

第 3 章 原子核物理の基礎知識

内容

第3章 原子核物理の基礎知識.....	47
3.1 原子核の物理	49
3.1.1 原子核の構成要素とその大きさ	49
3.1.2 原子核に働く力.....	50
3.2 原子核とエネルギー	51
3.2.1 原子核の励起準位.....	51
3.2.2 原子核の質量と結合エネルギー	52
3.3 原子核の崩壊と核反応.....	54
3.3.1 原子核の崩壊.....	54
3.3.2 放射線と原子核との相互作用（核反応）	59

【この章のポイント】

- ・ 原子核は、陽子と中性子から構成される非常に小さい系であり、核力（強い相互作用）と呼ばれる力によって束縛されている。
- ・ 軽い原子核は結合したほうが、重い原子核は分離したほうが、エネルギー的により安定である。
- ・ 不安定な原子核は、 α 崩壊、 β 崩壊などにより放射線の放出を伴い安定な原子核へ崩壊する。
- ・ 電荷を持たない中性子は、原子核に容易に接近できるため、原子核との相互作用（原子核反応）を起こしやすい。

原子炉物理学において、原子炉内での中性子と原子核との相互作用はその根本とも言える物理現象である。原子「核」物理学は、この中性子と原子核との相互作用を記述するための学術分野と言えるが、原子炉物理では、この原子核物理の分野で構築された理論、得られた知見を直接的に考慮することではなく、中性子と原子核との相互作用の確率を所与のパラメータとして扱う。従って、原子炉物理の問題を扱うときには原子核物理学の理論および知見の詳細を知る必要はないが、いくつかの原子核物理の基礎的な知識を理解することは重要である。本章では、原子炉物理を理解するうえで必要となる原子核物理の基礎を学ぶことを目的とする。

3.1 原子核の物理

【この節のポイント】

- ・ 原子核は陽子と中性子から構成される。
- ・ 原子核の大きさ (10^{-15} m) は原子の大きさ (10^{-10} m) と比べて非常に小さい。
- ・ 核力（強い相互作用）は短い距離で働く非常に強い引力であり、原子核を構成している中性子と陽子を束縛している。

3.1.1 原子核の構成要素とその大きさ

原子核は陽子と中性子から構成される。陽子と中性子を総称して**核子 (nucleon)**と呼ぶ。原子番号 Z の原子の原子核には Z 個の陽子が含まれる。この原子核に含まれる中性子の個数を N とすると、この原子核を構成する核子の数 A は Z と N の和となる。この A を原子核の**質量数 (mass number)**と呼ぶ。原子核は自身を構成する陽子の数（原子番号）と中性子の数によってその特性が決まる。 A と Z で規定されるそれぞれの原子核のことを**核種 (nuclide)**と呼ぶ。また、原子番号が同一で質量数（中性子数）が異なる核種を**同位体 (isotope)**と呼ぶ。

核種の表記方法は、1文字もしくは2文字の元素記号に対して、左上に質量数、左下に原子番号、右下に中性子数を付するというものである。例えば、原子番号が8、質量数が16の酸素であれば「 $^{16}_8\text{O}$ 」のように表記する。また、原子番号が92、質量数が238のウランで

あれば「 $^{238}_{92}\text{U}_{146}$ 」となる。しかし、元素と原子番号は水素なら 1、ウランなら 92 と 1 対 1 に対応するので、元素記号と質量数のみで同位体を特定することができる。したがって、通常は ^{235}U もしくは U-235 のように表記する。

原子核の大きさは原子の大きさと比べて非常に小さい。原子核の半径は $1 \times 10^{-15} \sim 7 \times 10^{-15} \text{ m}$ (1~7 fm、原子核の大きさには一般的に fm (フェムトメートル) の単位が使われ、 $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ である) 程度となることが分かっている。原子の大きさは 10^{-10} m 程度なので、例えば原子核がソフトボール程度の大きさだとするならば、原子の半径は 1 km 程度ということになる。原子の中から原子核を見つけるのは非常に難しいことがイメージできるであろう。

また、安定な原子核の質量数は原子核の半径の 3 乗に比例することが分かっている。陽子と中性子の大きさがほぼ同一と見做せるとするならば、球の体積はその半径の 3 乗に比例すること、原子核の質量数が原子核中の核子の総数に対応することから、原子核の密度が質量数によらずどのような核種でもほぼ等しいということが分かる。これを核の密度の飽和性と呼ぶ。また、原子核の密度は 1 m^3 あたり約 $3 \times 10^{17} \text{ kg}$ (1 cm^3 あたり約 $3 \times 10^{14} \text{ g}$) と桁外れに大きな値となり、核子が接するほどぎっしり詰まった高密度な状態にある。

【コラム】身の回りの物質の中身は、ほぼ真空？

重たいものの代表格である純金の密度は、 20 g/cm^3 程度である。上で述べたように、原子核の密度は約 10^{14} g/cm^3 であることから、原子の大部分は真空であることが理解できる。原子炉物理では、原子炉内を飛行する中性子と原子核の相互作用が中心となるが、原子炉内を飛んでいる中性子から見ると、我々の身の回りにある物質はほぼ「真空」であり、ある原子に中性子が飛び込んだとしても、その原子内の原子核と中性子の反応はごく稀にしか発生しない。

3.1.2 原子核に働く力

核子のうち、陽子は正の電荷をもつが、中性子はその名が示す通り電氣的に中性な粒子である。正の電荷をもつ陽子同士にはクーロン力による斥力（電氣的斥力）が働く。しかし、すでに説明したように、原子核の中では陽子が非常に近い距離に存在している。電氣的斥力があるにもかかわらず、核子が非常に狭い領域に密集しているということは、原子核内では核子同士を結合させる何らかの力が働いていることになる。その力の正体は、核子間に働く核力（強い力、強い相互作用）である。表 3-1 に示すように、自然界には「4 つの力」（相互作用）が存在するとされており、その一つである核力（強い相互作用）は、重力相互作用、電磁相互作用と比べて大きい力である。強い相互作用は、その影響範囲は 10^{-15} m オーダーと非常に短く、2 つの核子が近い距離にあるときだけ作用し、強い引力が働く（なお、核子同士が極端に近いと強い斥力が働くことが分かっている）。原子核の中では、陽子の間に電氣的斥力が働く一方、核子間の強い相互作用による引力が働き、安定状態が得られると言える。ただし、陽子数が増えると電氣的斥力の影響がより大きく現れることから、安定である

ためにはより多くの中性子が必要となる。従って、質量数が高い安定核種では陽子数と中性子数の差が大きくなる。表 3-2 にいくつかの安定核種に含まれる陽子数と中性子数を示すが、質量数が大きくなるにつれて陽子数より中性子数が多くなっていくことが分かるであろう。なお、4 つの力の一つである弱い相互作用は、後述する β 崩壊を引き起こす力であり、その影響範囲は強い相互作用と比べてもさらに狭い範囲となる。

表 3-1 4 つの相互作用

名称	相対的な強さ	影響範囲 (m)
強い相互作用	10^{40}	10^{-15}
電磁相互作用	10^{38}	無限大
弱い相互作用	10^{15}	10^{-18}
重力相互作用	1	無限大

表 3-2 安定な原子核中の陽子数と中性子数

核種	陽子数	中性子数	中性子数の陽子数に対する比
ナトリウム 23 (^{23}Na)	11	12	1.1
鉄 56 (^{56}Fe)	26	30	1.2
モリブデン 99 (^{99}Mo)	42	57	1.4
ウラン 235 (^{235}U)	92	143	1.6

3.2 原子核とエネルギー

【この節のポイント】

- ・ 原子核は離散的なエネルギー励起状態を持つ。
- ・ 質量とエネルギーは等価である。
- ・ 軽い原子核は結合したほうが、重い原子核は分離したほうが、エネルギー的により安定である。

3.2.1 原子核の励起準位

原子核は、陽子数と中性子数が適当な範囲にあるときには安定で、外力によらず核子間の強い相互作用によって束縛状態を構成する系である。さらに、前述した通り、原子核は半径が $1\sim 7\text{ fm}$ ほどの大きさを持つ系であり、このようなミクロな世界を記述するのは量子力学である。量子力学的な扱いにおいてエネルギーは離散的な値を持つため、量子力学で記述される原子核においては、それを構成する個々の核子は離散的なエネルギーを持つ。核子をエネルギーが低い状態から詰めていった場合、原子核全体として最もエネルギーが低い状態

を**基底状態** (ground state)、それ以外を**励起状態** (excited state) と呼ぶ。また、エネルギーの励起状態の一つ一つを**励起準位** (excited level) と呼ぶ。質量数が A の原子核 X についての基底状態と励起状態を概念的に図 3-1 に示す。エネルギーが低い励起準位は他の励起準位と明確に区別できるが、エネルギーが高くなるにつれて準位の間隔が小さくなり、最終的には区別できなくなる様子が分かる。

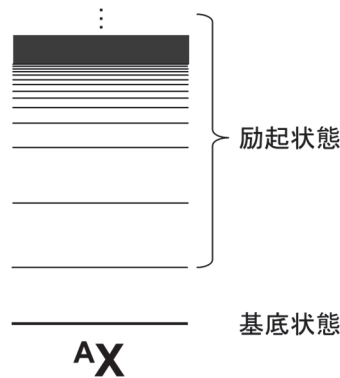


図 3-1 原子核の基底状態と励起状態

3.2.2 原子核の質量と結合エネルギー

原子核の構成要素である陽子の質量は 1.6726×10^{-27} kg である。このような微小な質量を扱う場合に kg 単位は不便である。そこで、**統一原子質量単位** (unified atomic mass unit) と呼ばれる単位が一般に使われる。この単位の記号は u であり、静止して基底状態にある自由な炭素 12 原子の質量が $12 u$ と定義される。 $1 u = 1.66054 \times 10^{-27}$ kg であり、陽子の質量は $1.007276 u$ 、中性子の質量は $1.008665 u$ と記述される。

炭素 12 原子を構成するのは陽子 6 個、中性子 6 個からなる C-12 の原子核と 6 個の電子である。電子の質量は核子に比べて非常に小さい (約 1800 分の 1) ので、ここではその影響を無視して考える。炭素 12 原子 (すなわち原子核) の質量は $12 u$ であったが、それぞれの核子の質量は $1 u$ を超えていることを奇妙に思わなかっただろうか? このことは、C-12 の原子核の質量は、ばらばらにした陽子 6 個、中性子 6 個の個々の質量の和より小さいことを意味している。つまり、核子がばらばらに存在している状態と比べて、これらの核子が原子核を構成することによって質量が失われていることになる。アルベルト・アインシュタインにより、特殊相対性理論の帰結として質量とエネルギーが等価であることが示された。つまり、質量の消失はエネルギーの発生を、エネルギーの消失は質量の発生を意味する。原子核を構成する個々の核子の質量の総和と原子核の質量の差 (これを**質量欠損** (mass defect) と呼ぶ) に相当するエネルギーを、核種の**結合エネルギー** (binding energy) という。原子核の質量は構成する個々の核子の質量の和より常に小さいため、結合エネルギーは常に正である。結合エネルギーとは、強い相互作用でしっかりとまとまっている原子核をばらばらの陽子と中性子に分解するのに必要な最小エネルギーと言え、ばらばらの陽子、中性子から

原子核を結合した際に放出されるエネルギーとも言える。

原子核物理では、エネルギーの単位として**電子ボルト** (electron volt、eV、 $1\text{ eV}=1.60217733 \times 10^{-19}\text{ J}$) が使われる。これは真空中において 1 V の電位差によって電子が得る運動エネルギーに対応する。また、原子炉物理では、eV もしくはその 10^6 倍にあたる MeV ($=10^6\text{ eV}$) がエネルギーの単位としてよく使われる。図 3-2 に安定な原子核の核子 1 個当たりの結合エネルギーを示す[4]。結合エネルギーは、質量数が 60 までは増加し、それ以降は緩やかに減少しており、質量数 60 を境に、軽い核は結合したほうが、重い核は分裂したほうがエネルギー的に安定である（よりしっかり結合している状態になっている）ことが分かる。

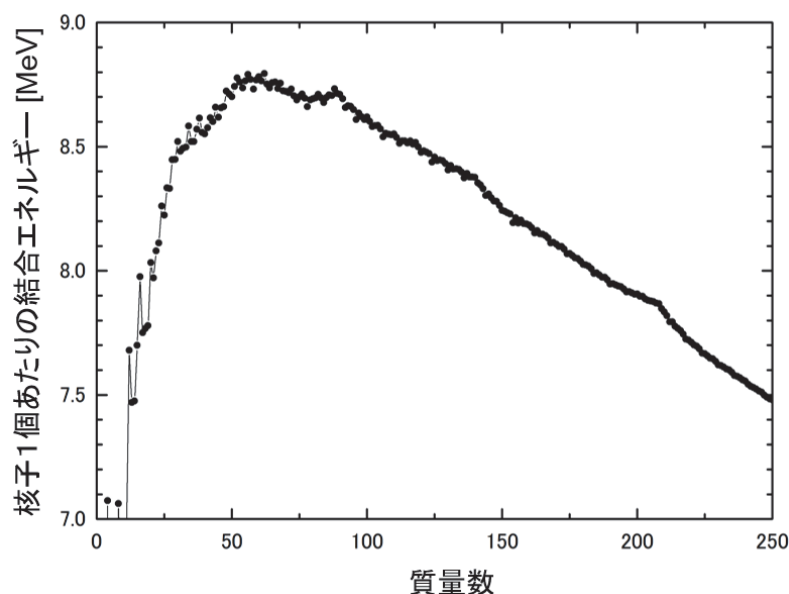


図 3-2 安定な原子核の核子当たりの結合エネルギー

【コラム】水素と酸素を燃焼させると軽くなる？

理科の授業で、水を電気分解して作った水素を燃焼させる実験をやった方もいるかもしれない。そのときに、燃焼前の水素と酸素の総重量は、燃焼で得られる水の重量に等しい、と習ったはずである。これは、化学反応の前後で物質の総質量は変化しないという「質量保存の法則」として知られている。

しかしながら、質量とエネルギーの等価性を考えると、この質量保存の法則は、厳密には正しくない。

第 5 章で詳しく述べるが、原子核分裂反応では、一回の核分裂あたり 200 MeV 程度の大きなエネルギーが発生する。そのため、核分裂で発生する物質の総質量は、核分裂前の物質の総質量より検知できるほど明らかに軽くなる (99.9% 程度となる)。これは、質量がエネルギーに変換することで消失したためである。

水素の燃焼でもエネルギーが発生するため、化学反応後の物質の総質量は、この発生エネルギー分だけ少なくなっているはずである。しかし、一つの水分子の生成において発生する

エネルギーは数 eV であり、核分裂反応に比べると非常に小さい。そのため、失われた質量は非常に微少となり、「質量保存の法則」は事実上問題なく成り立つと考えて良い。

3.3 原子核の崩壊と核反応

【この節のポイント】

- ・ 不安定な原子核は、 α 崩壊、 β 崩壊などにより安定な核種へ崩壊するとともに放射線を放出する。
- ・ 電荷を持たない中性子は、原子核に容易に接近できるため核反応を起こしやすい。

3.3.1 原子核の崩壊

原子核を不安定にする要因の一つとして、原子核内の陽子数と中性子数のバランスが悪いことが挙げられる。このような原子核は、陽子数や中性子数のバランスが良くなる方向に変化する。不安定な原子核がより安定な原子核に変化する現象を、原子核の**(放射性)崩壊**または**壊変 (radioactive decay)**と呼ぶ。また、崩壊する可能性がある核種（すなわち不安定な核種）を**放射性核種 (radionuclide)**と呼ぶ。ある元素に着目した場合には、放射性核種である同位体は**放射性同位体 (radioisotope)**とも呼ばれる。

また、放射性崩壊に伴って原子核から何らかの**放射線 (radiation)**が放出される。放射線とは、高い運動エネルギーを持つ粒子と高いエネルギーの電磁波の総称を言う。高い運動エネルギーを持つ粒子としては、 α 線、 β 線、中性子線、陽子線、重粒子線などが、高いエネルギーの電磁波としては、 γ 線、X線などが挙げられる。

放射線を放出する性能を**放射能 (radioactivity)**と呼ぶ。「放射線」と「放射能」は混同しがちな用語としてよく知られており、これらを区別するためにしばしば「光」と「電球」の関係に例えられる。「放射線が漏れた」とは「光」が漏れたことを指し、「放射能が漏れた」とは光源である電球自体が漏れたことになる。

ただし、厳密には、放射能は「1 秒間あたりに崩壊する放射性核種の個数」と定義され、単位としてベクレル (Bq) を使用する。前段で放射能を「電球」に例えたが、この定義に則った場合には、放射能は「電球がどれだけ明るい光を放出するか」に対応すると言えるだろう。

また、放射能を有する物質から放出される個々の放射線はそれぞれエネルギーを有する。放射線のエネルギーは「光の色」と考えればよいだろう。

【コラム】虹の外側には何がある？

虹には赤色から紫色までの色が見えるが、赤色の外側には「赤外線」、紫色の外側には「紫外線」がある。紫外線は、日焼けの原因であり、長期間にわたって浴び続けると皮膚がんの原因にもなる。これは、紫外線は赤外線や可視光に比べて光のエネルギーが高く、人体をより傷つけることによる。青色の光の方が赤色の光より波長が短く振動数も大きい。そのため、青色側の光の方がよりエネルギーが高い。 γ 線やX線は、紫外線よりずっと波長が短く、

エネルギーが高い。そのため、人体に対する影響は大きい。

原子核の壊変は確率的に発生する事象であり、放射性核種がある長さの時間において崩壊する確率は放射性核種の種類毎に決まっている。このことは、ある放射性核種が存在するとき、その個数が崩壊によって減少していく速さは放射性核種の種類毎に決まっていることと同じ意味となる。ある放射性核種の個数が放射性崩壊によって半分に減るまでに要する平均時間を**半減期 (half-life)** と呼ぶ。なお、ここで「平均」と言っているのは、放射性崩壊が確率事象であるがゆえ、半減期に相当する時間が経過したとき、必ず放射性核種の個数が半分になるとは限らないからである。例えば、同一種類の放射性核種が 100 個存在するとき、その半減期が経過したときはその個数が厳密に 50 になるとは限らず、48 であるかもしれないし、55 であるかもしれない。ただし、現実の問題を考えると、原子核の個数は 50 といったような少数ではなく、 10^{20} 個といった非常に大きな量となるため、基本的には「平均値」からのずれは無視できる程度となり、そういったばらつきを特に気にする必要はない。

また、単位時間内に放射性核種が崩壊する確率は**崩壊定数 (decay constant)** というパラメータで記述される。崩壊定数は半減期と 1 対 1 で対応するため、崩壊定数から半減期を、半減期から崩壊定数を算出することが出来る。

放射性崩壊を起こす原子核、すなわち不安定な原子核のうち、非常に不安定なものは放射性崩壊を起こす確率が高い。従って、そのような核種の崩壊定数は大きく、半減期は短い。一方、ほどほどに不安定な原子核は、その崩壊定数は小さく、半減期は長い。ここで、放射性核種が複数個存在し、それらが非常に不安定な原子核であると仮定する。これらは短い時間で崩壊して大量の放射線を放出するため、短時間では近寄り難いほど危険と言えるが、ある程度時間が経過すると放射線の放出は無視できる程度となる。一方、これらがほどほどに不安定な原子核であるとするならば、長い時間をかけてゆっくりと崩壊するため、より少ない数の放射線がじわじわ放出され続けることになる。

放射性崩壊にはいくつかの様式がある。以下では、その主だったものについて個々に述べる。

(1) β 崩壊

ベータ崩壊 (β 崩壊、beta decay) は主に電子もしくは陽電子を放出する崩壊様式を指す。安定状態と比べて陽子数が少ない原子核では、崩壊とともに原子核から電子と反電子ニュートリノが放出される。このような β 崩壊を β^- 崩壊と呼ぶ。このとき、原子核中の 1 個の中性子が陽子になることになる。一方、安定状態と比べて陽子数が多い原子核では、陽電子と電子ニュートリノが放出され、これは β^+ 崩壊と呼ばれる。このときは、原子核中の 1 個の陽子が中性子になることになる。 β 崩壊では、質量数は変化せず、 β^+ 崩壊でそれぞれ原子番号が ± 1 変化する。また、 β 崩壊に伴って放出される電子線を **β 線 (beta ray)** と呼ぶ。

なお、 β^+ 崩壊と競合する過程として、陽子が原子軌道にある電子を捕獲する**電子捕獲** (electron capture) というものがある。電子捕獲は β^+ 崩壊と異なり、陽電子を放出せず、電子ニュートリノのみを放出する。

(2) α 崩壊

放射線として He-4 の原子核であるアルファ粒子を放出する崩壊様式を**アルファ崩壊** (α 崩壊、alpha decay) と呼び、放出されたアルファ粒子を **α 線** (alpha ray) と呼ぶ。 α 崩壊では質量数が4、原子番号が2だけ減少する。

【発展的内容】 α 崩壊のメカニズム

α 崩壊が起きるには原子核からの α 粒子の分離エネルギーが負である必要がある。さらに、核子の強い相互作用と陽子のクーロン力によるポテンシャルによって作られるクーロン障壁を乗り越える必要がある。図 3-3 に α 崩壊とクーロン障壁の概念を示す。原子核に対して α 粒子の結合エネルギーが負である場合、分離したほうがエネルギー的に安定である。しかし、核内の α 粒子は必ずしもクーロン障壁を超えるだけのエネルギーを持っているわけではない。したがって古典論では α 粒子は原子核の外へ移動できないことになる。しかし、量子論では物質は粒子と波の性質を持ち、その存在確率は波動関数を用いて表現されるため、障壁の外に存在する確率が0ではない状態があることになる。この、あたかも障壁をすり抜ける現象をトンネル効果と呼ぶ。一旦原子核外に α 粒子が存在することになれば、クーロン力の斥力により α 粒子は元の原子核と反発し、放出される。 α 崩壊の起こりやすさ、つまり半減期は、 α 粒子の分離エネルギーとクーロン障壁の大きさや形に影響される。一般的に質量数が多い核種ほど α 崩壊の確率が大きくなる。長らくビスマス 209 (Bi-209) が天然に存在する最も質量数が多い安定核種とされてきたが、近年、 α 崩壊することが実験的に確かめられた[5]。これにより質量数が最も大きい安定核種は鉛 208 (Pb-208) となった。しかし、Bi-209 の半減期は $(1.9 \pm 0.2) \times 10^{19}$ 年であり宇宙年齢 1.38×10^{10} と比較しても非常に長い。

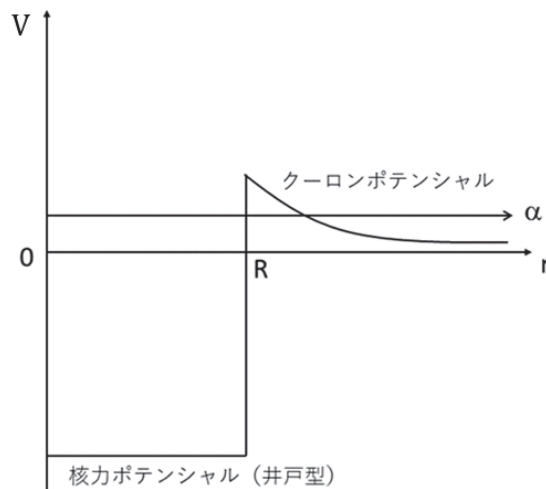


図 3-3 α 崩壊とクーロン障壁

(3) γ 線遷移

α 崩壊や β 崩壊、または核反応により原子核が励起状態になったとき、**ガンマ線** (γ 線、**gamma ray**) と呼ばれる高いエネルギーの電磁波を放出してエネルギーの低い状態へと遷移する。これを **γ 線遷移** (**gamma-ray transition**) と呼ぶ。この時放出される γ 線のエネルギーは、エネルギー準位間のエネルギー差に相当する。 γ 線遷移は、原子核と電磁場との相互作用によって起き、原子核を構成する陽子数、中性子数は変化しない。ガンマ線遷移は通常極めて短い半減期で高いエネルギー準位から低いエネルギー準位へ遷移する。したがってほとんどのガンマ線遷移は α 崩壊や β 崩壊と同時に起こるとみなしてよい。しかし、なかには比較的長い半減期の励起状態を持つ核種が存在する。この状態を**準安定状態** (**metastable state**) と呼ぶ。この場合、核種としては同一であるが、基底状態と励起状態で異なる半減期を持つ放射性核種とみることができる。そこで、そのような核種の励起状態を**核異性体** (**isomer**) と呼び、基底状態と区別するために質量数に **m** を追加して核種を表記する (例えば、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$)。また、この励起状態から基底状態へのガンマ線遷移を特に**核異性体転移** (**isomeric Transition: IT**) と呼ぶ。

なお、エネルギー準位間の状態によっては γ 線の放出が許されない場合があり、そのときは γ 線の代わりに原子中の電子がエネルギーを持ち放出される現象が起きる。このようにして放出される電子を**内部転換電子** (**internal conversion electron**) と呼ぶ。

β 崩壊と γ 線遷移の例として、鉄 59 (Fe-59) が β 崩壊してコバルト 59 (Co-59) になる過程を原子核の準位で示したもの (左) と、この過程で放出される γ 線のエネルギー分布 (右) を図 3-4 に示す。 Fe-59 が β 崩壊した場合、 β 線を放出したあとの原子核である Co-59 の大部分は 1.095 MeV もしくは 1.292 MeV の励起エネルギーを持つことになる。この状態から γ 線遷移により Co-59 の基底状態になるが、その際に励起エネルギーに対応した 1.292、1.095、さらにはこれらの差である 0.19 MeV の γ 線が放出されていることが分かる。

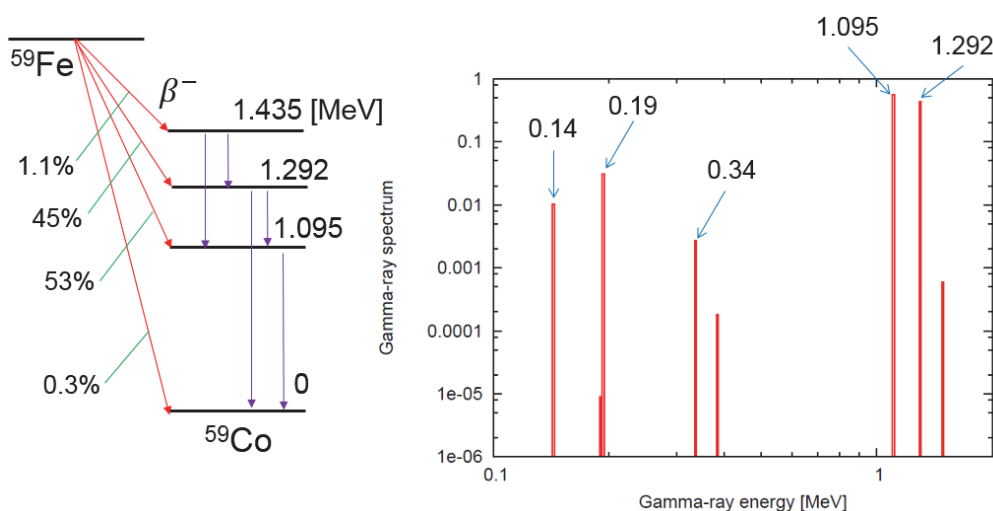


図 3-4 Fe-59 の β 崩壊に対応する原子核の準位と放出 γ 線のエネルギー分布

(4) 自発核分裂

核分裂は質量数の大きい原子核が質量数のより小さい 2 つの原子核に分かれる現象であり、一般的には中性子との相互作用によって起こるが、これが勝手に（自発的に）起こる場合もある。これを**自発核分裂（spontaneous fission: SF）**と呼ぶ。質量数の大きい原子核は相対的に中性子を過剰に持っているため、自発核分裂が起こると同時に中性子を放出する。自発核分裂は稀に起こる現象であるが、質量数が大きいほどその発生確率は大きくなり、一般に質量数が 230 を超える核種は測定可能な時間スケールで自発核分裂を起こす。半減期が 2.52 年のカリフォルニウム 252 (Cf-252) は自発核分裂を起こす代表的な核種で、放射性崩壊したときに 3% 程度の確率で自発核分裂を起こす（それ以外は α 崩壊となる）。自発核分裂の発生確率が比較的高いことから、Cf-252 は中性子の発生源（中性子源）として利用されている。

【発展的内容】 重い原子核の崩壊系列

不安定な原子核は、 α 崩壊もしくは β 崩壊を繰り返し、最終的には安定な核種へと壊変する。図 3-5 に放射性崩壊と核反応による核種の変換の関係を示す。

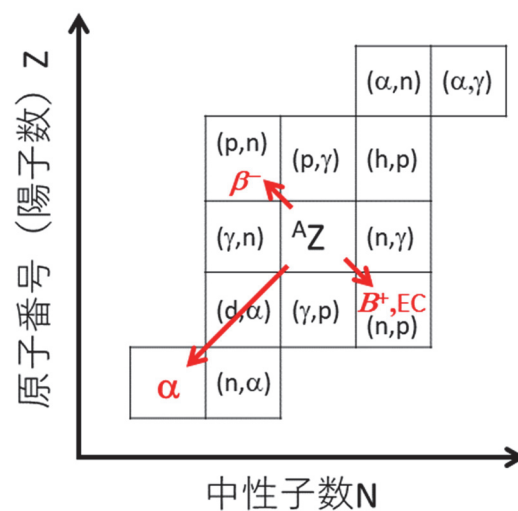


図 3-5 放射性崩壊と核反応による核種の変換

β 崩壊では質量数が変わらず、 α 崩壊では質量数が 4 減少する。したがって、Pb-208 よりも重い不安定な核種は安定核種へ崩壊するまでに質量数が 4 つとびとびに減少していく。そのため、Pb-208 よりも重い放射性核種の崩壊には質量数を 4 で割ったときの余りの違いによって 4 つの系列（トリウム系列、ネプツニウム系列、ウラン系列、アクチニウム系列）が存在する。すべての系列は Pb の安定同位体で崩壊が終わる。起点となる親核種はそれぞれトリウム 232 (Th-232、半減期 1.405×10^{10} 年)、ネプツニウム 237 (Np-237、半減期 2.144×10^6 年)、ウラン 238 (U-238、半減期 4.468×10^9 年)、ウラン 235 (U-235、半

減期 7.038×10^8 年) となる。ただし、ネプツニウム系列に関しては、太陽系の年齢 4.5×10^9 年と比較して、親核種の半減期が非常に短いため、地球上には天然に存在しない。

3.3.2 放射線と原子核との相互作用（核反応）

放射線と原子核との相互作用は**（原子）核反応（nuclear reaction）**とも呼ばれる。核反応は、一般的に $X(a,b)Y$ と表記される。ここで、 X は標的核（放射線と相互作用を起こす原子核）、 Y は残留核（相互作用を起こした後の原子核）、 a は入射した放射線の種類（入射粒子）、 b は相互作用後に放出される放射線の種類（放出粒子）を示す。例えば、U-238 が中性子と相互作用を起こして γ 線を放出する反応は $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ と、ベリリウム 9 (^9Be) が α 線と相互作用を起こして中性子を放出する反応は $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ と、それぞれ記述される。なお、具体的な核反応の種類などは第 4 章で説明される。

核反応は強い相互作用による反応であるため、反応が起きるためには標的核と入射粒子が強い相互作用が影響する程度の距離に接近する必要がある。3.1 節で説明したように、原子核の大きさと強い相互作用の影響距離はいずれも非常に小さい。原子核は正の電荷を持っているため、入射粒子が電荷を持っている場合は、図 3-4 で示したクーロンポテンシャルの斥力を超えて原子核との距離を縮めるためには、入射粒子に十分な運動エネルギーが必要になる。一方、入射粒子が中性子である場合、中性子は電荷を持たないために、運動エネルギーによらず容易に原子核に接近することが可能となる。

図 3-6 に、原子核 ^AX が中性子（図中の n ）1 個を吸収して質量数が 1 増えて、 ^{A+1}X となったときのエネルギー準位を簡略化して示す。 ^AX の基底状態と ^{A+1}X の基底状態のエネルギー差（原子核 ^AX と中性子の質量の和と、原子核 ^{A+1}X の質量の差）は ^{A+1}X から中性子を分離するのに必要なエネルギーを意味する。これを**（中性子）分離エネルギー（separation energy）**と呼び、図中では S_n に対応する。

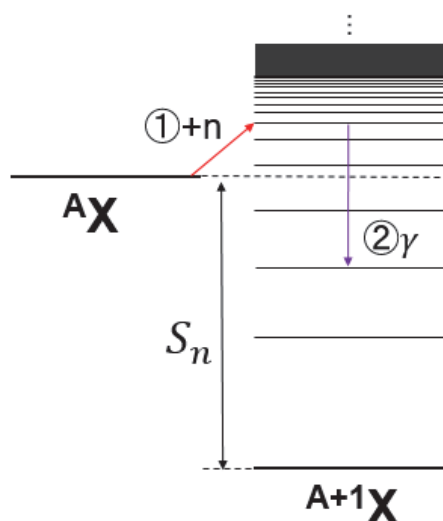


図 3-6 中性子捕獲反応における原子核の励起状態

中性子が原子核に入射したとき（図 3-6 中の①）、中性子は核内の核子と衝突して、それを励起させ、自らはエネルギーと運動量を失う。核子はこの衝突を繰り返し、原子核は励起状態となる。1 個の中性子にエネルギーが集中すればその中性子は核外へ飛び出してしまい、励起状態が崩れる。中性子を取りこんだ後の原子核のエネルギー状態が励起準位のいずれかに対応するとき、つまり余分な運動エネルギーが余らない場合は、核子の放出が起こりづらく、原子核として中性子の放出に対して比較的安定な状態となる。図 3-6 中の②のようにガンマ線遷移が起き、原子核の持つ励起エネルギー中性子分離エネルギー以下になれば、もう中性子は原子核の外に出ることはできなくなる。図 3-7 に原子核 ^AX が中性子と反応する過程を励起準位で示すが、この原子核が中性子を取り込んで生成される原子核 ^{A+1}X のエネルギーが励起準位のいずれかに対応する場合にこの反応が起こり易いことになる。 ^AX の基底エネルギーと ^{A+1}X の励起エネルギーの差は、原子核に入射した中性子のエネルギーと分離エネルギーの和に対応するため、入射した中性子のエネルギーが特定の値をもつときに、中性子と原子核との相互作用が起こる確率が高くなる。

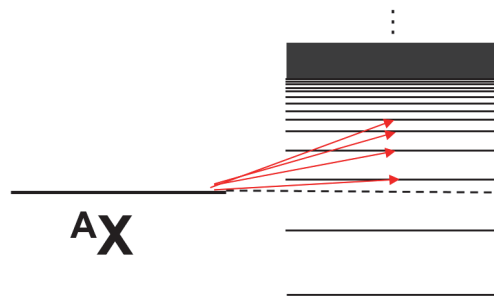


図 3-7 中性子と原子核との反応における励起準位の関係

中性子と原子核の相互作用確率は**断面積（cross section）**と呼ばれるパラメータによって定義される。その詳細は続く第 4 章にて説明される。図 3-8 に ^{238}U が中性子を捕獲する反応についての断面積を示す。横軸が反応を起こす中性子のエネルギーに対応する。図に示されているように、特定のエネルギーをもつ中性子がこの反応を起こす確率が非常に大きくなっているが、このような反応確率（断面積）の構造を**共鳴（resonance）**と呼ぶ。個々の共鳴に対応する中性子のエネルギーは、図 3-7 で示したような励起エネルギーで説明することが出来る。なお、図 3-7 に示されているように、励起エネルギー準位が高くなるに従い、個々のエネルギー準位を区別することが難しくなる。このことは図 3-8 の断面積の図でも同様であり、共鳴の間隔が中性子のエネルギーの増加とともにどんどん狭くなっていき、最終的に、ある中性子エネルギーを境に共鳴が観察されなくなる。この共鳴が観察されなくなったエネルギー領域は、共鳴が存在しないのではなく、個々の共鳴をそれぞれ分離して記述できなくなったため、見かけ上、滑らかな振る舞いをしていると考えてよい。

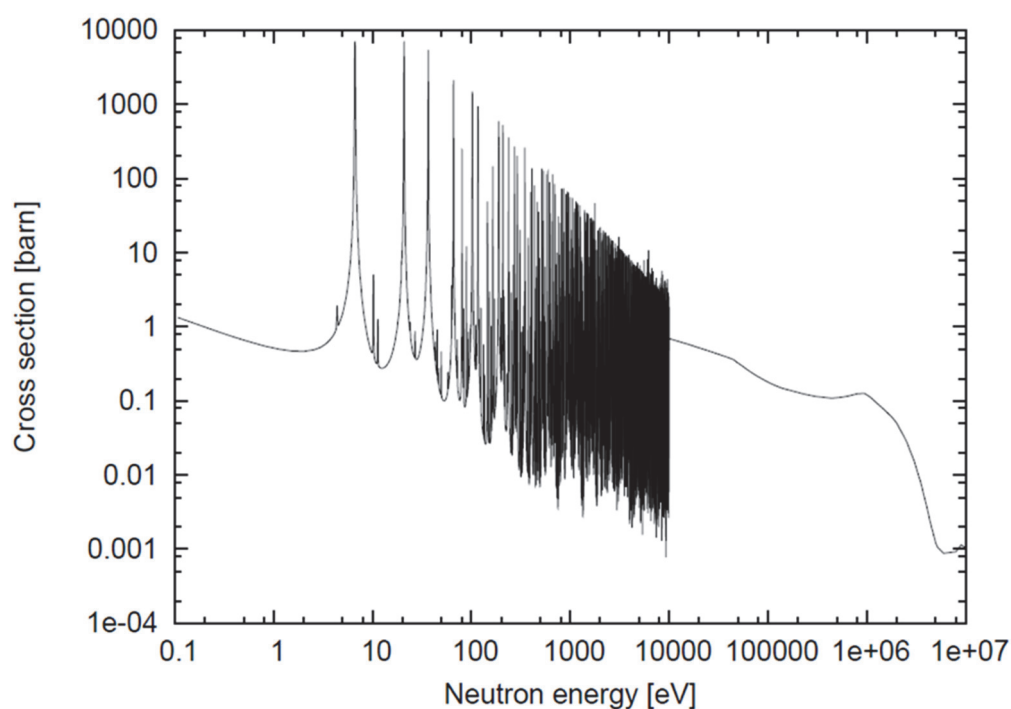


図 3-8 ^{238}U に中性子が捕獲される確率（断面積）。JENDL-4.0 の数値に基づく。

参考文献

- [1] 八木浩輔、「原子核物理学」、朝倉書店 (1971).
- [2] 市村宗武、坂田文彦、松柳研一、「原子核の理論」、岩波書店 (2001).
- [3] 武藤一雄、「原子核物理学概論講義ノート」
<http://www.th.phys.titech.ac.jp/~muto/lectures/lectures.htm#IntroNP02>
- [4] Atomic Mass Evaluation - AME2016, <https://www-nds.iaea.org/amdc/>
- [5] P. de Marcillac, N. Coron, G. Dambier, J. Leblanc, J.-P. Moalic, “Experimental Detection of α -particles from the Radioactive Decay of Natural Bismuth,” *Nature*, **422**, 876-878 (2003).
- [6] K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, S. Kunieda, S. Chiba, K. Furutaka, N. Otuka, T. Ohsawa, T. Murata, H. Matsunobu, A. Zukeran, S. Kamada, J. Katakura, “JENDL-4.0: a new library for nuclear science and engineering,” *J. Nucl. Sci. Technol.*, **48**, 1-30 (2011).

