

<概要>

原子炉物理の理解のための前提条件として原子と原子核についての基本的な知識と、原子核から放出される放射線と物質の相互作用について知ることが必要である。この分野を原子核物理と呼んでいるが、本タイトルは原子核物理の基礎としての「原子核の構造」<03-06-03-01>に始まる一連の内容についてシリーズ形式で記述したものであり、シリーズ物が総合されてサブタイトルの「原子核の物理」編として完結する。

<更新年月>

2006年02月 （本データは原則として更新対象外とします。）

<本文>

1 原子核の安定性

原子核は核子がぎっしりと詰まった状態で構成されている、と考えられている。そして原子核の半径は次の式で与えられる。

$$R = 1.25 \times 10^{-15} A^{1/3} \text{ (m)} \quad (1.1)$$

核の中では、主に核子の間でおよそ 10^{-14} m以下の距離でのみ働く核力という近達性の力と、陽子同志で斥力として働くクーロン力の2種類の力が働いている。核力は核内の核子の数に比例し、一方クーロン力は核内の陽子数 Z の2乗に比例する。また原子核は核内の陽子と中性子が対であるほうが安定であるという性質がある。そのため軽い原子核に見られるように基本的には N/Z という比が1に近いものが安定となる。しかし Z が大きくなるとクーロン斥力が大きくなるので、それを核力を増すことで中和する必要があるため、相対的に中性子数 N が増すこととなる。この結果質量数が増すとともに安定な核の N/Z という比は大きくなるが、 $Z=84$ より上では天然に安定な原子核は存在しなくなる。図1に天然に存在する約270個の核子の Z と N をプロットしている。核子数が増すにつれて N/Z の比は大きくなっていき、 $Z=82$ の鉛のあたりでほぼ1.5となっている。ただし、原子核にも原子と同様のシェル構造があり、 Z と N の数が2, 8, 20, 28, 50, 82、そして N の数が126のところ原子核が特に安定となり、数多くの安定同位体が存在する。たとえば Z が50の錫(Sn)の場合安定な同位体数が10個もある。原子核物理ではこれらの数を魔法の数といい、これらの数の陽子または中性子を持つ核を魔法の核と呼んでいる。また原子核は陽子と中性子の数がともに偶数のときの方が、どちらかが奇数の場合より安定である。陽子、中性子がともに奇数で安定な核は、 ^2H 、 ^6Li 、 ^{10}B 、 ^{14}N しかない(表1の(1)に A 、 Z を並記した記述を参照)。

2 放射性壊変

安定な Z と N の組み合わせ以外の原子核は不安定で、核種によって決まっている一定の確率で放射線を出して別の原子核へと壊変していく。 α 粒子(^4He の原子核)を放出する場合(質量数の大きな核に多く見られる)を α 崩壊、 β^- 粒子(これは電子そのものである)を放出して核内の中性子を陽子に変える場合を β^- 崩壊という。このとき放出される α 粒子や β 粒子を放射線という。これらは原子番号を使って表1の(2)式のように表わされる。

ここで ν と示したのはニュートリノ(中性微子)と呼ばれる、質量がほとんどゼロの中性の粒子である。(実はニュートリノには β^- 壊変に伴うものと陽電子を放出する β^+ 壊変に伴うものの2種類があるが、ここでは両者を区別せずに用いる。)

α 壊変でも β 壊変でも原子核をより安定な、よりエネルギーの低い方へと変化させる現象なので、 α 粒子あるいは β 粒子はそのエネルギーの変化分に相当するエネルギーを持って放出されるはずである。そのため新しくできた原子核が同じであれば α 粒子や β 粒子の持つエネルギーは一定の

はずである。ところが α 粒子の場合はエネルギーが一定（線スペクトルを示す）なのに対し、 β 粒子の場合は図2に示すように最大値を持つ連続スペクトルとなり、平均のエネルギーは最大値のおよそ1/3となる。この差のエネルギーをニュートリノが持って出ると考えられている。

核内の中性子数が安定な状態より少ない場合には、核内の陽子を中性子に変えて陽電子 β^+ （電子と同じ性質を持つ粒子で正に帯電した粒子）を放出するか、あるいは軌道電子を捕獲して陽子を中性子に変える。これを電子捕獲という。この場合、表1の(3)式と表わすことができる。ただし原子炉の運転に伴って β^+ 壊変を行う核種が生成される例は少ない。 γ 線は原子核の壊変に伴って生じた核が基底状態へと転移するときに核から放出される光子（電磁波）で、原子核外から放出される光子であるX線と区別される。

3 放射能と半減期

3.1 放射性崩壊の指数法則

天然にある元素のうち、原子番号84のPo（ポロニウム）よりZの大きい核はすべて不安定であってある決まった割合で放射線を出して壊変していく。またZ=81のTl（タリウム）、82のPb（鉛）、83のBi（ビスマス）には安定な核の他に不安定な同位体が存在する。ある放射性核種に対して、その核種が単位時間に崩壊する割合は、その時刻に存在する放射性核種の数に比例する。すなわち、もしNを時刻tに存在する放射性核種の数とすると、壊変率 dN/dt は

$$dN/dt = -\lambda N \quad (3.1)$$

で与えられる。この比例定数 λ を壊変定数といい、単位時間の崩壊確率の大きさの尺度である。

(3.1)を積分すると、 $t=0$ における放射性核種数を N_0 として、

$$\ln(N/N_0) = -\lambda t \quad (3.2) \quad \text{もしくは} \quad N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (3.3)$$

となる。放射性核種数が初めの数の1/2になるまでの時間 $T_{1/2}$ を半減期と呼ぶ。(3.2)の左辺に $N_0/2$ を代入すると、

$$\ln(1/2) = -\lambda T_{1/2} \quad (3.4)$$

となるから

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda \quad (3.5)$$

となる。表2にいくつかの放射性核種の半減期をあげる。このように半減期は100万分の1秒以下のものから数10億年以上までの非常に広い範囲に及ぶ。放射性核種の放射能Aとは、単位時間に壊変する原子数であって、

$$A = -(dN/dt) = \lambda N \quad (3.6)$$

である。放射能の単位は、毎秒1個の割合で崩壊するとき（1崩壊/秒）、これを1ベックレル（Becquerel）という。

3.2 系列壊変と放射平衡

たとえば ^{238}U を考えると、 ^{238}U は α 粒子を放出して ^{234}Th となるが、これは2回の β -壊変を繰り返して ^{234}U となる（さらに ^{234}U は α 粒子を放出して ^{230}Th となる）。

このような系列を



このとき、Bという核種の原子数を表わす式は、Bの生成割合が表1の(4)式であるから、表1の(5)式(2.4)で与えられる。この微分方程式を表1の(6)式(2.4')と書き換え、 $t=0$ におけるBの存在数を N_{B0} として解くと表1の(7)式(2.5)となる。この場合Aを親核、Bを娘核という。もし親核の半減期が娘核の半減期に比べてはるかに長いとすると、すなわち λ_A が λ_B に比べてはるかに小さいとき、表1(8)はtの大きいところで近似的に表1の(9)式(2.6)となる。つまり、親核と娘核の存在比が一定となる。これを過渡平衡という。さらに λ_A は λ_B に比べてはるかに小さいことから、表1の(10)とすることができ、表1の(11)式(2.7)となる。すなわち、BのAに対する割合が一定であるだけでなく、AがBに壊変していく割合とBがCに壊変していく割合が等しくなる。これを永年平衡という。過渡平衡と永年平衡を合わせて放射平衡という。なお、放射性核種の壊変の状況を表わした図を崩壊図という。図3にその例を示す。

<関連タイトル>

- 原子核物理の基礎 (1) 原子核の構造 (03-06-03-01)
- 原子核物理の基礎 (3) 核反応 (03-06-03-03)
- 原子核物理の基礎 (4) 核分裂反応 (03-06-03-04)
- 原子核物理の基礎 (5) 断面積 (03-06-03-05)
- 原子核物理の基礎 (6) 放射線と物質の相互作用 (03-06-03-06)
- 原子核物理の基礎 (7) 関連用語一覧 (03-06-03-07)

<参考文献>

(1) 平川直弘：原子炉物理入門、東北大学出版会（2003年12月）

表1 数式等一覧表

(1)	${}^2_1\text{H}$ 、 ${}^6_3\text{Li}$ 、 ${}^{10}_5\text{B}$ 、 ${}^{14}_7\text{N}$
(2)	α 壊変： ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-2}^{A-4}X' + {}^4_2\text{He}$ (2.1) β 壊変： ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AX' + {}^0_{-1}e + V$ (2.2)
(3)	β^+ 壊変、電子捕獲： ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AX' + {}^0_{+1}e + V$ (2.3)
(4)	$-(dN_A/dt) = \lambda_A N_A$
(5)	$dN_B/dt = \lambda_A N_A - \lambda_B N_B$ (2.4)
(6)	$dN_B/dt + \lambda_B N_B = \lambda_A N_A$ (2.4')
(7)	$[N_B(t) = (\lambda_A N_{A^0} / (\lambda_B - \lambda_A)) [\exp(-\lambda_A t) - \exp(-\lambda_B t)] + N_{B^0} \exp(-\lambda_B t)]$ (2.5)
(8)	$N_B(t)$
(9)	$N_B / N_A = \lambda_A / (\lambda_B - \lambda_A)$ ($\lambda_A N_{A^0} \exp(-\lambda_A t) = N_A$ とした) (2.6)
(10)	$\lambda_B - \lambda_A \approx \lambda_B$
(11)	$N_B / N_A = \lambda_A / \lambda_B$ または $\lambda_A N_A = \lambda_B N_B$ (2.7)

表2 いくつかの放射性核種の半減期

^{226}Ra	1600年	^{60}Co	5.27年
^{222}Rn	3.825日	^{28}Al	2.24分
^{238}U	4.47×10^9 年	^{24}Na	15.0時間
^{235}U	7.04×10^8 年	^{232}Th	1.41×10^{10} 年
^{40}K	1.28×10^9 年	$^{212}\text{Po}(\text{ThC}')$	3.04×10^{-7} 秒

[出典]Table of Isotopes 7th Edition

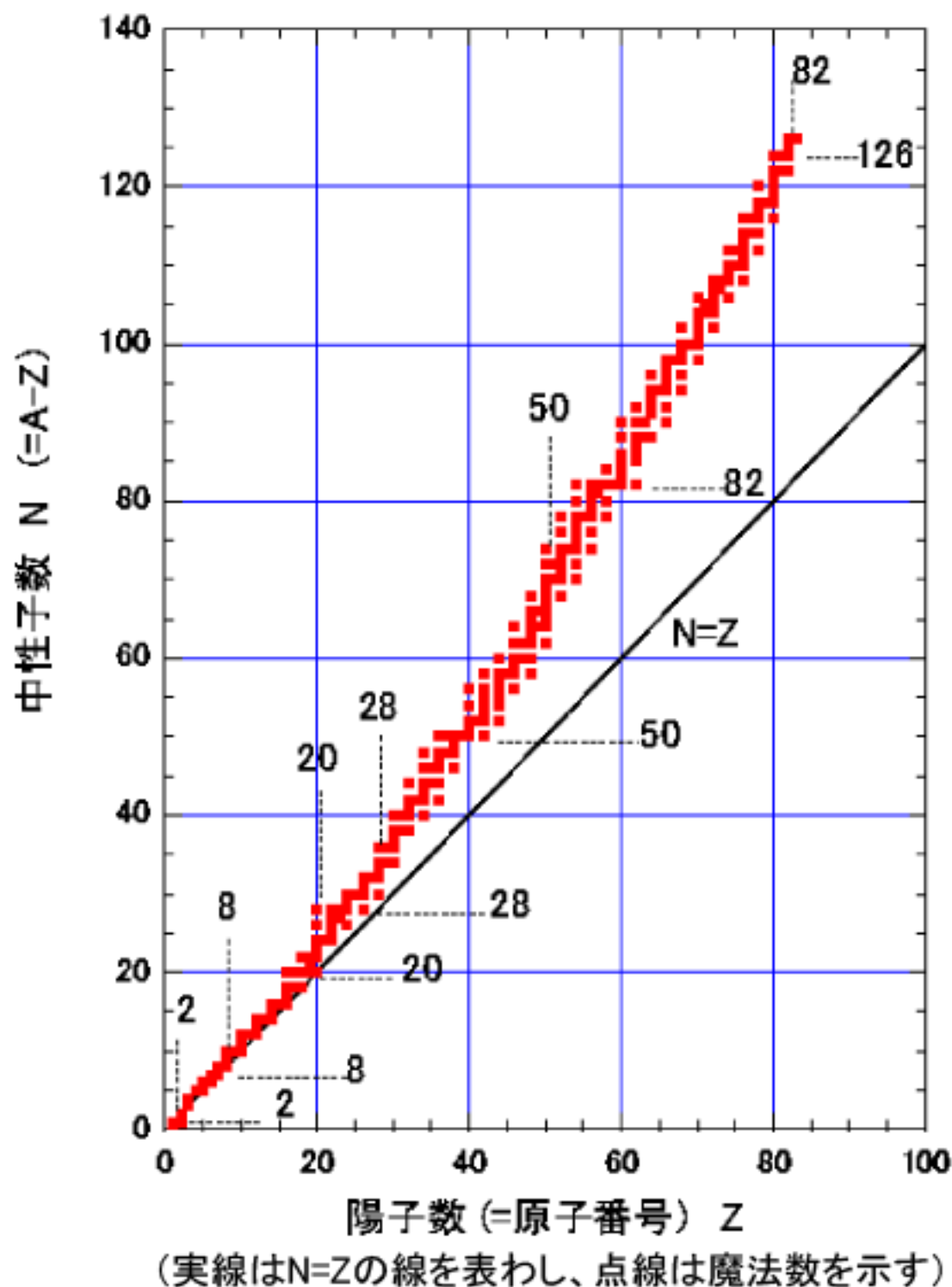


図1 安定な同位体における陽子数(Z)と中性子数(N)の関係

[出典] L. Glasstone & A. Sesonske "Nuclear Reactor Engineering" 3rd Ed.
(Jhon Wiley & Sons Inc.) p.9

β 粒子の数(相対値)

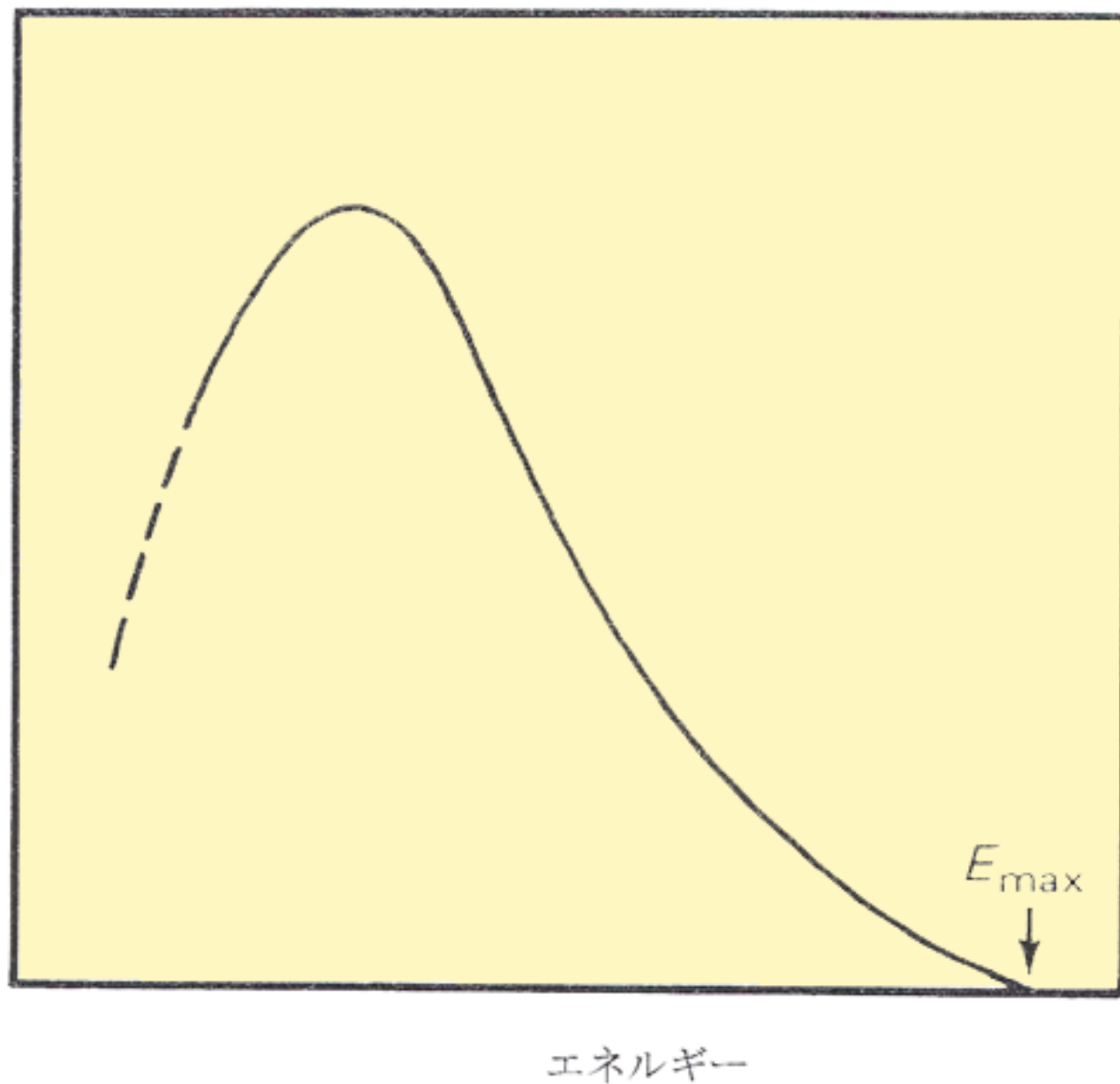


図2 β 粒子のエネルギースペクトル

[出典]石川友清(編):初級放射線、通商産業研究社、p.37

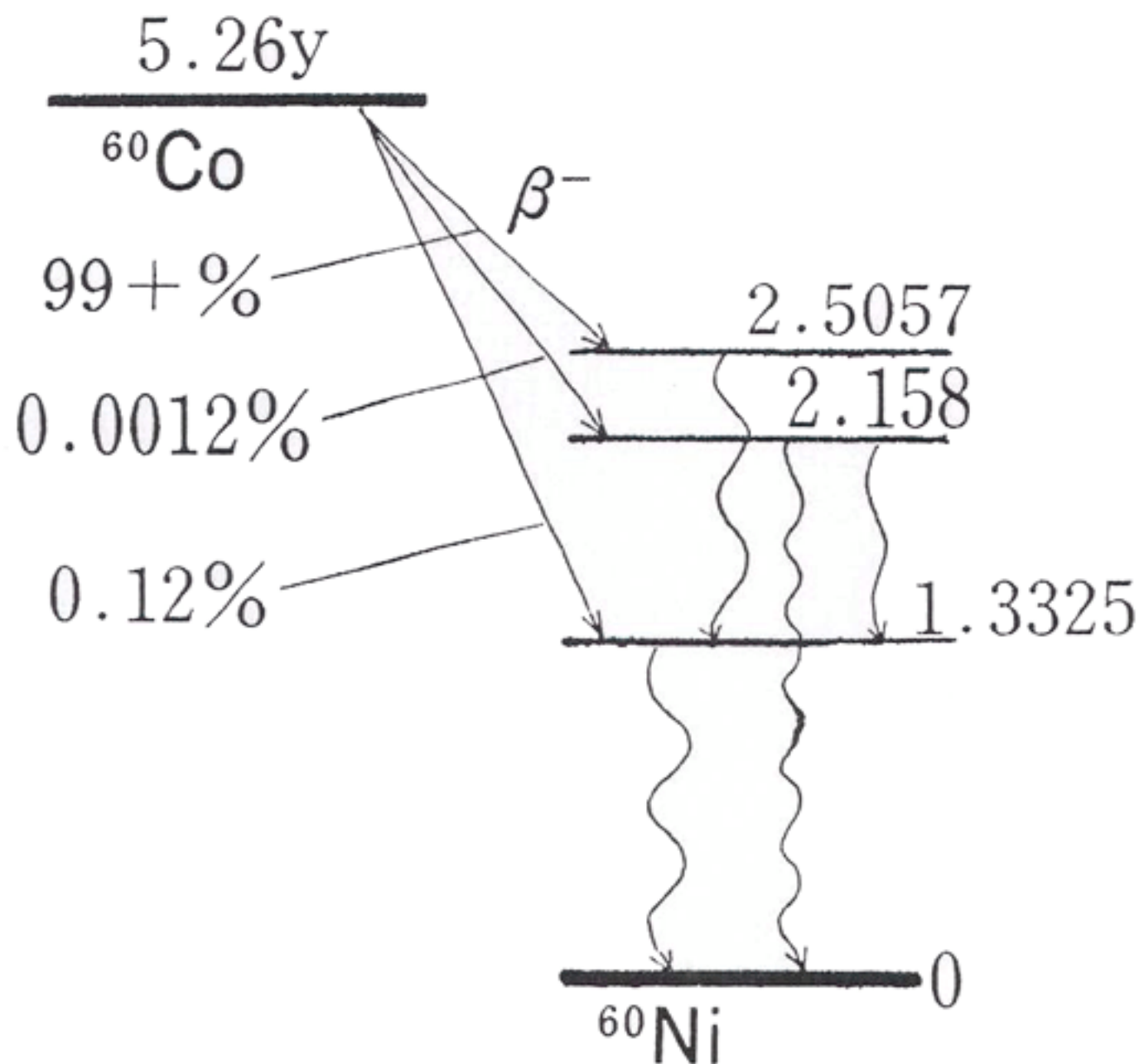


図3 崩壊図の1例

[出典]石川友清(編):初級放射線、通商産業研究社、p.37