

1. 放射線と物質の相互作用

高エネルギー加速器研究機構

山崎寛仁

目 次

放射線と物質の相互作用

1	はじめに	1-1
2	放射線・加速器と法規制	1-1
3	基礎知識	1-2
3.1	放射線の種類	1-2
3.2	物質の構造と成り立ち	1-3
3.3	原子の構造とエックス線の発生	1-4
3.4	原子核の構造と性質	1-5
3.5	原子核の放射性壊変	1-6
3.6	α 壊変	1-7
3.7	β 壊変と電子捕獲反応	1-8
3.8	自発核分裂	1-8
3.9	γ 線放出と内部転換電子	1-8
4	エックス線・ γ 線と物質の相互作用	1-8
4.1	光電効果	1-9
4.2	レイリー散乱	1-9
4.3	コンプトン散乱	1-9
4.4	電子対生成	1-10
4.5	光子と物質の相互作用まとめ	1-10
5	重い荷電粒子と物質の相互作用	1-11
5.1	電離と励起	1-11
5.2	阻止能	1-11
5.3	飛程	1-12
5.4	質量阻止能と質量飛程	1-12
6	軽い荷電粒子と物質の相互作用	1-12
6.1	電子・陽電子入射の場合の衝突反応	1-12
6.2	電子・陽電子入射の場合の制動放射	1-12
6.3	電子・陽電子入射のその他の放射	1-13
6.4	電磁カスケードと放射長	1-13
7	中性子線と物質の相互作用、核反応	1-14
7.1	断面積と核反応	1-14
7.2	核反応の表記	1-15
7.3	中性子と物質の相互作用	1-15
8	中性子以外の粒子の核反応	1-16
	参考文献	1-18

放射線と物質の相互作用

1. 始めに

今年のセミナーは「標的と2次ビーム」がテーマであり、この講義は最初の2コマに相当する。本講義では、加速器と関わりの深い放射線と物質の相互作用について初学者を対象に説明する。そのため、始めに放射線と物質の相互作用を理解するのに必要な基礎知識として原子や原子核の構造について説明し、実際に2次ビームを生成する機構の詳細は、あとに続く個々の講義に任せることとする。このテキストは、講義の内容を網羅的に説明するのではなく要点だけをまとめるつもりであるが、説明に使用する図などは参考文献から参照し、今後の参考となるようにしたい。

2. 放射線・加速器と法規制

これから加速器について講義をするに当たって、まずは放射線と加速器について法律上の定義を説明する。

皆さんは放射線とは何かと聞かれたとき、何を頭に思い浮かべるであろうか。放射性同位元素から出てくるベータ線、医療で使用されるエックス線などを連想する人が多いと思う。また自然界に存在する放射線として、火成岩から出てくるガンマ線や宇宙線を思い浮かべる人もいるだろう。また身近な加速器としては、医療用の電子リナックやエックス線発生装置を思い浮かべるかもしれない。

放射線は“原子力基本法”において、「放射線」とは、電磁波又は粒子線のうち、直接又は間接に空気を電離する能力を持つもので、政令でさだめるものをいうと定義されている^[1]。ここで政令とは、“核燃料物質、核原料物質、原子炉及び放射線の定義に関する政令”であり、

- 一 アルファ線、重陽子線、陽子線その他の重荷電粒子線及びベータ線
- 二 中性子線

三 ガンマ線及び特性エックス線（軌道電子捕獲に伴って発生する特性エックス線に限る。）

四 一メガ電子ボルト以上のエネルギーを有する電子線及びエックス線

と定義されている^[2]。想像されるよりも広い範囲で定義されていると同時に、地上での宇宙線主要成分であるミュオンは法律上の放射線の定義に含まれていない事に驚かれるかもしれない。

次に加速器の法律上の定義を見てみよう。一般的に加速器を規制する法律は“放射性同位元素等の規制に関する法律”であるが、加速器ではなく「放射線発生装置」として規制の対象になっている。放射線発生装置は法第二条において、

この法律において「放射線発生装置」とは、サイクロトロン、シンクロトロン等荷電粒子を加速することにより放射線を発生させる装置で政令で定めるものをいう。

と定義されている^[3]。政令では、

法第二条第五項に規定する政令で定める放射線発生装置は、次に掲げる装置（その表面から十センチメートル離れた位置における最大線量当量率が原子力規制委員会が定める線量当量率以下であるものを除く。）とする。

- 一 サイクロトロン
- 二 シンクロトロン
- 三 シンクロサイクロトロン
- 四 直線加速装置
- 五 ベータトロン
- 六 ファン・デ・グラーフ型加速装置
- 七 コックロフト・ワルトン型加速装置
- 八 その他荷電粒子を加速することにより放射線を発生させる装置で、放射線障害の防止のため必要と認めて原子力規制委員会が指定するもの

が放射線発生装置の定義となっている^[4]。原子力規制委員会が定める放射線発生装置に該当する線量当量率の基準は、

- 一 センチメートル線量当量率について六百ナノシーベルト毎時とする

と定められている¹⁰⁾。放射線発生装置として原子力規制委員会が指定するものとしては、

変圧器型加速装置、マイクロトロン及びプラズマ発生装置（重水素とトリチウムとの核反応における臨界プラズマ条件を達成する能力をもつ装置であって、専ら重水素と重水素との核反応を行うものに限る。）

と指定されている¹⁰⁾。一方、医療機関において主に診断で用いられるエックス線装置は、これまで見てきた法律の規制対象となる放射線発生装置には該当せず、医療法において規制されている¹¹⁾。皆さんが放射線発生装置として思い浮かべた機器は、放射性同位元素等の規制に関する法律で規制する放射線発生装置に含まれていたりするか？これまで見てきた様にこれから皆さんが学んでいく加速器や放射線が多く法律による規制を受けていることが想像できると思う。

3. 基礎知識

3.1. 放射線の種類

前節において法律上の放射線の定義を説明したが、本講義では、「直接又は間接に空気を電離する能力を持つ電磁波又は粒子線」を放射線として扱う。法律上の放射線の定義では、荷電粒子に対して「アルファ線、重陽子線、陽子線その他の重荷電粒子線及びベータ線」となっているが、本講義ではここに含まれない電離可能な荷電粒子も放射線として取り扱う。重粒子（バリオン）は、クォーク3個から構成される粒子であり、電荷を持つ重粒子である、陽子、荷電シグマ粒子などは重荷電粒子に含まれる。また、重粒子から構成される荷電粒子もまた重荷電粒子となるため、陽子と中性子（2つ合わせて核子と呼ぶ）から構成される原子核や重イオンなども重荷電粒子に含まれる。重荷電粒子以外の荷電粒子としては、クォークと反クォークから構成される π^\pm, K^\pm 等の荷電中間子（荷電メソン）や、ベータ線の構成要素である電子・陽電子と同じ荷電レプトンであるミュオンも放射線として扱う事とする。メソン、バリオンやレプトンについての詳細は、素粒子物理、原子核物

理等の教科書を参考にされたい。例えば、参考文献 [8] の4ページには主なレプトン、メソン、バリオンがまとめられている。参考文献 [9] は、素粒子やほぼすべてのメソン、バリオンの性質がまとめられているとともに、これらの粒子に適用される物理や放射線と物質の相互作用についてもコンパクトにまとめられている。

本講義では、放射線を高いエネルギーを持つ電磁波（エックス線、ガンマ線）、電子線（陽電子線、ベータ線）、重い荷電粒子線、中性子線と分類し、物質との相互作用を説明する。空気を電離可能な荷電メソン線や電子線以外のレプトン線は重い荷電粒子線に分類する。

電磁波に関しては、ラジオやテレビなどで使用されている電波、我々の目で見ることが可能な可視光線、日焼けの原因となる紫外線など、電磁波の波長、すなわち光子の持つエネルギーによって様々な呼び方がある。Fig. 1に、電磁波の波長とその時の名称について示した図を示す。この図は、環境省が東日本大震災後に起こった東京電力福島第一原子力発電所事故からの復興を進めるために、放射線の基礎知識と健康影響に関する科学的な知見や関係省庁の取組について統一的な基礎資料をまとめた、「放射線による健康影響等に関する統一的な基礎資料 令和4年度版」^[10]から引用したものである。この資料は、上巻に放射線の基礎知識、放射線による

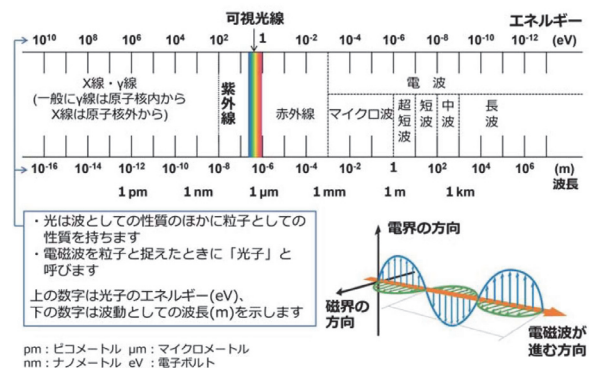


Fig. 1 光の波長と光子の持つエネルギー。
参考文献 [10] より引用

被ばく、放射線による健康影響、防護の考え方が、下巻には福島第一原子力発電所の事故の状況や環境再生に向けた取組などがまとめられた資料であり、興味のある方は環境省の web ページを参照されたい。

図の上に表示されるように、波長の長い、つまりエネルギーの低い領域においては、電磁波は電波と呼ばれる。電波にも波長によって、長波、中波、短波、等の呼び名がある。波長が 350 nm 程度から 750 nm 程度の領域は可視光と呼ばれ、人間が目で感知できる領域であるとともに、その波長に応じた色が認識される。それより短い波長領域 (10 nm 程度まで) は紫外線と呼ばれ、更に短い波長領域の電磁波は、エックス線またはガンマ線と呼ばれる。エックス線、ガンマ線は放射線に含まれる。エックス線とガンマ線の違いは、後に述べる軌道電子の遷移に伴う物をエックス線、原子核の状態変化に伴うものをガンマ線と呼ぶ。制動放射やシンクロトロン放射光の場合には、エネルギーの低い領域 (keV 程度) をエックス線、高い領域 (MeV 以上) をガンマ線と呼ぶ場合が多いが、厳密な定義は決まっていない。

3.2. 物質の構造と成り立ち

私達の世界を構成する物質はどこまで分割できるであろうか。Fig. 2 に私達に馴染み深い水をどこまで分割可能かを、その大きさの目安とと

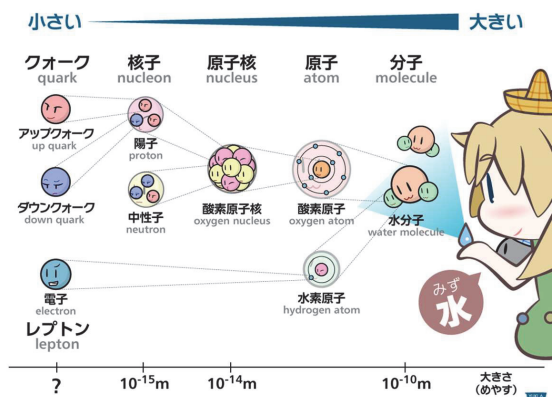


Fig. 2 物質の構造と大きさのめやす。
参考文献 [11]より引用

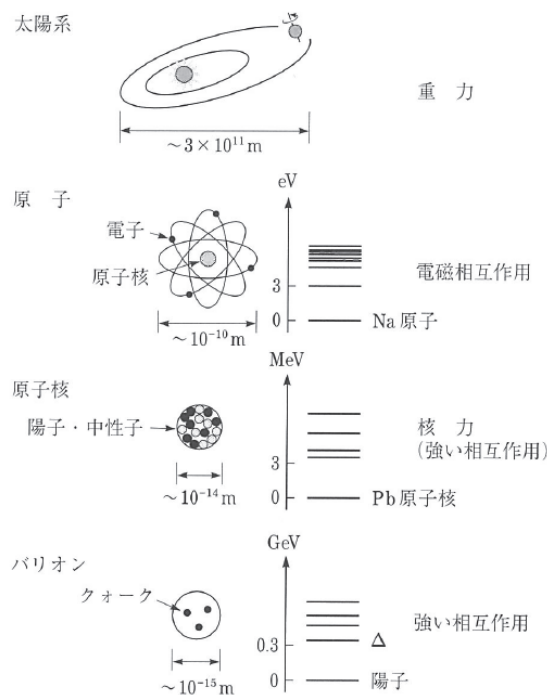


Fig. 3 物質の構成要素のエネルギースケールとそこではたらく代表的な相互作用。
参考文献 [8] 図 1.2 より引用

もに示した。また Fig. 3 には、物質の構成要素ごとのエネルギーのスケールと、そのスケールで働く代表的な相互作用を示す。

液体の水を分割していくと、分子に到達する。水分子の大きさの目安は原子の大きさとほとんど変わらず 10^{-10} m 程度である。分子は原子から構成され、原子の中心には原子核が、原子核の周りには軌道電子が存在している。分子や原子のスケールでの主な相互作用は光子の交換で生じる電磁気力であり、そのエネルギーのスケールは eV から keV オーダーである。原子の性質は、軌道電子の数によって決定される。原子核は陽子と中性子から構成され、大きさの目安は 10^{-14} m 程度である。原子核のスケールでの主な相互作用は、中間子の交換で生じる核力であり、そのエネルギースケールは MeV のオーダーである。核力はグルオンの交換から生じる強い相互作用に分類されるものだが、原子核の性質を考える際には現象論的に中間子の交換による核力が生じると考えたほうが都合がよい。原子

核は、構成する陽子の数と同じ大きさのプラスの電荷を持つ。原子が電氣的に中性であることから、マイナスの電荷を持つ軌道電子の数は、原子核中の陽子の数と等しい。原子核を構成する陽子と中性子は、電荷を除き、同じスピン、ほぼ同じ質量を持つことから、核子と言う一種の粒子の、電荷という状態（もしくはアイソスピンの第3成分）が異なるだけの物として扱われることがある。原子核の性質は、電磁気力に影響を与える陽子の数だけではなく、中性子の数にも影響を受ける。陽子の数が等しく、中性子の数が異なる原子核のことを同位体と呼ぶ。核子は更に3個のクォークから構成されていることがわかっている。この領域での主な相互作用は、原子核で説明した強い相互作用であり、そのエネルギースケールは GeV オーダーである。強い相互作用の性質から、核子や中間子からクォークを単独で取り出すことはできない。電子やクォークは（今のところは）それ以上分割できない素粒子と考えられている。

3.3. 原子の構造とエックス線の発生

原子の大きさは原子の種類によらず 10^{-10} m 程度である。中心にプラスの電荷をもつ原子核が、その周りに軌道電子が存在している。原子は電氣的に中性であることから、軌道電子の数は原子核に含まれる陽子の数に等しい。軌道電子は原子内に束縛されていて、殻構造をとる。殻は束縛エネルギーの深い側から K 殻、L 殻、M

殻と呼ばれる。鉛原子における電子の束縛エネルギーを Table 1 に示す。各々の殻に配置可能な電子の数は決まっていて、例えば、K, L, M, N 殻に対してそれぞれ 2, 8, 18, 32 個となる。

Table 1 鉛原子内の電子の束縛エネルギー

殻の名称	K	L	M	N	O	P
束縛エネルギー (keV)	88	14	3	<1	<1	<1

このような殻構造はのちに説明する原子核の陽子や中性子の軌道にも存在するが、原子と原子核では相互作用の性質から構造が異なるため注意が必要である。

光子が原子と相互作用を起こし軌道電子が原子から弾き飛ばされることを電離という。電離やのちに説明する原子核の放射性壊変によって原子核の電荷が変化すると、軌道電子の殻に空孔が生じる。束縛された電子が占めていた軌道に空孔が生じると、原子全体のエネルギーは空孔の存在する軌道の束縛エネルギー分だけ剰余エネルギーとなる。この剰余エネルギーは、より外側の軌道電子が空孔に遷移することで光子として放出されるか、他の軌道にある電子を原子外に放出することで軽減される。前者は特性エックス線の放出に、後者はオージェ電子の放出に対応する。原子の電子軌道に空孔が形成された後は、特性エックス線かオージェ電子のど

F-44

Table 7a. X-ray Energies and Intensities (per 100 K-Shell Vacancies)

	5B	6C	7N	8O	9F	10Ne	11Na	12Mg	13Al	14Si	15P	16S	17Cl	18Ar	19K
$K_{\alpha 1}$	0.183 0.11 ₅	0.277 0.19 ₅	0.392 0.35 ₁₄	0.525 0.55 ₂₂	0.677 0.9 ₄	0.849 1.20 ₁₂	1.041 1.53 ₁₆	1.254 2.0 ₂	1.487 2.6 ₃	1.740 3.3 ₃	2.010 4.1 ₄	2.308 5.0 ₅	2.622 6.1 ₅	2.957 7.3 ₇	3.314 8.5 ₉
$K_{\alpha 2}$	0.183 0.056 ₂₃	0.277 0.09 ₄	0.392 0.17 ₇	0.525 0.28 ₁₁	0.677 0.43 ₁₇	0.848 0.60 ₈	1.041 0.77 ₈	1.254 1.00 ₁₀	1.486 1.29 ₁₃	1.739 1.64 ₁₇	2.009 2.04 ₂₁	2.307 2.49 ₂₅	2.621 3.0 ₃	2.955 3.6 ₄	3.311 4.3 ₄
$K_{\beta 1}$								1.554 0.0155 ₁₈	1.836 0.056 ₈	2.136 0.122 ₁₂	2.464 0.229 ₂₃	2.816 0.38 ₄	3.190 0.58 ₈	3.590 0.79 ₈	
$K_{\beta 3}$								1.554 0.0079 ₈	1.836 0.028 ₃	2.136 0.062 ₈	2.464 0.116 ₁₂	2.816 0.192 ₂₀	3.190 0.30 ₃	3.590 0.40 ₄	
$L_{\beta 1}$														0.251 0.011 ₃	0.296 0.013 ₄
$L_{\beta 3}$														0.310 0.0038 ₁₃	0.359 0.0050 ₁₇
$L_{\beta 4}$														0.310 0.0024 ₉	0.359 0.0010 ₅

Fig. 4 Table of Isotopes 8th ed. に掲載されている、K 殻に 100 個の空孔が生じたときの特性エックス線のエネルギーと強度をまとめた表の冒頭部。参考文献 [12] Table 7 より引用

ちらかが放出されることでエネルギー剰余が緩和される。両者は競合過程にある。

ある殻に空孔が生じたときに放出される特性 X 線のエネルギーと強度は、Table of Isotopes 8th edition^[12]の Table 7 にまとめられている。Fig. 4 に、例として参考文献 [12] Table 7 の冒頭部を示す。K 殻に 100 個の空孔が生じたときに、放出される特性 X 線のエネルギー (keV) と強度 (個数) が元素ごとにまとめられている。実際の表は、Rf (ラザフォージウム、原子番号 104) までのすべての元素に対して、K 殻、L₁ 殻、L₂ 殻、L₃ 殻に空孔が生じた場合が掲載されている。

空孔が生じた際に特性 X 線が放出される確率は、蛍光収率 (Fluorescent yield) と呼ばれ、元素の原子番号が増大するとともに高くなる。蛍光収率の値と誤差は、参考文献 [12] の Table 3, 4 に掲載されている。また、特性 X 線放出と競合過程であるオージェ電子放出については、同じく参考文献 [12] の Table 8 に掲載されている。

3.4. 原子核の構造と性質

原子核は、少数 (200 個程度まで) の陽子と中性子が核力により固く結びついてできている。原子核中の陽子の個数を Z 、中性子の個数を N とすると、 $A = Z + N$ が成り立つ。ここで、 A を質

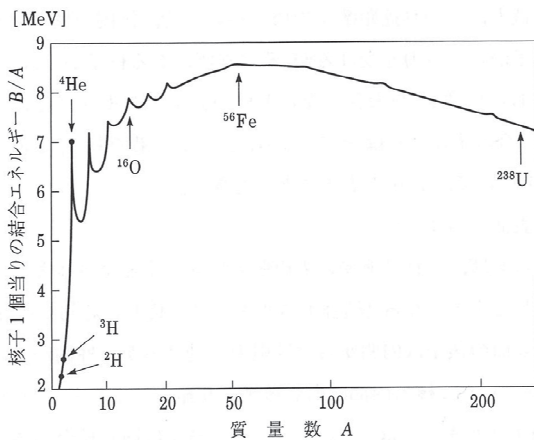


Fig. 5 核子 1 個あたりの結合エネルギー。
参考文献 [13] 図 2.1 より引用

量数と呼ぶ。陽子の個数 Z は、元素の原子番号に等しい。原子の大きさは、原子の種類を問わずほぼ同じであったが。原子核半径 R は、質量数 A 、定数 r_0 を用いて、 $R = r_0 \times A^{1/3}$ と求めることができる。ここで、 $r_0 = 1.3 \times 10^{-15} \text{ m}$ である。例えば、陽子 8 個と中性子 8 個からなる酸素原子核 ($A = 16$) の半径を求めると、 $R = 3.3 \times 10^{-15} \text{ m}$ となる。原子核半径が $A^{1/3}$ に比例するという事は、原子核の密度が質量数に寄らないことを示している。

中性原子の質量を M としたとき、原子を構成する陽子、中性子、電子の質量の合計との差を質量欠損と言う。陽子、中性子、電子の質量を各々 M_p, M_n, M_e とすると、質量欠損 ΔM は、
$$\Delta M = (ZM_p + ZM_e + (A - Z)M_n) - M$$
 と書くことができる。質量欠損は、陽子と中性子が核力によって原子核を構成する際の結合エネルギーが原因である。

核子一個あたりの結合エネルギーを Fig. 5 に示す。陽子 2 個と中性子 2 個から構成されるヘリウム 4 (He-4) 原子核や、陽子 8 個中性子 8 個から構成される酸素 16 原子核 (O-16) は近傍の原子核と比較して結合エネルギーが大きいことがわかる。これは、原子核が核力による殻構造を取っていることによる。核子 1 個あたりの結合エネルギーは質量数 60 付近で最大である。図中の鉄 56 原子核 (Fe-56) はその指標としてよく使用される原子核であり、これより軽い原子核は融合することでエネルギーを放出 (核融合) し、これより重い原子核は分裂することでエネルギーを放出 (核分裂) する。

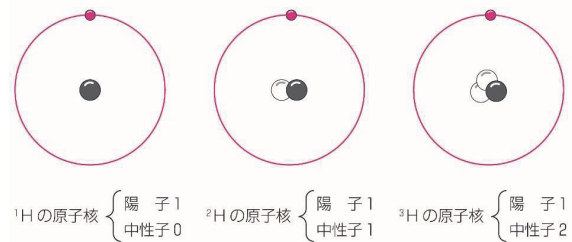


Fig. 6 3つの水素同位体。
参考文献 [14] より引用

原子の性質が、軌道電子の数、特に最外殻の電子の数で決まるのに対して、原子核の性質は、陽子の数と中性子の数により決定される。陽子の数が同じ原子核であっても、中性子の数が異なると性質も異なる。陽子の数が同じで質量数の異なる核種の間を、同位体 (isotope) という。ここで、原子核を表す際によく使用する表記をまとめておく。陽子 Z 個、中性子 N 個から構成される原子核を持つ元素を表現する場合、 Z_E 、 A_E もしくは $E-A$ と表記される。ここで E は元素記号である。Fig. 6 に例として水素の同位体を示す。水素には3つの同位体が存在し、うち質量数が1と2の2つは安定であり、3のものは不安定である。これらの元素はそれぞれ、 ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ 等と表される。水素元素の場合には各々に名前があり、水素 (hydrogen)、重水素 (deuterium)、三重水素 (tritium) と呼ばれる。またその原子核はそれぞれ proton, deuteron, triton と呼ばれ、p, d, t と表記される。他に原子核に元素と異なる名前が付されるものに、ヘリウム-4 (He-4, helium-4) と α 粒子がある。

一方、質量数が等しく原子番号の異なる核種のことを同重体 (isobar) と呼ぶ。例えば、安定な原子核である Ar-40, Ca-40 および崩壊系列に属さない天然の放射性同位元素として有名な K-40

は同重体の関係にある。Fig. 7 に、 $A=40$ 同重体のエネルギー準位と寿命を書いた核図表を示す。これは参考文献[12]の Summary Scheme から引用した。Ar-40 は希ガス元素であり、常温で気体である。地球の大気中には窒素、酸素について多く含まれる元素であり、その割合は1%程度である。Ca-40 の同位体存在比は約98%であり、カルシウム同位体の中で最も大きい。K-40 は天然放射性同位元素であり、その半減期は約12.5億年である。Fig. 7中の半減期は12.77億年とあるが、最近のデータでは 1.248×10^9 年である[15]。K-40 は、約90%が β 崩壊でCa-40に、残りの約10%が電子捕獲でAr-40に壊変する。元素記号の上のラインは、その原子核の基底状態のエネルギーに相当し、一番低いエネルギーの核種をゼロとして keV 単位で縦軸が書かれている。基底状態の上に書かれた数字と符号 (Ar-40 では 0^+) は、基底状態の持つスピンとパリティを表す。放射性壊変については、次節で説明する。

3.5. 原子核の放射性壊変

安定でない原子核は、主に放射線を放出することにより、よりエネルギーの低い原子核に変化する。この放射性同位元素が自発的に放射線

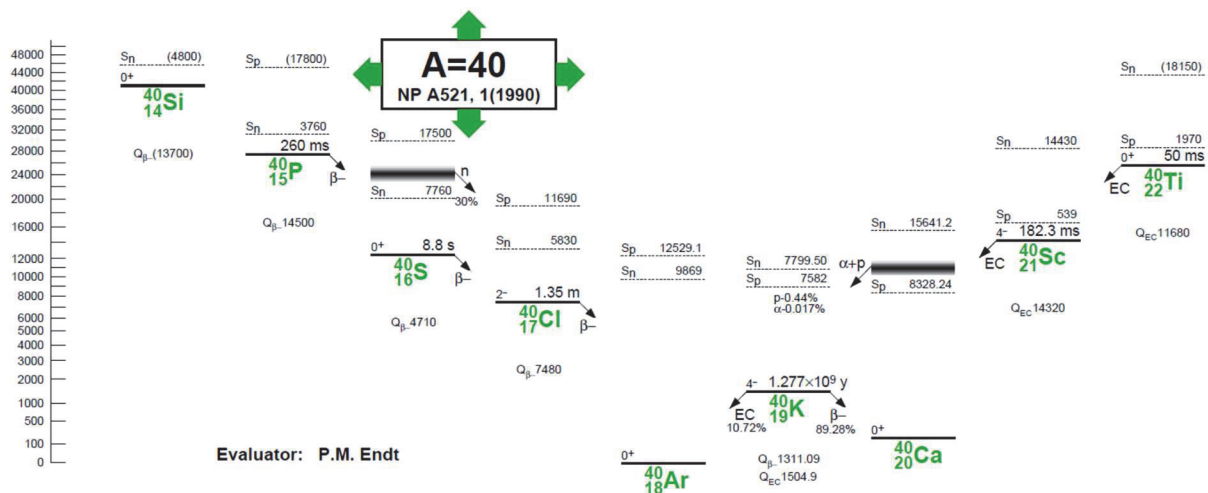


Fig. 7 $A=40$ の同重体の核図表。縦軸はエネルギー準位に相当する。K-40 は、10%が電子捕獲により Ar-40 に、残りの 90%がベータ崩壊で Ca-40 に壊変する。Ar-40, Ca-40 は共に安定であり、不安定な核種の基底状態の上にある時間は半減期を表す。参考文献 [12]より引用

を放出し別の元素になることを放射性壊変という。壊変前の原子核を親核、壊変後の原子核を娘核という。放射性壊変により放射線を放出する能力のことを放射能といい、単位時間に起こる壊変の数を放射能の指標とする。放射能の単位として一般的に使用されるものは[Bq]（ベクレル）であり1秒あたりに起こる壊変数を表す。ある時間 t での放射性同位元素の数を $N(t)$ 個、放射能を $A(t)$ [Bq]とすると、

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t),$$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

の関係が成り立つ。ここで N_0 は $t = 0$ における放射性同位元素の個数であり、 λ は崩壊定数と呼ばれる定数である。放射性同位元素の個数が崩壊により $1/e$ 倍になる時間を平均寿命（通常 τ と表記する）と言い、崩壊定数はその逆数である。家庭で使用する洗濯機や自家用車等の工業製品が故障等により使用できなくなることを崩

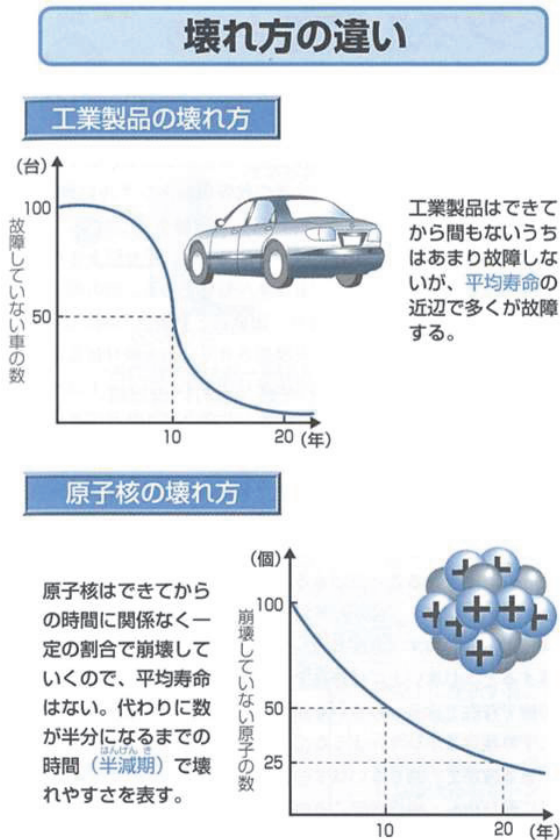


Fig. 8 工業製品と放射性同位元素の壊れ方の違い。参考文献 [16] より引用。

壊と考えると、想定設計寿命まではほぼ崩壊せず、想定寿命前後で使用可能な個体数が比較的急激に減少し、Fig. 8 上に示すような“逆S字カーブ”を描く。それに対し放射性同位元素の崩壊は常に一定の割合で起こるため、指数関数的に減少する。ある時点での放射性同位元素の数が半分になるまでの時間を半減期といい、崩壊定数 λ 、平均寿命 τ とは、 \ln を自然対数として

$$T_{1/2} = \ln 2 \frac{1}{\lambda} = \ln 2 \tau \sim 0.693 \tau,$$

の関係がある。

主な放射性壊変には、 α 壊変、 β 壊変、自発核分裂壊変、及びそれに伴う γ 線放射がある。

3.6. α 壊変

親核である放射性同位元素が He-4 原子核を放出して娘核に壊変することを α 壊変という。この際に放出される原子核は α 線と呼ばれる。He-4 原子核は陽子2個、中性子2個で構成されているため、娘核の原子番号は2つ減少し、質量数は4つ減少する。

親核が娘核と α 粒子の複合状態と考えた時の、 α 粒子が感じるポテンシャルを Fig. 9 に示す。横軸は娘核と α 粒子の距離を示す。 E_α は娘核と α 粒子が完全に離れた時に解放されるエネルギーを示す。娘核と α 粒子の距離が小さい領域では、核子間に働く核力により強い引力ポテンシャルが

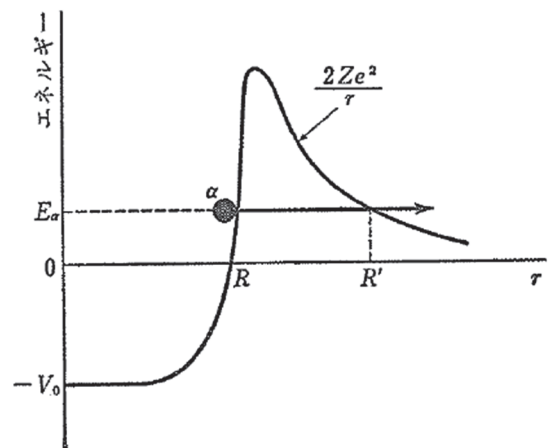


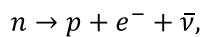
Fig. 9 親核を娘核と α 粒子の複合状態と考えた時のポテンシャル。参考文献 [17] 図 103 より引用

生じる。一方、娘核と α 粒子の距離が大きい領域では、双方の持つ正電荷のため、核力による強い引力の外側にクーロン力による斥力障壁ポテンシャルが生じる。親核は、娘核と α 粒子の距離が小さい状態に相当し、 E_α が原子核周辺のクーロン障壁より小さいため準安定な状態を形成する。しかしながら、トンネル効果により α 粒子がクーロン障壁の外側に通過すると、そこでのクーロンポテンシャルは E_α より小さいため、 α 壊変が成立する。

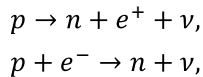
3.7. β 壊変と電子捕獲反応

親核である放射性同位元素が電子または陽電子を放出する壊変を、 β^- または β^+ 壊変と呼ぶ。この壊変により、娘核の原子番号は1つ増加もしくは減少する。娘核の質量数は親核の質量数と同じである。

β 壊変の際に核内でおこる反応は、自由空間で起きる中性子の崩壊と同じか、その変形の反応である。自由空間では、半減期約 10.8 分で、



と中性子が陽子、電子、反ニュートリノに崩壊する。原子核内では中性子や陽子が束縛されているため、自由空間と同じ反応だけではなく、



と陽子が中性子、陽電子、ニュートリノになる反応や、陽子が軌道電子を捕獲し中性子とニュートリノになる反応が起こる。これらの反応をそれぞれ、 β^+ 壊変、軌道電子捕獲 (Electron Capture, 略して EC) 壊変と呼ぶ。 β^+ 壊変、EC壊変は互いに競合過程にあるが、Fe-55 のように、ほぼ 100%の確率で EC 壊変を起こす核種もある。

3.8. 自発核分裂

ウランやカリホルニウムなどの重い原子核においては、中性子照射などの外部からの刺激を受けることなく核分裂を起こすものがある。このように自然に起こる核分裂のことを、自発核分裂 (Spontaneous Fission, SF) と呼ぶ。自発

核分裂の際には、親核が 2 個に分裂すると同時に 2~3 個の中性子を放出する。

3.9. γ 線放出と内部転換電子

放射性壊変により生成した娘核は基底状態にあるとは限らず、不安定な励起状態にある場合も多い。その際、 γ 線を放出してより安定な状態に遷移するか、放出された γ 線が軌道上の電子にエネルギーを与え軌道電子を放出する。前者を γ 線放出、後者を内部転換といい、放出される電子を内部転換電子という。 γ 線放出や内部転換では、原子番号や原子核の質量数は変化しない。

γ 線放出と内部転換は競合過程であり、原子番号が大きいほど内部転換の割合が増える。 γ 線の放出個数 (n_γ) に対する内部転換電子の放出個数 (n_e) の割合を内部転換係数 (α) と言い、

$$\alpha = n_e/n_\gamma,$$

とあらわすことができる。

内部転換が起きると電子軌道上に空孔が生じるため、引き続き特性エックス線やオージェ電子の放出が起こる。原子および原子核のエネルギー状態が剰余になった場合にもどのように放出するかを Table 2 にまとめる。

Table 2 原子及び原子核エネルギーの放出方法

放出対象	光子放出	電子放出	関連する係数
原子のエネルギー	特性エックス線	オージェ電子	蛍光収率
原子核のエネルギー	γ 線	内部転換電子	内部転換係数

4. エックス線・ γ 線と物質の相互作用

エックス線や γ 線 (合わせて光子と呼ぶ) が物質に入射した際に起こる主な現象は、光電効果、レイリー散乱、コンプトン散乱、電子対生成である。以下に、大まかに入射光子エネルギーの低い側から説明する。

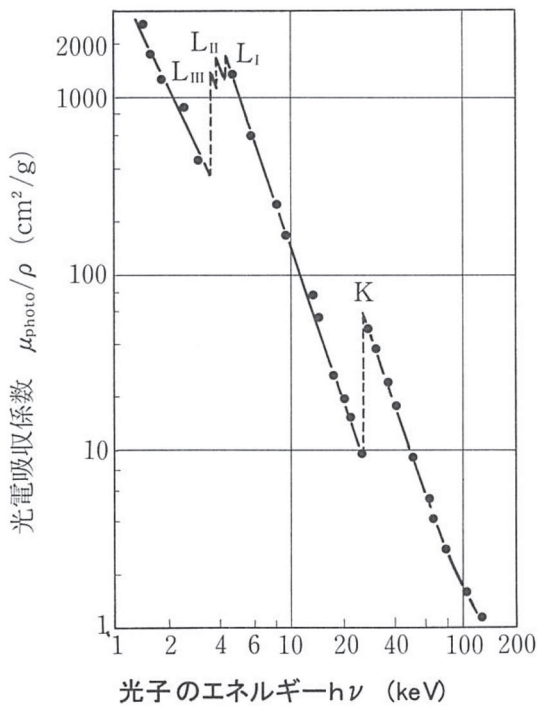


Fig. 10 Agに低エネルギー光子が入射したときの光電吸収係数（反応の起きる確率に相当）。参考文献 [18] 図 1.21 より引用。グラフの元は他書 [19] からの引用である。

4.1. 光電効果

入射した光子が原子によって吸収され、軌道電子が原子から飛び出す反応を光電効果という。真空中の自由電子と光子が反応する場合には、エネルギー保存と運動量保存を同時に満たす条件があるため、光子が吸収されて終状態に含まれない反応は起きないが、光子と、原子に束縛された軌道電子との反応を考えると、光子が吸収される反応が起きる。

光電効果の起きる確率は、物質を構成する原子の原子番号が増大するにつれ急激に増大し、 Z^n (n は3~5) に比例する。そのため、水などの原子番号の小さな物質においてはそれ程重要な反応とはならないが、鉛等の原子番号の大きな物質では重要な反応である。

確率は、入射光子のエネルギーを E とすると、おおよそ $E^{-3.5}$ に比例する。そのため、数 100 keV 以下の入射光子のエネルギーが低い領域

で重要な反応である。また、光電効果は原子に束縛された軌道電子にエネルギーを与えて放出する反応であるため、軌道電子の束縛エネルギーに相当するしきい値が存在する。入射光子のエネルギーが、電子の束縛エネルギーを下回る場合には反応が起こらない。Fig. 10 に、Ag に低エネルギー光子が入射した際の光電効果の起きる確率を示す。 $E^{-3.5}$ に比例する連続部分に、数か所不連続な構造が見られる。この不連続な構造を吸収端といい、軌道電子の殻の束縛エネルギーに相当する。図中の K, $L_{I,II,III}$ 等と注釈の付く部分が、原子の K 殻、 $L_{I,II,III}$ の束縛エネルギーに相当する吸収端である。

4.2. レイリー散乱

レイリー散乱は、原子が一体となって光子を散乱する反応であり、光電効果と違い軌道電子の放出を伴わない。原子の質量が大きく、光子から原子へのエネルギー移行は極めて僅かであるため、入射光子はエネルギーを変えず方向のみを変える。レイリー散乱の確率は、原子番号 Z に比例する。

4.3. コンプトン散乱

光電効果を考える場合には、原子に束縛された軌道電子に光子が吸収される反応を想定したが、束縛されない自由な電子に光子が入射した

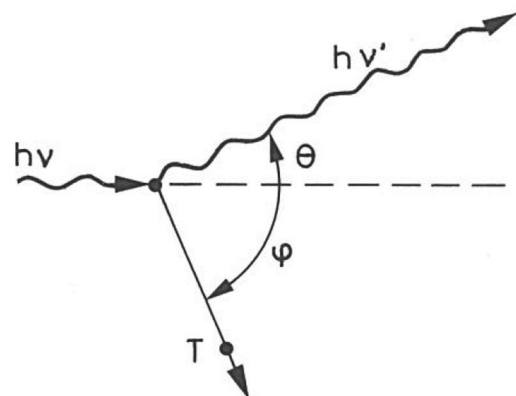


Fig. 11 コンプトン散乱の概念図。参考文献 [20] Fig. 2.22 より引用。

場合には光電効果は起こらないことはすでに述べた。コンプトン散乱は、Fig. 11 に示すように、静止している電子に光子が衝突し、散乱によりエネルギーを失った光子と、反跳によりエネルギーを得た電子が原子外に放出される反応である。入射光子のエネルギーを $h\nu$ 、電子の質量を m_e とし、入射光子と散乱光子のなす角を θ とすると、運動量保存、エネルギーの保存により散乱光子のエネルギー ($h\nu'$) は、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e}(1 - \cos\theta)}$$

と求めることができる。コンプトン散乱による散乱光子のエネルギーは、 $\theta = 0^\circ$ のときに最大、 $\theta = 180^\circ$ のときに最小となる。

標的となる電子を自由な電子の集まりとしてあつかう反応のため、原子1個あたりの反応の確率は電子の個数、すなわち原子番号 Z に比例する。確率の散乱角度依存性（角度微分断面）は、有名なクライン - 仁科の公式により計算される。

4.4. 電子対生成

光子が物質中の原子核からの強い電場を受けて電子と陽電子を同時に生成する反応を、電子対生成という。また、原子核の電場による電子対生成よりも確率は小さいが、原子中の電子からの電場によっても電子対生成が起こる。静止質量を持たない光子から電子・陽電子を対で生成するため、電子と陽電子の運動エネルギーの和は、入射光子のエネルギーから、電子・陽電子の質量（すなわち、電子質量の2倍）を引いた値となる。入射光子のエネルギーが、電子質量の2倍より小さい場合には、電子対生成はおこらない。

原子核による電子対生成反応の確率は、 $Z(Z+1) \log E$ に比例する。 $Z(Z+1)$ の項から、原子番号の小さい軽い物質よりも、原子番号の大きい重い物質で重要な反応である。

光子のエネルギーが比較的低い領域では、電子と陽電子のエネルギー分布は、0 から最大エネルギーまで広がる比較的平坦な連続分布とな

る。そのため、電子と陽電子が同じエネルギーを持って放出されることは殆どない。光子のエネルギーが極端に高い（例えば 1 PeV）場合には、電子・陽電子対のうちどちらかがほぼすべてのエネルギーを持つ確率が高くなる。参考文献 [9] Figure 34.18 などを参照されたい。

4.5. 光子と物質の相互作用まとめ

光子が物質に入射した場合に起こる反応の確率を、炭素、鉛に対して光子のエネルギーごとにプロットしたものを Fig. 12 に示す。 $\sigma_{p.e.}$, $\sigma_{Rayleigh}$, $\sigma_{Compton}$, κ_{nuc} , κ_e は、各々、光電効果、レイリー散乱、コンプトン散乱、原子核による電子対生成、電子による電子対生成を表す。鉛に光子を入射したときにのみ見られる

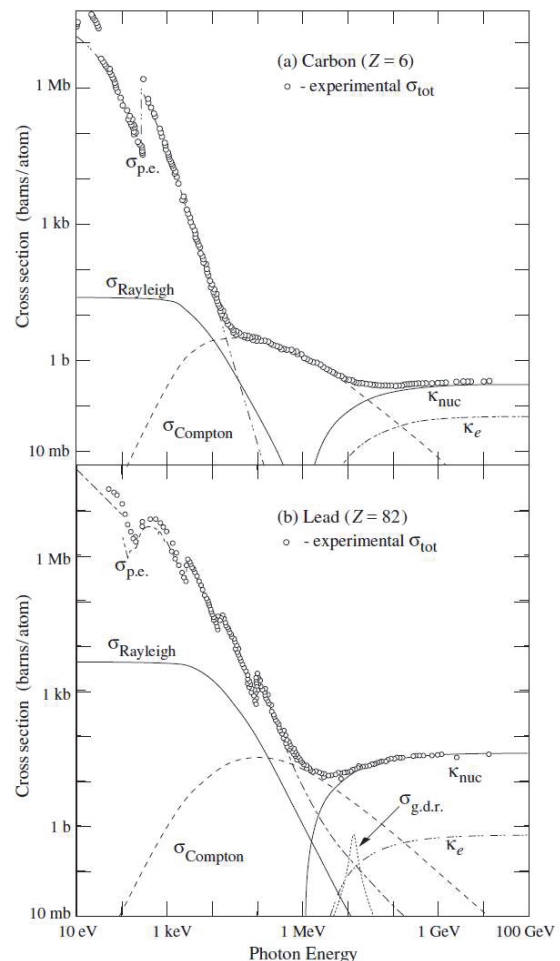


Fig. 12 炭素（上）と鉛（下）に光子が入射した場合の各々の反応確率。参考文献 [9] Fig. 34.15 より引用。

$\sigma_{g.d.r}$ に関しては、光子が原子核に入射した際に起きる原子核反応の確率を表す。見ての通り、放射線と物質の反応において、原子核反応の確率は小さい。

5. 重い荷電粒子と物質の相互作用

ここでは、電子、陽電子以外の荷電粒子を重い荷電粒子としてあつかうことにする。エネルギーを持った重い荷電粒子が物質に入射されると、物質中の電子とのクーロン相互作用によりエネルギーを失い、物質が十分厚いときには物質中に停止する。荷電粒子の質量が電子と比較して大きいと、電子との相互作用では方向を変えることなく静止に至る。しかしながら、ごくまれに原子核と衝突し大きく方向を変えることがあり、これをラザフォード散乱という。

5.1. 電離と励起

光物質中の電子との相互作用で荷電粒子がエネルギーを失う場合には、物質中の原子の軌道電子を電離または励起する。

電離によって放出された電子のうち、エネルギーの高いもの(数 100 eV)のことをデルタ線と呼ぶ。デルタ線はエネルギーが高いため、更に周囲の電子と相互作用し他の原子を電離する。荷電粒子によって直接電離された場合を一次電離、デルタ線により間接的に電離された場合を二次電離とよぶ。入射粒子が α 線の場合、物質中の電離のうち 60%~70%が二次電離によるものである。電離によって電子軌道上に生じた空孔はより外側の軌道電子の遷移によって緩和され、その際に特性エックス線が放出される。

荷電粒子によって原子が励起された場合には、エネルギーを得た軌道電子は原子外に放出されることなくより外側の軌道に移る。励起状態から通常の状態に戻るときに、光を放出することで剰余エネルギーを解消する場合がある。この光を蛍光とよび、放射線シンチレーション検出器などに利用される。

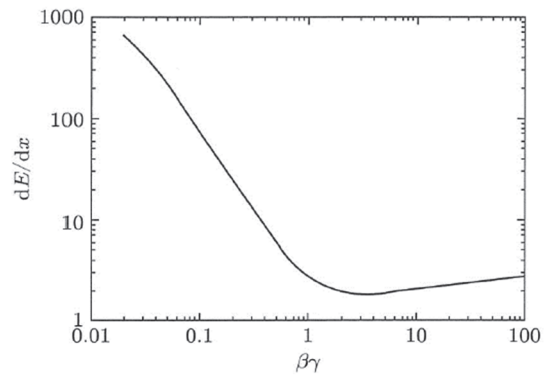


Fig. 13 入射粒子の電荷が1のときの、阻止能と $\beta\gamma$ の関係。ただし、阻止能の単位は任意である。参考文献 [21] 図 4.2 より引用。

5.2. 阻止能

重い荷電粒子が物質中を進む際に、単位長さあたりに失うエネルギーを阻止能 (stopping power) という。物質中の電子と、入射する重い荷電粒子の衝突を量子力学的に計算した結果を、初めに計算を行った著者の一人の名前を冠して、ベーテ (Bethe) の式といい、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e v^2} nZ \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\},$$

と表す。ここで、 z は重い荷電粒子の原子番号、 m_e は電子の質量、 v は荷電粒子の速度、 n は物質中の原子数密度、 Z は物質の平均の原子番号、 I は原子の平均の励起エネルギー、 β は荷電粒子の速度と光速の比、 ϵ_0 は真空の誘電率である。式は複雑であるが、重要なのは式そのものではなく、物質や入射する荷電粒子のどのような性質が阻止能に影響を与えるのかが重要である。式中の重い粒子の電荷と速度に着目すると、

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2} \propto \frac{z^2 M}{E},$$

となり、荷電粒子の電荷の2乗に比例し、速度の2乗に反比例する。 E, M はそれぞれ入射する粒子のエネルギーと質量であり、最後の関係は非相対論的領域で成り立つ。ここで、自然対数の中に $\frac{v^2}{(1-\beta^2)} \propto (\beta\gamma)^2$ (γ はローレンツ因子) が含まれる事に着目し、阻止能と $\beta\gamma$ の関係を両対数で

プロットしたものが Fig. 13 である。これは、物質や入射粒子によらない普遍的な関係である。

5.3. 飛程

重物質中を通過する荷電粒子がエネルギーを失って静止するまでに進んだ距離を飛程 (range) という。阻止能の逆数を静止するまで積分し、

$$R = \int_{E_{in}}^0 \frac{1}{dE/dx} dE,$$

と求められる。ここで R は飛程、 E_{in} は入射した荷電粒子のエネルギー、 dE/dx は阻止能である。

飛程に関しても具体的な表現より比例関係が重要である。阻止能の非相対論的な比例式である $dE/dx \propto (z^2 M)/E$ を積分することにより、

$$R \propto \frac{1}{\left(\frac{z^2 M}{E}\right)} dE \propto \frac{1}{z^2 M} E_{in}^2 \propto \frac{Mv^4}{z^2},$$

を得る。

5.4. 質量阻止能と質量飛程

ベーテの式において、原子数密度と物質の原子番号の積 (nZ) は、物質の密度 (ρ)、アボガドロ定数 ($N_A = 6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)、質量数 (A) を用いて ($\rho N_A Z/A$) と書くことができる。 Z/A は、水素を除いて物質の種類によらずほぼ同じなので、阻止能、飛程を物質の密度で割ると、物質の種類にあまりよらない値になる。これを質量阻止能、質量飛程と呼ぶ。よく使用される質量飛程の単位は、 $[\text{g}/\text{cm}^2]$ であり、距離の単位として、単位面積あたりの質量を取ったことに相当する。同様に質量阻止能としてよく使用される単位は、 $[\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)]$ であり、こちらも物質の種類にあまりよらない量となる。

6. 軽い荷電粒子と物質の相互作用

電子およびその反粒子である陽電子は電荷を持つ荷電粒子であるが、陽子やイオンと比較して質量が極端に軽いため原子核や軌道電子との衝突による電離、励起以外に放射によってエネルギーを失う過程が存在する。Table. 3 に、電子と物質が相互作用する際の主な反応を示す。

Table 3 電子と物質の相互作用

相互作用対象	衝突	放射
原子核	ラザフォード散乱	制動放射
軌道電子	非弾性散乱	制動放射

6.1. 電子・陽電子入射の場合の衝突反応

重い荷電粒子が物質に入射する場合には、物質中の電子との衝突反応による電離や励起でエネルギーを失っても荷電粒子の方向は入射方向から変化しなかった。

電子・陽電子が入射粒子である場合の原子核とのラザフォード散乱は、電子・陽電子が原子核と比較しきわめて小さな質量であるため、入射粒子のエネルギー減少は無視できるほど小さく、方向のみを変える。一方、入射粒子と物質中の電子との反応では、同じ質量をもつ粒子の反応のため、エネルギーも方向も変化する。この衝突によって起こる電離や励起は、10 MeV 程度までの低いエネルギー領域における電子・陽電子がエネルギーを失う主要な過程である。

6.2. 電子・陽電子入射の場合の制動放射

電子・陽電子が物質に入射すると、原子核もしくは電子と電磁相互作用することで急激な加速を受け、光子を放射する。これを制動放射という。制動放射の確率は、物質の原子番号の 2 乗に比例し、入射粒子の質量の 2 乗に反比例する。このため、電子・陽電子以外の荷電粒子からの制動放射は通常無視できる。

制動放射のエネルギー強度分布は、荷電粒子の受けた加速度の 2 乗をフーリエ変換することによって求めることができる。ここで、電子が物質中で撃力を受け瞬時に停止したとすると、デルタ関数的に無限小の時間、無限大の加速度となる。この加速度を 2 乗し、フーリエ変換することで得られた制動放射のエネルギー分布は、ゼロから入射電子が持っていたエネルギーまで一定の強度分布となる。制動放射のエネルギー強度分布を光子 1 個のエネルギーで割ることで、光子数のエネルギー分布を得ることができる。光子 1 個の持つエネルギー E_γ は、光の振動数を ν 、

プランク定数を h として $E_\gamma = h\nu$ なので、物質中で撃力から生じる制動放射の光子数スペクトルは、 $1/E_\gamma$ に比例するという有名な関係式が得られる。

6.3. 電子・陽電子入射のその他の放射

電子・陽電子が物質に入射し、物質中の光速よりも早く移動すると、荷電粒子から放出される電場を荷電粒子が追い越す現象が起きる。Fig. 14 右に物質中を荷電粒子が高速で移動する様子を示す。物質の誘電率を n とすると、物質中の光速は c/n となる。荷電粒子の速度 v が光速より早いため、粒子から発する電場の波頭が

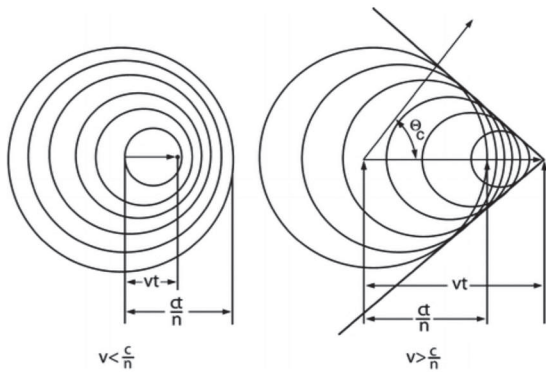


Fig. 14 チェレンコフ放射。
参考文献 [22] 図 2.10 より引用。

$\cos \theta = 1/n\beta$ 方向に放射される光となる。この光をチェレンコフ (Cherenkov) 光と呼ぶ。ここで、 $\beta = v/c$ である。粒子の速度が物質中の光速以下の場合には (左)、チェレンコフ光は放射されない。

チェレンコフ光の他にも、物質の誘電率が変化する境界で放射される遷移放射、磁場で荷電粒子が曲げられることで放射されるシンクロトロン放射などがあるが、ここでは名称を紹介するのみとする。

6.4. 電磁カスケードと放射長

電子・陽電子が物質に入射し、制動放射により光子を放射すると、その光子はコンプトン散乱や電子対生成により高いエネルギーの電子や陽電子を生成する。Fig. 15 に、電磁相互作用に

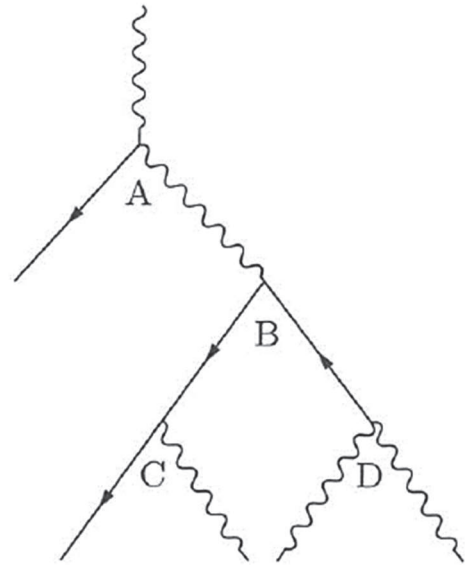


Fig. 15 物質中の電磁カスケードの例。
参考文献 [21] 図 5.4 より引用。

より起きる物質中での反応の一例を示す。波線は光子を、下向矢印の実線は電子を、上向矢印の実線は陽電子を表す。時間は上から下に流れているとする。始めに 1 個の光子が物質に入射し、点 A にてコンプトン散乱で電子を放出する。反跳光子は点 B で電子対生成によって電子と陽電子を生成する。電子は点 C で制動放射により光子を放出し、陽電子は点 D で、物質中の電子と対消滅して 2 個の光子を放出する。このように、連続的に反応が起きることをカスケードと呼び、高エネルギーの光子、電子から生ずる多数の光子、電子、陽電子の一群を電磁シャワーと呼ぶ。

電子が物質に入射した際の、放射によって失うエネルギーのみを考え、残りのエネルギーが入射エネルギーの $1/e$ 倍になるときの長さを、その物質の放射長という。放射長は通常 X_0 と書かれることが多い。放射長の単位は、長さ (cm) や、質量飛程で使用した単位面積当たりの質量 (g/cm^2) などがよく使用される。この長さは、物質中での電磁相互作用に基づく特徴を表現するのに便利な量である。Table 4 に例として、加速器でよく使用される物質の放射長を示す。

Table 4 放射長の例。参考文献[9]より引用。

物質	放射長 (g/cm ²)
グラファイト	42.70
Al	24.01
Cu	12.86
Pb	6.37
乾燥空気 (1 気圧)	36.62

荷電粒子と物質の相互作用のまとめとして、物質が銅、入射粒子が電子と陽子の場合の質量阻止能を Fig. 16 に示す。点線が陽子の場合の衝突による質量阻止能を表し、破線は電子による衝突阻止能と放射阻止能を表す。陽子は電子と比較して質量が 1800 倍大きいので、放射阻止能はここには現れないほど小さい。入射粒子が電子の場合、24.8 MeV までは衝突阻止能が放射阻止能を上回り、それ以上の領域では放射阻止能が単調に増加している。このエネルギーを臨界エネルギー (critical energy) と呼び、物質固有の量である。高エネルギーの電子、あるいは光子が物質に入射すると、電磁カスケード反応で多数の電子、陽電子、光子の集まりになる。これらの粒子の平均エネルギーが臨界エネルギーを下回るまでは放射によって電磁シャワーが成長することでエネルギーを失い、その後は 6.1 節で説明した様に電離や励起でエネルギーを失う。

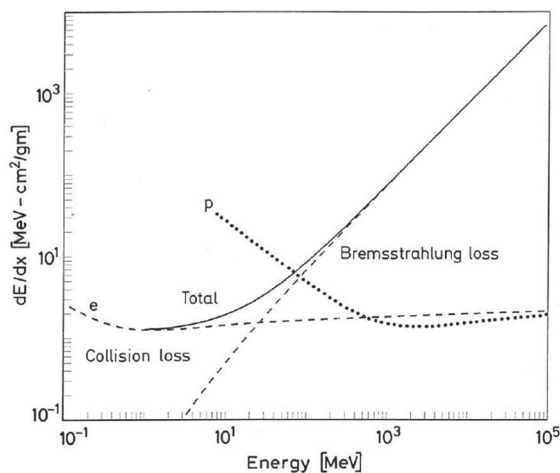


Fig. 16 入射粒子のエネルギーと銅の質量阻止能。参考文献 [20] 図 2.10 より引用。

7. 中性子線と物質の相互作用、核反応

光子や荷電粒子が物質に入射した場合、物質中の電子や原子核との電磁相互作用で様々な反応が起きることを見てきた。一方、中性子は電荷を持たないため、物質中の電子や原子核と電磁相互作用しない。低いエネルギー領域にある入射粒子が正の電荷を持つ荷電粒子の場合には、正の電荷を持つ原子核との間にクーロン力による斥力ポテンシャルがあるため、原子核内部に到達することができなかった。一方中性子の場合、中性子は電荷を持たずクーロン力による斥力ポテンシャルを感じない。そのため、低いエネルギーをもつ中性子でも原子核の中に入り込むことができる。中性子線と物質との相互作用によって、中性子が原子核と反応 (核反応) をおこす。

7.1. 断面積と核反応

これまでは、放射線と物質の相互作用の起こりやすさを阻止能や反応の起こる確率として表現してきたが、ここで反応断面積について説明する。Fig. 12 のグラフは、光子が物質に入射したときの反応確率と説明していたが、実際には、1 原子あたりの反応断面積をプロットしている。

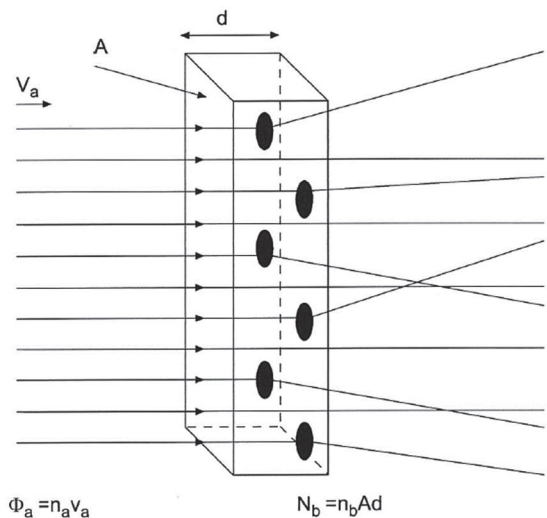


Fig. 17 反応における断面積の概念。参考文献 [23] Fig. 4.3 より引用。

Fig. 17 に、物質中に粒子 a が入射し、物質中の原子や原子核のミクロな粒子 b (図中の黒丸) で粒子 a が散乱される様子を示す。物質の大きさは面積 A、厚さ d であり、物質中の粒子 b の密度を n_b とする。物質中の粒子 b の総数 N_b は、

$$N_b = n_b \cdot A \cdot d$$

となる

入射粒子は物質の前面全体に一樣に速度 v_a で入射し、空間密度は n_a であるとする。単位時間あたりに物質に入射する a の粒子数 \dot{N}_a は、

$$\dot{N}_a = n_a \cdot A \cdot v_a$$

であり、単位時間、単位面積あたりの入射粒子 a の数 (フラックス) を $\Phi_a = n_a \cdot v_a$ と定義する。入射方向から見て粒子 b が重ならない程度に物質が薄いとすると、単位時間における反応数 \dot{N} は、

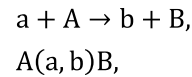
$$\begin{aligned} \dot{N} &= \Phi_a \cdot N_b \cdot \sigma_b, \\ &= \dot{N}_a \cdot n_b d \cdot \sigma_b, \end{aligned}$$

と表すことができる。ここで σ_b は粒子 b 一個あたりについて反応を起こす確率であり、面積の次元を持ち断面積と呼ばれる。入射粒子がある方向に一樣に入射している場に小さな物質があったときの単位時間あたりの反応数は、フラックス、標的数と断面積の積で求められる。粒子 a の入射範囲が十分物質の大きさに収まり、物質の厚さが均一な場合においては、単位時間あたりに入射する粒子数に単位面積あたりの標的数と断面積をかけることによって、単位時間あたりの反応数を計算することができる。

核力が関与する核反応のおおよその大きさを考える。3.4 節において、原子核の半径 R は、 $R = 1.3 \times 10^{-15} \times A^{1/3} \text{ m}$ と求められることを述べた。入射粒子が原子核の半径内を通過すると必ず反応が起きる状況を考えると、入射粒子から見た原子核の大きさは πR^2 である。原子核の質量数は 200 程度までなので、原子核の大きさはおおよそ 10^{-28} m^2 程度となる。そこで反応断面積 σ の単位として、 $10^{-28} \text{ m}^2 = 1 \text{ b}$ (バーン) を使用する。

7.2. 核反応の表記

原子核反応を表現するには 2 種類の表記がよく用いられる。入射粒子、放出粒子を a, b、標的となる原子核、反応後の原子核を A, B とすると、



と表記する。どちらも原子核 A に粒子 a が入射し、粒子 b を放出して原子核が B に変化することを表している

7.3. 中性子と物質の相互作用

中性子と物質の反応機構は、中性子の持つエネルギーにより異なる。中性子は、持つエネルギーによって次のように分類されることが多い

Table 5 中性子のエネルギーと分類。

中性子の名称	エネルギー領域
冷中性子	< 0.025 eV
熱中性子	~ 0.025 eV (~300 K)
熱外中性子	0.1 eV ~ 1 keV 程度
速中性子	> 0.1 MeV

熱中性子は室温と同程度のエネルギーを持つ中性子で、標的となる原子核の近傍にとどまる時間が長い。このような場合、中性子が直接原子核に入射しなくても原子核に吸い寄せられ反応が起こるため、断面積が大きくなる傾向が見られる。原子核が中性子を捕まえて起こる反応なので、中性子捕獲反応と呼ばれる。標的となる原子核は、中性子を捕獲することで質量数が 1 だけ増加した原子核になる。中性子捕獲反応によって生成する原子核は大抵の場合励起状態にあり、剰余エネルギーを緩和するために、ガンマ線や α 粒子を放出する。天然カドミウム中に ~12% 含まれる Cd-113 (半減期 8.04×10^{15} 年) の中性子捕獲断面積は ~20000 [b] と極めて大きい。この際、中性子を捕獲した後の剰余エネルギーは γ 線として放出される。この反応は、放射捕獲反応 (Radiative capture) と呼ばれ、 (n, γ) と表記する。この様にカドミウムは、熱中性子を

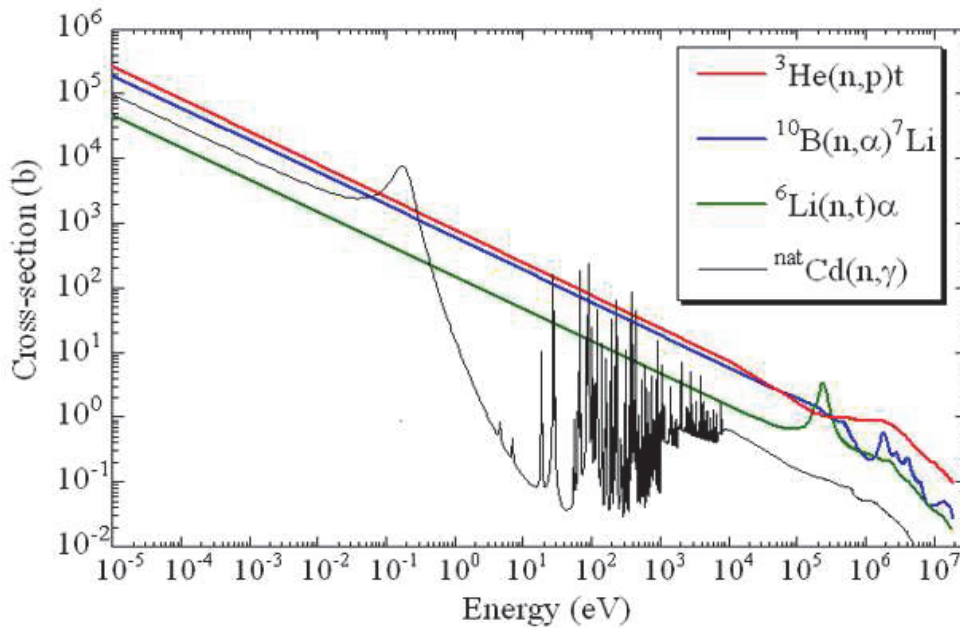


Fig. 18 代表的な核に対する中性子捕獲反応の断面積。参考文献 [24] より引用。

吸収する単面積が非常に大きいため、中性子の遮へい材として使用される。

天然ボロン中に~20%含まれる B-10 の (n,α) 中性子捕獲断面積は 3837 [b] と大きいため、中性子検出器に用いられる。他にも、He-3、Li-6 も熱中性子に対して大きな中性子捕獲断面積を持ったため、中性子検出器に応用される。Fig. 18 に熱中性子捕獲反応を利用して遮へい材や検出器に応用されている代表的な核種に対する、中性子捕獲反応の断面積を示す。全体的な断面積は、中性子の速度に反比例する ($1/v$ 則) ため、低いエネルギー領域で断面積が大きいことがわかる。中性子捕獲反応の断面積は、アイソトープ手帳^[25]などにまとめられている。

熱中性子捕獲反応で特筆すべきは、U-235 を標的とした反応の応用である。熱中性子を吸収した U-235 は、2つの原子核に分裂するとともに、平均 2.5 個程度の中性子を放出する。核分裂反応の際に放出されるエネルギーは原子力による発電等に利用される。また、放出された中性子を減速して熱中性子とすることで、次の核分裂反応を起こす。U-235 からの核分裂生成物の質量数分布は、標的核の半分の質量数である 115 付近にピークを持たず、90 付近と 140 付近にピークを

持つ非対称分布となる。使用済核燃料の処理について議論する際に、Sr-90、Cs-137 等が問題になるのは両者が比較的長寿命である事と、生成量が多いためである。

8. 中性子以外の粒子の核反応

入射粒子が中性子以外の粒子の核反応についても簡単にまとめる。中性子以外が入射粒子の場合においても、入射粒子のもつエネルギーが反応のしきい値を超えると様々な核反応が起こりうる。Table 6 に、比較的低いエネルギー領域における様々な核反応について、標的核と娘核を比較したときの質量数 (ΔA) と原子番号 (ΔZ) の増減をまとめた。

4.5 節 Fig. 12 において、 $\sigma_{\text{g.d.r}}$ について光子が原子核に入射した際に起きる原子核反応の確率を表すと説明した。GDR は巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance) のことを表し、光子が原子核に吸収され、巨大双極子共鳴を励起する断面積を表していた。この様に、入射粒子によって原子核がエネルギーを得て、その後安定な状態に移っていくのが核反応である。Fig. 19 に模式化した原子核の励起状態と反応断面積を示す。縦軸が原子核の励起エネルギー、右半分

Table 6 核反応による原子番号、質量数の増減。参考文献 [26] 表 4.1 より引用、一部改変

ΔA \ ΔZ	-3	-2	-1	0	+1	+2	+3
+2				($\alpha, 4n$)	($\alpha, 3n$)	($\alpha, 2n$)	(α, n)
+1		(p,3n)	(p,2n)	(p,n) (d,2n) (γ, π^-)	(p, γ) (d,n)	(α, pn)	(α, p)
0			(γ, n) (n,2n)	標的核 (γ, γ), (p,p), (n,n)等	(n, γ) (d,p)		
-1	(p, α)	(d, α)	(γ, p)	(n,p) (γ, π^+)			
-2	(n, α)						

が何らかの反応によって、その励起状態を励起する断面積を書いたものである。核反応の種類は特に特定してないため、あくまで模式的なものである。一番下の状態が、エネルギーが最も低い基底状態 (Ground state) を表す。

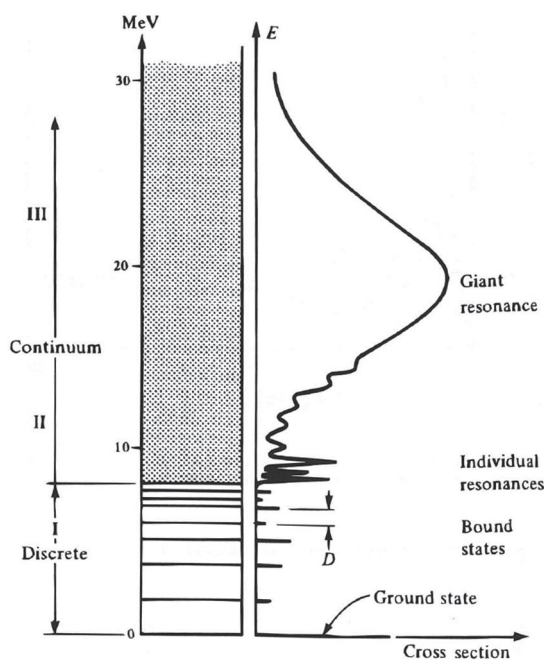


Fig. 19 原子核の励起状態と反応断面積の模式図。参考文献 [27] Fig. 5.34 より引用。

比較的励起エネルギーの低い状態においては、原子核の殻構造に起因する束縛状態が散見される。それより高いエネルギーになると、陽子や中性子、重陽子や α 粒子等の粒子放出のしきい値以上になるため束縛状態は存在せず、存在する構造は共鳴状態もしくは、反応の運動学的特徴を反映した構造になる。

励起エネルギーが 10 数 MeV 付近には、幅が広く励起断面積の大きい共鳴状態が見られる。この共鳴は、原子核全体が励起される励起状態であり、その断面積は低エネルギー核反応の中でかなりの割合を占めるため、巨大共鳴と呼ばれる。その後励起エネルギーを原子核中の核子で分け合い、原子核から放出されることで崩壊する。

励起エネルギーが、数 100 MeV になってくると、局所的に反応が起きる場合には核子の励起状態 (核子共鳴) を生成し、パイ中間子等を放出する反応が起こってくる。光が入射して起こる光核反応の場合には、核子共鳴の励起とその崩壊は主な反応過程である。入射粒子が核子など強い相互作用に感度がある粒子の場合には、核内核子と多数回の衝突を繰り返し多数の核子を放出するカスケード反応が起きる。カスケード反応後の熱平衡に達した励起状態の原子核か

らは、核子や軽い原子核が蒸発するように放出される。この一連の反応を核破砕反応 (spallation) という。鉛の標的に、1 GeV の陽子が入ってくる場合を考えてみよう。鉛は、82 個の陽子と 125 個前後の中性子から構成される。陽子が入射し、熱平衡に達する前に核子を放出し、熱平衡に達してからも核子や軽核を放出して行く過程において、平均 25 個程度の中性子を放出する。高いエネルギー領域の光核反応で生成した核子共鳴の崩壊から生じる高いエネルギーを持つ核子も核内カスケードへのトリガーとなる。

以上の様に発生した、 π 中間子や K 中間子、中性子は、二次ビームとして実験に使用されている。

参考文献

- [1] 原子力基本法 (昭和三十年法律第百八十六号) 第三条
- [2] 核燃料物質、核原料物質、原子炉及び放射線の定義に関する政令 (昭和三十二年政令第三百二十五号) 第四条
- [3] 放射性同位元素等の規制に関する法律 (昭和三十二年法律第百六十七号) 第二条
- [4] 放射性同位元素等の規制に関する法律施行令 (昭和三十五年政令第二百五十九号) 第二条
- [5] 放射線を放出する同位元素の数量等を定める件 (平成十二年十月二十三日科学技術庁告示第五号) 第二条
- [6] 荷電粒子を加速することにより放射線を発生させる装置として指定する件 (昭和三十九年四月九日 科学技術庁告示第四号)
- [7] 医療法 (昭和三十二年法律第二百五号)、医療法施行規則 (昭和三十二年厚生省令第五十号) 第三十条など
- [8] 永江知史、永宮正治著、「裳華房テキストシリーズ-物理学 原子核物理学」、(2000) 裳華房
- [9] R.L. Workman et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022) and 2023 update, The Review of Particle Physics
- [10] 環境省「放射線による健康影響等に関する統一的な基礎資料 令和4年度版」
https://www.env.go.jp/chemi/rhm/basic_data.html
- [11] ひっぐすたん、<http://www.higgstan.com/>
- [12] Richard B. Firestone et al., Table of Isotopes 8th edition (1996) Wiley-Interscience
- [13] 鷲見義雄、「原子核物理入門」(1997) 裳華房
- [14] 日本アイソトープ協会編集、「やさしい放射線とアイソトープ 5 版」(2014) 丸善出版
- [15] IAEA Nuclear Data Section, IAEA Live Chart of Nuclides (<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>)
- [16] 竹田敏一、「図解雑学 原子力」(2002) ナツメ社
- [17] 八木浩輔、「原子核物理学」(1971) 朝倉書店、2022 年に新装版が刊行されており、底本も新装版も入手可能である。
- [18] 中村尚司、「放射線物理と加速器安全の工学 [第2版]」(2001) 地人書館
- [19] 野中到、「核物理学」(1956) 培風館
- [20] William R. Leo “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments 2nd edition” (1994) Springer
- [21] Chary Rangacharyulu 著、遠藤暁・和田義親共訳、「放射線物理学」(2022) 森北出版
- [22] Stefaan Tavernier “Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics” (2009, corrected publication 2022) Springer
- [23] Bogdan Povh et. al. “Particles and Nuclei 7th ed.” (2015) Springer
- [24] 波戸芳仁、総合研究大学院大学加速器科学コース、放射線物理学講義資料
- [25] 日本アイソトープ協会、「アイソトープ手帳 12 版」(2020) 丸善出版
- [26] 柴田徳思編、「放射線概論第 13 版」(2021) 通商産業研究社
- [27] Ernest M. Henley, Alejandro Garcia “Subatomic Physics 3rd ed.” (2007) World Scientific