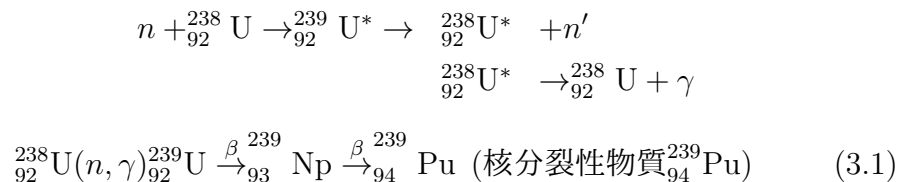
中性子は玉突きのように別の窒素に当たり、2種類目のガンマ線が発生。一方、窒素13は炭素同位体(炭素13)に崩壊し、その際発生した陽電子が大気中の電子と出合って消滅する際、3種類目のガンマ線が発生する。[1]

3 核反応の種類

ここでは、中性子と原子核との反応を中心に説明する。

1. 弾性散乱 (elastic scattering) :これを (n, n) と略記する.
 - (a) 入射粒子と標的核の運動エネルギーの和が保存される.
 - (b) 標的核は励起されない.
 - (c) 中性子はいずれの原子核とも弾性散乱を行うことができる. (原子炉の理論に重要な高速中性子の減速という点から軽い核との反応が重要.)

2. 非弾性散乱 (inelastic scattering) : (n, n') あるいは $(n, n\gamma)$ と略記する,
 - (a) 入射粒子と標的核の運動エネルギーの和が保存されない.
 - (b) 入射粒子と標的核との相互作用により標的核が励起される.
 - (c) 入射粒子の運動エネルギーは一般に減少する (速度は減速される).
 - (d) 標的核の励起エネルギーは離散的であるので, この反応が起こるためには標的核の最低の励起エネルギーを越えるエネルギーが必要である. これを敷居エネルギーとよび, 数百 keV 以上である. 重い原子核はこの敷居値が軽い核のそれよりも低いので, 非弾性散乱が起こりやすい.
 - (e) 同じ入射エネルギーに対しては, 弾性散乱より起こる割合が小さい.
 - (f) 励起状態にある原子核は一般にガンマ線を放出して安定になる.



3. 吸収反応 (absorption): 吸収反応には, 入射粒子を吸収した後, ガンマ線を放出してより安定な状態に変化する場合 (捕獲反応, capture reaction) と, 別の粒子を放出する場合 (粒子放出反応) と核分裂 (nuclear fission) がある.
 - (a) 捕獲反応 (capture): (n, γ) と略記する.
 - i. 中性子が捕獲されて, 複合核⁴の励起状態になり, ガンマ線を放射する.
 - ii. ほとんどの原子核で起こる.

⁴compound nucleus. 核反応において, 入射粒子と標的となる原子核が衝突して形成される, 準安定な励起状態にある原子核

iii. 残留核はベータ放射性であることが多い。

例： ${}^1_1\text{H}(n, \gamma){}^2_1\text{H}$ ；生物作用で重要。

${}^{59}_{27}\text{Co}(n, \gamma){}^{60}_{27}\text{Co}$ ；ガンマ線源

${}^{113}_{48}\text{Cd}(n, \gamma){}^{114}_{48}\text{Cd}$ ； ${}^{113}_{48}\text{Cd}$ は強い中性子吸収材である。

${}^{115}_{49}\text{In}(n, \gamma){}^{116}_{49}\text{In}$ ；中性子照射検出器に利用される。

${}^{151}_{63}\text{Eu}(n, \gamma){}^{152}_{63}\text{Eu}$ ；中性子照射検出器に利用される。

${}^{197}_{79}\text{Au}(n, \gamma){}^{198}_{79}\text{Au} \rightarrow {}^{198}_{80}\text{Hg}$ ；中性子照射検出器に利用される。

${}^{238}_{92}\text{U}(n, \gamma){}^{239}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{239}_{94}\text{Pu}$ ；核分裂性の ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ 生成に利用。

${}^{235}_{92}\text{U}(n, \gamma){}^{236}_{92}\text{U}$ ；核燃料の無駄な消費を示す。

(b) 粒子放出反応:中性子が入射して、陽子などが放出される反応であり、 (n, p) , (n, α) , (n, n) と略記される。荷電粒子が放出される場合には、クーロンポテンシャル障壁に打ち勝つ必要があるので、入射粒子が速度の遅い中性子に対しては原子番号の小さい軽い核に限られる。

i. (n, α) 反応の例；少数の原子核に限られる。

${}^{10}_5\text{B}(n, \alpha){}^7_3\text{Li} + 2.5\text{MeV}$:遅い中性子の吸収，原子炉の制御に利用される。

${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}(\text{T}) + 4.78\text{MeV}$:水爆（核融合兵器）の原理において重要である。

ii. (n, p) 反応の例；高速中性子によって起こる。

${}^{31}_{15}\text{P}(n, p){}^{31}_{14}\text{Si} \rightarrow {}^{31}_{15}\text{P}$

(c) 核分裂 (nuclear fission):

(d) 中性子をつくる／増倍させる反応:

${}^9_4\text{Be}(\gamma, n){}^8_4\text{Be}$ ；

${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$ ；

${}^9_4\text{Be}(n, 2n){}^8_4\text{Be}$ ；

4 核反応の運動学と動力学

1. 核反応の前後には、エネルギー・質量，運動量，電荷，質量数，角運動量（量子数），パリティなどが保存される。（弱い相互作用が関与する場合には、パリティが保存されないことが知られているが。）
2. エネルギー・質量の保存とは、ある意味で”拡張されたエネルギー保存則”であり、質量 $\times c^2$ ，運動エネルギー，励起エネルギーの和が保存されることを意味する。すなわち、それぞれの核子または原子核の運動エネルギーを K_i ，

励起エネルギーを $E_{ex,i}$, ($i = a, b, A, B$) とすると

$$\begin{aligned} (K_a + M_a c^2) + (K_A + M_A c^2) \\ = (K_b + E_{ex,b} + M_b c^2) + (K_B + E_{ex,B} + M_B c^2) \end{aligned} \quad (4.1)$$

が成り立つ．ここで，通常，反応の前の核子または原子核は基底状態にあるという事実を考慮した．この式 (4.1) を書き直すと

$$\begin{aligned} (K_b + E_{ex,b}) + (K_B + E_{ex,B}) - (K_a + K_A) \\ = (m_a + M_A) c^2 - (m_b + M_B) c^2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

となる．ここで，式 (4.2) 左辺は運動エネルギーと励起エネルギーの和の反応の前後における変化，すなわち，終わりの値から初めの値を引いた量を意味する．

反応前の質量エネルギーから反応後の質量エネルギーを差し引いた量を反応の Q 値といい，次のように定義される．

$$Q \equiv (m_a + M_A) c^2 - (m_b + M_B) c^2. \quad (4.3)$$

定義 (4.3) を用いると，式 (4.2) は

$$(K_b + E_{ex,b}) + (K_B + E_{ex,B}) - (K_a + K_A) = Q \quad (4.4)$$

と書き直せる．ここで，式 (4.4) は拡張されたエネルギー保存則を表す関係式であり，右辺の Q は式 (4.3) で定義された物理量であることに注意しよう．

Q 値の物理的な意味をより深く理解するため，結合エネルギーの定義式 $E_B(i) \equiv [Z_i m_p + N_i m_n - M_i] \times c^2$, ($i = A, a, b, B$) を用いると

$$Q = [M_A + m_a - M_B - m_b] c^2 \quad (4.5)$$

$$= E_B(b) + E_B(B) - E_B(A) - E_B(a). \quad (4.6)$$

と書ける．すなわち，反応の Q 値の意味は考えている系の結合エネルギーの和の，反応の前後における変化であることが分かる．

Q 値が正值のときには，反応がおこる場合，式 (4.4) の左辺が正值，すなわち，反応によりエネルギーに正味の増加が起こるのでこのとき，反応は発熱反応と呼ばれる．この値が負値のときには，反応を起こすには，エネルギーを加えねばならないので，この反応は吸熱反応と呼ばれる．そして，反応を起こすために必要な最低エネルギーを敷居エネルギー ($E_{\text{threshold}}$) とよばれ，次のように与えられる．

$$E_{\text{threshold}} = |Q| \left(1 + \frac{m_a}{M_A}\right). \quad (4.7)$$

$E_{\text{threshold}}$ の値が単純に $|Q|$ に等しくならない理由は、エネルギーの一部が $(a+A)$ 系の重心運動に消費されるためである。

$Q = 0$ の場合は、エネルギーの正味の出入りがなく、弾性散乱と呼ばれる。

3. 古典力学において、重心に相対的な運動量の和が保存される。同様に、核反応の前後でも重心に相対的な運動量の和が保存される。

簡単のため、反応前の a, A の運動エネルギーがほとんどゼロであり、反応後も励起することがないと仮定すると、式 (4.4 は

$$K_b + K_B = Q \quad (4.8)$$

となる。 b, B の速度をそれぞれ v_b, V_B と記せば、核反応の後の運動量の和の保存則は

$$0 = m_b v_b + M_B V_B \rightarrow V_B = -\frac{m_b}{M_B} v_b \quad (4.9)$$

と書ける。 $K_b = m_b v_b^2/2$, $K_B = M_B V_B^2/2$ であることと式 (4.8) と (4.9) を用いれば

$$Q = \left(1 + \frac{m_b}{M_B}\right) K_b = \left(1 + \frac{M_b}{m_B}\right) K_B \quad (4.10)$$

が求まる。式 (4.10) から計算に便利な関係式

$$K_b = \left(\frac{M_B}{M_B + m_b}\right) Q, \quad (4.11)$$

$$K_B = \left(\frac{m_b}{M_B + m_b}\right) Q \quad (4.12)$$

が得られる。式 (4.11) と (4.12) より、反応熱である Q 値は反応後の 2 つの粒子の運動エネルギーとして、それぞれの質量の逆比で分け与えられることが分かる。

5 核反応の断面積と平均自由行程

1. 反応率

(a) 反応率

入射粒子が進行方向に垂直な単位面積あたり単位時間に入射する個数を入射強度 (intensity, または流れ current) とよび、ここでは I と表わす (単位は $[I] = 1/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$)。標的物質の原子 (核) の数密度を N (単位は $[N] = 1/\text{cm}^3$)、標的の進行方向の幾何学的面積と S 、厚さを d とする。単位時間あたりの反応回数を反応率 (reaction rate) といい、ここでは R_{total} と記す。 R_{total} の単位は $[R_{\text{total}}] = 1/\text{s}$ である。

(b) 単位 体積 あたりの反応率

単位時間・単位体積あたりの反応回数を反応率密度といい，ここでは R と記す．反応率密度 R の単位は $[R] = 1/(\text{cm}^3 \cdot \text{s})$ である.⁵

2. ミクロ断面積（微視的断面積）

(a) ミクロ断面積と反応率の関係

反応率 R_{total} は入射強度 I ，標的の原子（核）の数密度 N ，幾何学的断面積 S ，厚さ d に比例する．数密度とは単位体積当たりの個数を表す．この比例係数（ σ ）は標的の原子核1個あたり，特定の核反応が何回起こるかを表わす．ここで次の関係式が成立する．

$$R_{\text{total}} = \sigma I N S d \quad (5.1)$$

$$\rightarrow \sigma = \frac{R_{\text{total}}}{I N S d}, \quad [\sigma] = \frac{\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}}{\left[\frac{1}{\text{cm}^3}\right] \left[\frac{1}{\text{s}}\right] [\text{cm}^2] [\text{cm}]} = [\text{cm}^2]. \quad (5.2)$$

これらの関係式からわかるように， σ は面積の単位をもつ．このために σ

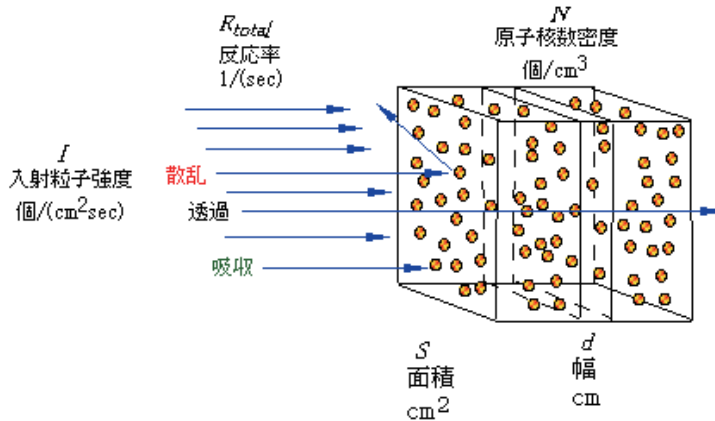


図 3: 微視的断面積.

は原子核反応の断面積またはミクロ断面積（微視的断面積，microscopic

⁵文献により，反応率密度を反応率ということもある．[4]の p.48 には，「単位時間に発生する反応の数（以下反応率，reaction rate）」と記されている数式の単位は単位体積および単位時間当たりの反応の回数，すなわち，本ノートでいう反応率密度のそれに対応する．[5]の p.62 における「毎秒の反応速度（reaction rate）」という記述は，反応速度は本ノートにおける反応率のことであるが，「毎秒の」という限定は時間変化率の二重勘定になり，正しくない．また [7]の p.22 における諸量の単位の説明は理解困難である．同書 p.37 において，反応率密度が $R(\vec{r}, t)$ および $R(\vec{r}, t)dV$ と二重に表記されているが，正しくは $R(\vec{r}, t)$ であろう．残念なことに，反応率密度を単に反応率ということもあると記され，読者は混乱を生じるかもしれない．さらに，[8]の pp.57-58 において，「 cm^3/sec あたりの衝突数は，次式で与えられる． F を衝突密度（collision density）という」という記述がある．ここで，衝突密度は反応率密度と同じものであると考えられる．しかし， cm^3/sec は $\text{cm}^3 \cdot \text{sec}$ と読まれるべきで，印刷ミスかもしれない．同様の印刷ミスと思われる箇所は [8]の p.62 にもある．

cross section) と呼ばれる。原子核の幾何学的半径がほぼ 10^{-12} cm であるから、 σ の単位として、次ぎのものがしばしば使用される。

$$1 \text{ barn (b バーン)} \equiv 10^{-24} \text{ cm}^2, \quad 1 \text{ mb (ミリバーン)} \equiv 10^{-3} \text{ b}. \quad (5.3)$$

(b) ミクロ断面積と反応率密度 R の関係: 単位時間・単位体積あたりの反応回数 (反応率密度) R は

$$R \equiv \frac{R_{\text{total}}}{Sd} = \sigma IN. \quad (5.4)$$

のように表される。

3. 巨視的断面積 (マクロ断面積)

ここで

$$\Sigma \equiv N\sigma, \quad [\Sigma] = \left[\frac{1}{\text{cm}^3} \right] [\text{cm}^2] = [\text{cm}^{-1}] \quad (5.5)$$

とにおいて、 Σ をマクロ断面積 (巨視的断面積, macroscopic cross section) とよぶ。ただし、その次元は上に示したように、長さの逆数であることに注意せよ。

ここで、以下の2点に注意すること：

- 微視的断面積は特定の原子核というミクロな系に固有の性質を表す物理量であり、人為的に変化させることはできない。
- 巨視的断面積は物質のマクロな性質を表す物理量であるので、関連する原子核の相対的濃度、あるいは同位核の存在比を変えることにより、巨視的断面積を人工的に変化させることは可能である。例：天然ウランと低濃縮ウランは U-235 の割合がそれぞれ 0.7%, 約 4% と異なるので、天然ウランと低濃縮ウランの巨視的断面積はそれぞれ異なる。

標的物質が純粋物質ではなく混合物の場合には、マクロ断面積は拡張される。そのためにマクロ断面積を書き直しておく。標的物質の密度が ρ , グラム原子量 m_A (原子 1 モルの質量) とすると、 ρ/m_A は標的の単位体積あたりの原子のモル数 (グラム原子量) であるから、これにアボガドロ数 N_a をかけると、標的の原子 (核) 数密度 N になる。したがって

$$\Sigma = \frac{\rho N_a}{m_A} \sigma \quad (5.6)$$

である。もし、標的がいくつかの原子 (核) からできた混合物ならば、その標的のマクロ断面積 Σ は

$$\Sigma = N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \cdots + N_i\sigma_i + \cdots \quad (5.7)$$

で与えられる。ここで、 N_i は i 番目の原子（核）の数密度、 σ_i は i 番目の原子（核）の、今問題にしている核反応に対するマイクロ断面積である。さらに標的が化合物である場合には、その化合物の分子 1 モルの質量を M とする（すなわち分子量）と、 Σ は次式で与えられる。

$$\Sigma = \frac{\rho N_a}{M} (\nu_1 \sigma_1 + \nu_2 \sigma_2 + \cdots + \nu_j \sigma_j + \cdots). \quad (5.8)$$

ここで、 ν_j は（その原子の原子核が）今考えている核反応を起こす j 番目の原子が、その分子 1 個あたりに含まれている個数であり、 σ_j はその核反応に対するマイクロ断面積である。例えば、水分子 (H_2O) の水素原子も酸素原子分子（の原子核）も今考えている核反応を起こす場合には、 $\nu_{\text{H}} = 2, \nu_{\text{O}} = 1$ である。

4. 平均自由行程

有限の厚みをもつ標的物質中を入射粒子が原子核反応を起こしながら減衰していくことを考える。今、初めの入射強度を I_0 とし、厚さ x における入射粒子の強度を $I(x)$ とする。さらに dx だけ進むと強度は I から $I + dI$ に変化する。この強度の変化分 dI はマイナス符号（減少）であり、核反応によるのだから

$$-dI = \sigma I N dx \rightarrow I(x) = I_0 e^{-N\sigma x} = I_0 e^{-\Sigma x}. \quad (5.9)$$

ここで $I(x)/I_0 = e^{-\Sigma x}$ は問題にしている核反応を起こすことなく厚み x を通りぬけてきた入射粒子の全入射粒子の割合である。さて、引き続き dx で核反応を起こす確率は Σdx となる。なぜならば、幾何学的断面積あたり dx 幅中の標的核の個数は $N dx$ で 1 個の核あたり反応を起こす確率が σ だからである。

さて、核反応を起こすことなく粒子が運動できる距離の平均値を平均自由行程（mean free path）と呼び、ここでは ℓ と記す。距離 x まで核反応せず、次の dx で核反応する確率は $e^{-\Sigma x} \Sigma dx$ となるので、平均自由行程は次の式で計算される。

$$\ell \equiv \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} \Sigma dx = \frac{1}{\Sigma}. \quad (5.10)$$

このように、平均自由行程は、その核反応に対するマクロ断面積に反比例する。すなわち、標的の原子（核）数密度が多いほど、またマイクロ断面積が大きいほど、核反応を起こす確率が高くなるので、平均自由行程は短くなるのである。

6 部分断面積と微分断面積

6.1 部分断面積と微分断面積

核反応は大別すると、散乱 (scattering), 吸収 (absorption) に分けられることを述べた。

吸収反応には添字 a を、散乱反応には添字 s をつけ、それぞれの反応タイプごとの部分断面積を σ_s, σ_a と書くと、全断面積 σ は散乱断面積と吸収断面積の和であるから

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a \quad (6.1)$$

と書ける。散乱はさらに弾性散乱 (elastic scattering) と非弾性散乱 (inelastic scattering) に別れ、吸収はさらに捕獲 (capture) と核分裂 (nuclear fission) に分かれる。弾性散乱断面積を σ_{el} , 非弾性散乱断面積を σ_{in} と記すと

$$\sigma_s = \sigma_{el} + \sigma_{in} \quad (6.2)$$

と書ける。同様に、捕獲断面積を σ_c , 核分裂断面積を σ_f と記すと

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f \quad (6.3)$$

と書ける。核反応の断面積と平均自由行程について述べた諸結果は一般的であり、種々の核反応に適用できる。今、標的物質において、散乱も吸収も両方とも起こる場合には、その全平均自由行程を l_t とすると

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s, \quad l_t = \frac{1}{\Sigma_t}, \quad l_a = \frac{1}{\Sigma_a}, \quad l_s = \frac{1}{\Sigma_s} \quad (6.4)$$

$$\frac{1}{l_t} = \frac{1}{l_a} + \frac{1}{l_s}. \quad (6.5)$$

さらに、捕獲と核分裂についての平均自由行程をそれぞれ l_c, l_f とすると

$$\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f, \quad l_a = \frac{1}{\Sigma_a}, \quad l_c = \frac{1}{\Sigma_c}, \quad l_f = \frac{1}{\Sigma_f}, \quad (6.6)$$

$$\frac{1}{l_a} = \frac{1}{l_c} + \frac{1}{l_f}. \quad (6.7)$$

6.2 *微分断面積

7 断面積の入射エネルギー依存性

断面積の大きさは標的核の種類によって異なることは当然であるが、入射粒子の種類やエネルギーによっても大きく異なる。中性子との核反応の断面積 (中性子

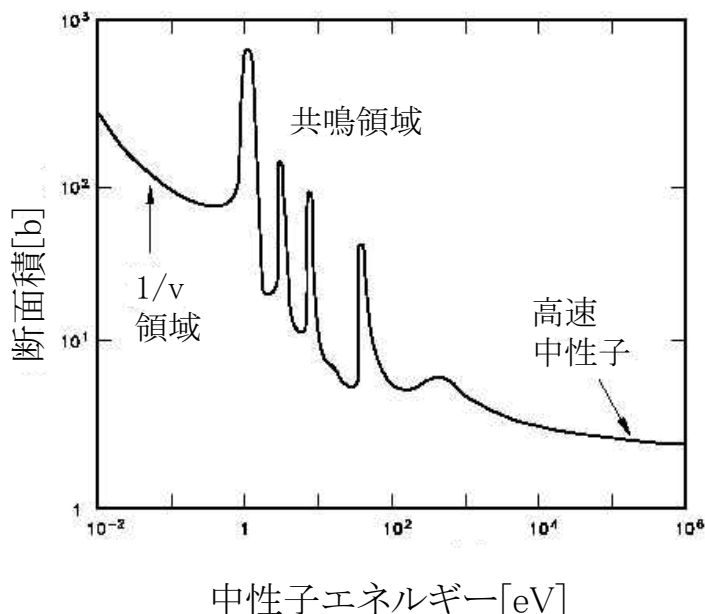


図 4: 核反応の断面積のエネルギー依存性. 横軸は入射粒子としての中性子の運動エネルギー $E_n = (1/2)mv^2$ の自然対数値 $\ln E_n$ を表し, 縦軸は中性子誘起核分裂のマイクロ断面積 σ_f の自然対数値 $\ln \sigma_f$ を表す.

断面積と略称) のエネルギー依存性のグラフは [11] でダウンロードできる. 原子力分野においてよく使われる物質と中性子との核反応の断面積 (中性子断面積と略称) のエネルギー依存性の両対数グラフを図 3 に示す. 図 3 において, $1/v$ 領域とは $\ln \sigma_f$ が近似的に $\ln v$ に反比例する領域を意味する. 入射粒子の速度が遅いほど, 標的核が存在する領域に存在する時間が長くなるほど, 反応が起こりやすいと解釈してもよい.

共鳴領域とは娘核の離散的な励起エネルギーの値の付近にピークをもつ領域を示す. また高速中性子に対しては, 起核分裂のマイクロ断面積 σ_f が漸近的に標的原子核の幾何学的断面積 ($\pi R^2 \approx 3 \times 10^{-24} \text{ cm}^2 = 3 \text{ barn}$) の値に近似的に近づく.

参考文献

- [1] 雷による核反応を解明. 新潟でガンマ線検出, 京大など. 2017年11月23日, 時事ドットコム他. <https://www.jiji.com/jc/article?k=2017112300128&g=soc>, http://www.kyoto-u.ac.jp/ja/research/research_results/2017/171123_1.html
- [2] 野上茂吉郎「原子核」裳華房, 1974年.
- [3] 八木浩輔「原子核」朝倉書店, 1971年.

- [4] D. Jakeman(住田健二訳)「原子炉の物理」同文書院. 1975年.
- [5] 大山 彰「現代原子力工学 (第2版)」オーム社. 1985年.
- [6] 成田正邦, 小澤保知「原子工学の基礎-マイクロからマクロへのシステム工学」現代工学社, 1998年.
- [7] 平川直弘, 岩崎智彦「原子炉物理入門」東北大学出版会, 2003年.
- [8] J. R. ラマーシュ, A. J. バラッタ (澤田哲生訳)「原子核工学入門(上)」ピアソン・エデュケーション,2003年.
- [9] J. R. ラマーシュ, A. J. バラッタ (澤田哲生訳)「原子核工学入門(下)」ピアソン・エデュケーション,2003年.
- [10] 岡嶋成晃・久語輝彦・森貴正「原子炉物理学」オーム社, 2012年.
- [11] Cross-Section Graphs of JENDL-4.0 [http : //www.ndc.jaea.go.jp/j40fig/findex.html](http://www.ndc.jaea.go.jp/j40fig/findex.html)