連載講座 原子炉物理

第1回 核分裂、臨界と原子炉

平川直弘, 岩崎智彦

○講座「原子炉物理」連載にあたって

原子炉物理(あるいは炉物理)は、核燃料物質を含む体系中の中性子の振舞いを研究する分野として発展してきた。その意味で原子炉物理は原子力特有の分野として、原子炉設計の上で中心的な役割を担ってきた。しかし今日では、炉物理研究の進展、数値計算法および計算機そのものの進歩によって、原子炉設計のほとんどは計算コードを用いて行われるようになった。(極端にいうと)誰でもインプットを書いてアウトプットを整理することにより答えが得られるようになった。設計の効率・標準化を中心に考えるとこれ自体はすばらしい成果といえるが、反面、これには2つの大きな問題がある。1つは、設計者がそのコードの中でどのような計算が行われているのか知らなくても答えが得られるため、そのコードの適切な使い方や適用の限界を知らずに計算

を行う可能性があること、もう1つは、ともすると予測される計算結果に対する知識が欠けるため、たとえば入力ミスにより誤った答えが出てきてもそれをチェックできないこと等である。

そこで本講座では、計算コードに使われている計算手法の基礎となっている理論について理解を図るとともに、計算結果について解析的にある程度評価できるような知識の習得を図ることに主眼を置いた*。本講座の構成は次のとおりである。

第I章 核分裂、臨界と原子炉

第II章 原子炉物理(1)、中性子の空間的振舞い(1)

第III章 原子炉物理(2)、中性子の空間的振舞い(2)

第IV章 原子炉物理(3)、中性子のエネルギー変化(1)

第V章 原子炉物理(4)、中性子のエネルギー変化(2)

第VI章 原子炉物理(5)、原子炉の動特性

第VII章 原子炉物理(6)、原子炉の制御と運転

第VIII章 代表的な原子炉の炉物理

第IX章 炉物理の実例(1)、拡散方程式の数値解

第X章 炉物理の実例(2)、多群方程式と群定数

第XI章 炉物理の実例(3)、セル計算と均質化

第XII章 炉物理の応用

本講座の内容は、頁数の制限から、原子炉物理学の中でも特に重要な事項に限らざるを得なかったが、一方で、それらを確実に理解できるよう数式の展開はなるべく丁寧に行うよう心がけた**。なお、本講座では、原子炉物理を専門としたことのない学生や若手社会人を対象とし、大学初年級の微積分およびベクトル解析**の知識があることを前提としている。

平川直弘(Naohiro HIRAKAWA)

東北大学名誉教授。工博。

1958年、東京大学理学部物理学科卒。

東京電力(株)、日本原子力研究所研究員にて高速炉臨界実験装置(FCA)の設計・建設・実験に従事。

1970年、東北大学助教授。1979年同教授。

専門は、原子炉物理学、高速炉安全工学。

2000年4月より、青森職業能力開発短期大学校長。

E-mail: hirakawa@dg.mbn.or.jp

岩崎智彦(Tomohiko IWASAKI)

東北大学大学院工学研究科量子エネルギー工学科助手。工博。

1979年、東北大学工学部原子核工学科卒。

1981年同修士課程修了。

同年東京芝浦電気(株)入社。原子炉設計部炉心設計課に勤務、福島、柏崎、女川原子力発電所炉心燃料設計ならびに反応度投入事象解析手法開発に従事。

1986年、東北大学工学部助手。専門は、原子炉物理学、核変換工学、中性子デバイス工学。

E-mail: tomohiko.iwasaki@qse.tohoku.ac.jp

* 原子炉物理についてはすでに数多くの立派な教科書が出版されている。例えば、第I章の参考文献(1)から(10)。

** 残念ながら、本講座では、ページ数の制限から演習問題を示すことはできなかった。

** 例えば、参考文献(11)。

第 1 章 核分裂, 臨界と原子炉

原子炉は、中性子を介して核分裂を持続的にかつ制御された方法で行う装置である。核分裂の結果、大きなエネルギーと放射線が発生し、エネルギーの大部分は最終的に熱の形で原子炉に与えられる。核分裂反応をうまく安定的に利用する方法を見出すことが、原子炉物理学の使命である。原子炉は中性子と原子核の間の反応(相互作用)に基づいているので、原子炉の完全な理解のためには原子と原子核の性質と構造について知ることが必要である。第 1 章では、原子と原子核についての基本的な知識を整理し、それに基づいて原子炉の臨界および原子炉の構成について学ぶ*。

1. 原子と原子核

(1) 原子の構成と原子核

原子は中心にある正に帯電した原子核と、その周りを回る電子から構成される。原子の大きさはほぼ 10^{-8} cm であるのに対し、原子核の大きさはほぼ 10^{-12} cm である。原子核は、陽子と中性子というほぼ等しい重さの 2 種類の粒子から構成される。原子核の中の陽子の数と周りの電子の数は等しく、原子は全体として中性である。原子核の中の陽子の数を原子番号(atomic number)といい、 Z で表す。また、原子核の中の陽子と中性子(これらを核子と呼ぶ)の数の和を質量数(mass number)といい、 A で表す。したがって、 N で中性子の数を表すと、 $N = A - Z$ となる。

物質の化学的性質は、原子核を取り巻く軌道電子の数(すなわち、陽子の数)によって決まるので、同じ原子番号の原子核は質量数が異なっても化学

的には同じ振舞いをするが、原子核としては異なる振舞いをする(まったく異なることも多い)。このため、 A と Z の組合せの異なる原子核を一つ一つ区別して議論するために、原子炉物理学では原子核の A と Z 両方を明示する。通常、原子番号 Z に対応する原子記号 X にその質量数 A を付記する A_ZX (または単に AX) という表現を用い、それらを核種(nuclide)と呼んでいる(あるいは単に核と呼ぶ)。

たとえば、原子炉物理学の中で中心的役割を担うウランは、天然には質量数が 234, 235, 238 の 3 種類がある。これらは、それぞれ ${}^{234}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ (または ${}^{234}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$) のように表される(第 1-1 表)。この 3 つのウランのように、 Z が同じで A の数の異なる核種(すなわち、 N の異なる核種)を同位体(isotope)という。

原子の質量は、陽子 6 個, 中性子 6 個, 電子 6 個からなる中性の炭素原子 ${}^{12}_6\text{C}$ の質量の $1/12$ を単位として、相対的に表す。これを原子質量単位(atomic mass unit) u という。1 個の陽子の質量は $1.007276 u$ であり、1 個の中性子の質量は $1.008665 u$ である。これに対して電子の質量は $0.000549 u$ であり、原子の質量は、ほぼ核内にある陽子と中性子の質量の和で与えられる。

1 モルという量は、任意の物質の原子量(または分子量)を含む物質の量(グラム単位)として定義され、この中に含まれる原子(または分子)の数は常に 6.022×10^{23} 個になる。この数をアボガドロ数といい、 N_A で表す。原子質量単位の定義とアボガドロ数を用いると、 $1 u$ は $12/6.022 \times 10^{23} \times (1/12) = 1.661 \times 10^{-24} \text{ g}$ であり、陽子, 中性子, 電子の質量は、それぞれ $1.673 \times 10^{-24} \text{ g}$, $1.675 \times 10^{-24} \text{ g}$, $9.11 \times 10^{-28} \text{ g}$ で与えられる。

量子力学によると、自然界にあるあらゆる粒子は粒子としての性質とともに波としての性質を持っている。当然、中性子もそれに従う。粒子の運動量を p , プランク定数を h と表すと、波長 λ は

* なお、本講座「原子炉物理」では、長さ(面積, 体積)の単位として cm (cm^2 , cm^3) を、重さの単位として g を、基本として使用することとする。

第 1-1 表 天然ウランの同位体組成と質量

核 種	質量数 (A)	原子番号 (Z)	中性子数 (N)	原子数比 (%)	同位体質量 (u)
${}^{234}_{92}\text{U}$ (${}^{234}\text{U}$)	234	92	142	0.0055	234.0410
${}^{235}_{92}\text{U}$ (${}^{235}\text{U}$)	235	92	143	0.720	235.0439
${}^{238}_{92}\text{U}$ (${}^{238}\text{U}$)	238	92	146	99.274	238.0508

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (1)$$

与えられる。中性子の波長 λ は、原子炉物理学で対象とするエネルギーの中性子を想定すると、電子ボルト単位(次項で定義する)で表した運動エネルギー E から、次の関係式で求めることができる。

$$\lambda = \frac{2.86 \times 10^{-9}}{\sqrt{E}} \quad (\text{cm}) \quad (2)$$

(2) 結合エネルギー

原子核の質量は質量分析器という装置を用いて測ることができるが、その結果、実際の原子核の質量はその原子核を構成する陽子と中性子の質量の和より少し小さいことがわかった。この差を質量欠損 ΔM といい、

$$\begin{aligned} \Delta M &= Zm_p + (A-Z)m_n - M_A \quad \text{または} \\ \Delta M &= (Z(m_p + m_e) + (A-Z)m_n) - M(A, Z) \end{aligned} \quad (3)$$

で定義される。ここで、 m_p , m_n , m_e は、陽子、中性子、電子の質量、また M_A , $M(A, Z)$ は原子核の質量および中性原子の質量である。実際の質量欠損の計算では、 $(m_p + m_e)$ を中性の水素原子の質量 m_H (1.007825u)で置き換えて、 Z 個の水素原子と $(A-Z)$ 個の中性子の単なる集合体の質量と、それらを組み合わせて作られる中性原子の質量 $M(A, Z)$ の差として計算される。すなわち、

$$\Delta M = \underbrace{Z \cdot m_H}_{\text{①}} + \underbrace{(A-Z) \cdot m_n}_{\text{②}} - M(A, Z) \quad (4)$$

第 I-1 図は、集合体の質量(上式の①)と実際の質量(上式の②)を質量数で割った値をプロットしたものである。第 I-1 図から、核子 1 個当たりの質量は、集合体の場合は、陽子や中性子の質量であるほぼ 1.008 の値で、質量数に依存せず一定であるが、実際の質量 $M(A, Z)$ は、集合体に比べて軽く、質量数に伴って変化していることがわかる。

相対性理論のエネルギーと質量の等価性を考えると、この質量欠損は、 Z 個の陽子と $(A-Z)$ 個の中性子から原子核を構成するときに解放されるエネルギーと考えることができ、逆に原子核をその構成要素である Z 個の陽子と $A-Z$ 個の中性子にバラバラに分解するために必要なエネルギーとも考えることができる。そこで、この質量欠損に相当するエネルギーを結合エネルギーと呼ぶ。

相対性理論によると、 v という速さで運動している粒子のエネルギーは

第 I-1 図 質量数 A に対する核子 1 個あたりの原子核質量の変化

第 I-2 図 質量数 A に対する核子 1 個あたりの結合エネルギーの変化

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \gamma m_0 c^2 \quad (5)$$

与えられる。ここで、 m_0 は静止質量であり、 c は光速である。ただし原子炉物理学で扱う範囲では、普通 v は c に比べてはるかに小さいので、(5)式を $m_0 c^2$ として計算してよい。したがって、質量 E はJ(ジュール)単位のエネルギーで表すと、

$$\begin{aligned} E(\text{J}) &= m(\text{g}) \times 10^{-3} \times (2.998 \times 10^8)^2 \\ &= m(\text{g}) \times 8.998 \times 10^{13} \end{aligned} \quad (6)$$

となり、 $1u$ は $1.661 \times 10^{-24} \text{g}$ であるから

$$E(\text{J}) = m(u) \times 1.492 \times 10^{-10} \quad (7)$$

となる。しかし原子炉物理学では通常、エネルギーの単位としてeV(またはMeV)を用いる。このエネルギーの単位は、1単位の電荷を持つ粒子を1Vの電位差で加速するときに粒子が得るエネルギーとして定義される。1単位の電荷は $1.602 \times 10^{-19} \text{C}$ (クーロン)なので、1MeVは $1.602 \times 10^{-13} \text{J}$ となる。したがって

$$E(\text{MeV}) = m(u) \times 931.5 \quad (8)$$

となる。この式から、結合エネルギー B_E をMeV単位とし、核子1個当りの値として表すと

$$\frac{B_E}{A} = \frac{931.5}{A} (1.007825Z + 1.008665(A-Z) - M(A, Z)) \quad (9)$$

となる。この核子当りの結合エネルギーを質量数に対してプロットすると、第I-2図のようになる。この図は、先の第I-1図を逆にしてエネルギー換算したものに相当する。

核子当りの結合エネルギーは、はじめ質量数とともに急激に増加し(例外的に結合エネルギーの大きい ^4He , ^{12}C , ^{16}O があるが)、 $A=60$ のあたりで最大値8.7MeVに達する。その後、質量数の増加に対して少しずつ減少し、ウランの辺りでは7.6MeVほどになる。

質量数に対するこの結合エネルギーの変化が原子力エネルギーの基本的な原理である。軽い原子核を結合させて、より大きな原子核を作るか(核融合反応)、重い原子核を2つに分割する(核分裂反応)ことにより、核子1個あたりの結合エネルギーの大きな原子核を作れば、大きなエネルギーを得ることができる。たとえば、質量数238のウランを2つに分割して質量数119の2つの原子核を作るとすれば、質量数238のウランの核子当りの結合エネルギーは7.6MeV、質量数119付近の核子当りの結合エネルギーは8.5MeV程度であるから、その差に相当するエネルギー、すなわち、核子1個あたり $(8.5 - 7.6) = 0.9 \text{ MeV}$ 、全核子238個で $0.9 \times 238 = 214 \text{ MeV}$ のエネルギーが放出されることになる。

(3) 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る。そして原子核の半径はほぼ次のように与えられる。

$$R = 1.25 \times 10^{-12} A^{1/3} (\text{cm}) \quad (10)$$

原子核中では、主に核子同士の間に約 10^{-12}cm 程度の距離でのみ働く核力という近達性の引力と、陽子同士の間に斥力として働くクーロン力の2種類の力が働いている。引力はほぼ核内の核子の数に比例し、一方、クーロン力は Z^2 に比例する。原子核内ではまた、陽子と中性子が対である方が安定である性質があるため、質量数の小さい原子核に見られるように、基本的に N/Z の比が1に近いものが安定となる。しかし、質量数が多くなるとクーロン斥力が強くなるため、それを弱めるために核力を強くする必要があり、中性子数が相対的に増えることとなる。この結果、質量数が増すほど安定な原子核の N/Z の比が大きくなり、 $Z=84$ 以上においては安定な原子核は存在しなくなる。

第I-3図には天然に存在する約270個の安定な核種の Z と N をプロットしている。核子数が大きくなるにつれて N/Z の比は大きくなっていき、 $Z=82$ の鉛の辺りではほぼ1.5となっている。ただし原子核が原子と同様のシェル構造を持つため、 Z と N の数が2, 8, 20, 28, 50, 82 また N の数が126のところで原子核は特に安定になり、数多くの同位体が存在する。たとえば陽子数が50の錫(すず)の場合、安定な同位体数が10個も存在する。原子核物理学では、これらの数を魔法の数(magic number)といい、これらの数の陽子または中性子を持つ原子核を魔法の核

第I-3図 安定な同位体における陽子数(Z)と中性子数(N)の関係(実線は $N=Z$ の線を示し、細い点線は魔法数を示す)

と呼んでいる。

(4) 放射性壊変

安定な Z と N の組合せの範囲の外にある原子核は不安定で、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。質量数の大きい核種は α 粒子(${}^4\text{He}$ の原子核)を放出するか、 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て壊変していく。これらは原子記号を用いて次のように表される。

ここで、 ν と示したのは、中性微子(neutrino)* と呼ばれる質量がほとんどゼロの中性の粒子である。

壊変後の原子核が続けて不安定である場合もある。その場合には安定になるまで連続的に放射線を出して壊変していく。特に、ウラン等の N/Z が1.5以上の大きな値の核が2つに割れる核分裂反応では、反応後に生成される原子核(核分裂生成物と呼ぶ)がそこで安定な N/Z の比よりもはるかに多くの中性子を含むこととなるので、これらの核は安定な核になるまで何回もの β^- 壊変を繰り返すことが多い。

ここに示す λ は壊変定数(decay constant)と呼ばれ、半減期(half life) $T_{1/2}$ と $\lambda = 0.693/T_{1/2}$ の関係にある。

一方逆に、原子核の中の中性子の数が少なすぎる核の場合には、核内の陽子を中性子に変えて陽電子(電子と同じ性質を持つが正に帯電した粒子)を放出して、

となるか、あるいは軌道電子を捕獲して陽子を中性子に変えて安定な核になる。ただし原子炉の運転に伴ってこの種の崩壊(β^+ 壊変)を行う核種が生成することは少ない。

放射性壊変に伴って生じた核は、その核の一番エネルギーの低い状態(基底状態)にできることはまれで、大抵はエネルギーの高い状態(励起状態)にできる。この場合、原子核はそのエネルギーを γ 線の形で放出して基底状態の核になる。この壊変を γ 壊変と呼ぶ。 γ 壊変の際、放出される γ 線の本数は1本の場合もあるが、通常、複数の γ 線が放出される。

2. 中性子と原子核の反応

中性子は原子核に束縛されているが、これを原子核の反応を利用して取り出して自由な中性子を作ることができる。自由な中性子は不安定で約11.7 minの半減期で β^- 壊変して陽子と電子とになる。中性子は電荷を持たないので原子核にいくらかでも近づくことができ、原子核と 10^{-12}cm 程度まで近づくことと原子核と相互作用する。

この中性子と原子核との相互作用は、大きく散乱反応と吸収反応の2つに分けることができる。

(1) 散乱反応

散乱(scattering)反応では、反応後に再び中性子が放出されるが、その中性子は入射したときとは異なるエネルギー・方向に現れる。

散乱反応はさらに2つに分けられる。1つは弾性散乱(elastic scattering)である。弾性散乱では、中性子と原子核の運動エネルギーと運動量の和が保存される。その結果、一般に中性子の運動エネルギーの一部が的となる原子核(ターゲット核)に移り、中性子の運動方向とエネルギーが変わる。弾性散乱には、中性子が原子核に取り込まれずに、原子核のポテンシャルで散乱されるポテンシャル散乱と、中性子がいったん原子核に取り込まれ、次項で述べる複合核を形成した後に中性子がエネルギーを失わずに放出される共鳴弾性散乱とがある。

もう1つの散乱反応として非弾性散乱(inelastic scattering)がある。非弾性散乱では、ターゲット核に移ったエネルギーの一部がターゲット核の内部エネルギーを増やす(励起させる)のに使われる。このため、非弾性散乱は中性子のエネルギーがターゲット核の最低の励起エネルギーより高くなければ起こらない**。

* 中性微子には、 β^- 崩壊と β^+ 崩壊に伴う2種類の中性微子があるが、ここではそれらを区別しないで用いる。

** 励起エネルギーを E_c と書くと、非弾性散乱を起こすためには $E_i = E_c[(m+M)/M]$ というエネルギーが必要となる。ここで、 m は中性子の質量、 M はターゲット核の質量である。これに対して、弾性散乱はあらゆるエネルギーの中性子に対して起こり得る。なおこれとは別に、中性子エネルギーが低い場合、原子(原子核)が分子や固体に束縛されている状態で分子を回転させたり振動させたりして、エネルギーを失う場合がある。これも非弾性散乱と呼ばれる。

(2) 吸収反応

中性子が起こすもう1つの反応が吸収(absorption)反応である。原子核に中性子が吸収されると、まずはじめに、入射中性子の運動エネルギーと中性子の結合エネルギーの和の分だけ励起された、質量数が1つ多い原子核が形成される。この状態の原子核を複合核と呼ぶ。吸収反応は、この複合核が形成される過程を含む反応の総称(散乱反応は除く)で、複合核がその後どのような粒子を放出するかによって、多くの反応に分類される。

複合核から γ 線が放出される反応を放射捕獲反応、荷電粒子が放出される反応を荷電粒子放出反応と呼ぶ。核分裂反応や、入射中性子のエネルギーが高くなると起こる、2個以上中性子が放出される反応(例えば $(n, 2n)$ 反応)もこの吸収反応に含まれる。なお、複合核反応の中には先に述べた再び中性子を放出する反応(散乱反応)もあるが、中性子の挙動を解析する原子炉物理学では、吸収反応には含めず散乱反応に含めて取り扱っている。

(a) 放射捕獲反応

放射捕獲(radiative capture)反応では複合核は γ 線を出して基底状態に移る。すなわち、

たとえば、 ${}^{59}\text{Co}$ が中性子を吸収すると ${}^{60}\text{Co}$ ができ、 ${}^{60}\text{Co}$ はほとんど瞬間的に γ 線を放出する。このとき放出される γ 線を捕獲 γ 線という。なお、この反応で生成された ${}^{A+1}_ZX$ は不安定な核であることが多い。この場合、その核は β^- 壊変して β^- 粒子と γ 線を放出する。たとえば、 ${}^{60}\text{Co}$ は5.2年の半減期で β^- 壊変して ${}^{60}\text{Ni}$ となる。

(b) 荷電粒子放出反応

軽い原子核中には中性子を吸収すると荷電粒子を放出するものがある。特に、中性子の入射エネルギーが高くなると多くの核が陽子や α 粒子を放出するようになる。放出される粒子が α 粒子であれば、この反応は

と書ける。たとえば、 ${}^{58}\text{Ni}$ に高いエネルギーの中性子が吸収されると、 α 粒子が放出される。この反応は原子炉における材料の劣化に大きな影響を持つ。

(c) 核分裂反応

${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{233}\text{U}$ などの重い原子核に中性子が吸収されると2つの核に分裂し、同時に2ないし3個の

中性子が放出される。これを核分裂(fission)反応という。この反応については、次節で詳細に述べる。

なお、天然ウランの約99.3%を占める ${}^{238}\text{U}$ も約1 MeV以上のエネルギーの中性子が入射したときには、核分裂反応を起こす。これは、核分裂を起こすには原子核にある程度以上の変形を起すことが必要であるが、 ${}^{238}\text{U}$ の場合には、核分裂を起こすだけ核を変形させるのに1 MeV以上のエネルギーを持つ中性子の入射が必要となるためである。(${}^{235}\text{U}$ 等の場合には、入射中性子の結合エネルギーだけでその変形を起こすことができるので、低いエネルギーの中性子でも核分裂を起こすことができる)。

(3) 核分裂性核種と親物質

エネルギーが低い入射中性子に対して、天然に存在する原子核で核分裂を起こす核種(熱核分裂性核種(fissile))は ${}^{235}\text{U}$ のみである。しかし ${}^{238}\text{U}$ や ${}^{232}\text{Th}$ に中性子を吸収させると、次のプロセスによって低い運動エネルギーでも核分裂する核種、 ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{233}\text{U}$ が作られる。このため、これらの核を親物質(fertile)という。

(4) 自発核分裂

ウランよりさらに重い原子核になると、中性子を吸収させなくとも量子力学的なトンネル効果で自発的に核分裂を起こすことがある。この核分裂を自発核分裂(spontaneous fission)と呼ぶ。 ${}^{252}\text{Cf}$ の場合、1 g 当り毎秒約 6.2×10^{11} 個の核分裂を起し、 2.3×10^{12} 個の中性子を発生する(${}^{238}\text{U}$ では1 g 当り毎秒0.01個程度)。このため ${}^{252}\text{Cf}$ は中性子源として重要である。

3. 核分裂反応の詳細

${}^{235}\text{U}$ を例として説明する。 ${}^{235}\text{U}$ に中性子が吸収されると複合核 ${}^{236}\text{U}$ が形成される。エネルギーの低い中性子が吸収された場合を考えると、複合核 ${}^{236}\text{U}$ のうち、17%が ${}^{236}\text{U}$ のまま残り、残りの83%が核分裂する。ここで、エネルギーの低い中性子とは、環境の温度(数100 K程度)と熱平衡にある中性子のことを意味し、熱中性子(thermal neutron)と呼ぶ。293 K(約20°C)に対応する熱中性子のエネルギーは

0.025 eV であり、その速さは $2.2 \times 10^5 (\text{cm} \cdot \text{s}^{-1})$ である。

核分裂反応での2つの核への分れ方は様々だが、たとえば

となる。このとき、分かれた2つの原子核(核分裂片(fission fragment)と呼ぶ)はともに、高い電荷を帯び、かつ高エネルギーを持つ原子核であり、クーロン力により互いに反発して反対方向に運動する。運動中の核分裂片は近くにある原子と衝突し、その過程で原子にエネルギーを与え、また電荷を失って減速され、やがて静止する。この核分裂片の運動エネルギーとして、核分裂で発生するエネルギーの約80%が放出され、このエネルギーは減速の過程で熱エネルギーに変換される。

静止した状態の核分裂片を核分裂生成物(fission product)という。これらはほとんどの場合、中性子過剰のため不安定で、 β^- 壊変して安定な核へと移行するが、その際 β 線として約3.5%、それに伴う γ 線として約3.5%のエネルギーを放出する。このエネルギーは様々な核の半減期に相当する時間遅れを持って放出されるので、原子炉は停止後も長期間発熱する。このエネルギーは通常、崩壊熱(decay heat)と呼ばれ、この崩壊熱のため原子炉では停止後も長時間冷却を確保することが必要となる。

崩壊熱の見積もりのためには、しばしば次のWay-Wignerの公式が用いられる。この式は核分裂後 $10 \sim 10^6 \text{s}$ の範囲で妥当である。

$$\left(\begin{array}{l} 1 \text{ 核分裂してから } t \text{ 秒後に } \beta \text{ 線, } \gamma \text{ 線} \\ \text{として放出されるエネルギーの割合} \end{array} \right) = 2.66 t^{-1.2} \quad (\text{MeV/s}) \quad (21)$$

熱中性子に対して ^{235}U は、核分裂反応で平均約2.4個の中性子を放出する。核分裂で生ずる中性子数は、実際には生成される核分裂片の種類によって大きく異なるが、原子炉物理学では多くの核分裂を対象とするので、その平均数(1核分裂当りに発生する平均の核分裂中性子数)のみが問題となる。通常、この値を ν で表す。この ν は、原子核の種類と入射中性子エネルギーの両方に依存し、入射中性子のエネルギーと共に増加する。 ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu についての ν を中性子エネルギーの関数としてプロットしたものを第I-4図に示す。

第I-4図 入射エネルギーに対する1核分裂当りに発生する中性子数 ν の変化

発生する中性子のエネルギーは、熱中性子に比べて極めて高い。核分裂中性子は、次のようなエネルギー分布を持って現れ、その平均エネルギーは約2 MeVである。 ^{235}U に対しては、次式がよく用いられている。

$$\chi(E)dE = 0.453 e^{-1.036 \cdot E} \sinh(\sqrt{2.29E}) dE \quad (22)$$

ここで、 $\chi(E)dE$ は核分裂中性子が E から $E+dE$ の間のエネルギーを持って放出される割合であり、 $\int \chi(E)dE = 1$ に規格化されている。

核分裂中性子のほとんどは核分裂反応が生ずると同時(10^{-14}s 以内)に放出される。これを即発中性子(prompt neutron)と呼ぶ。これとは別に、ごくわずか(1%以内)の中性子が、かなりの時間遅れ(数10s以内)を持って現れる。これを遅発中性子(delayed neutron)と呼ぶ。遅発中性子は、その生成量がわずかであるにもかかわらず、原子炉の制御にとって極めて重要な役目を果たすので、「原子炉制御」の章で詳しく述べる。

核分裂では、中性子のほかに次のような粒子が放出される。第I-2表に ^{235}U が核分裂した際に放出される粒子とそれによって解放されるエネルギーを示す。核分裂の瞬間には、約4%のエネルギーが γ 線の形で放出される。これを即発 γ 線という。また、核分裂生成物の β 壊変に伴って約10 MeVのエネルギーが中性微子のエネルギーとして放出される。中性微子は物質との相互作用の確率が極めて小さく、原子炉外に飛び出してしまっているので、中性微子

第 1-2 表 ^{235}U の核分裂当りに発生するエネルギー

	発生エネルギー (MeV)
核分裂片	168
即発 γ 線	7
即発中性子	5
核分裂生成物からの β 線	7
核分裂中性子からの γ 線	6
中性微子	10
合 計	約 200

の分は原子炉では利用できない。その一方で、核分裂に伴って生じた平均2.5個の中性子のうちの1.5個(次の連鎖反応を引き起こすのに必要な1個を除いた)が原子炉内で構成材料等に捕獲され γ 線を出すことにより約10 MeV, すなわち中性微子の持ち去るエネルギーにほぼ相当するエネルギーが原子炉に付与される。最終的に、1核分裂ごとに約200 MeVのエネルギーが原子炉内で熱として利用されることになる。このエネルギーは $200(\text{MeV}) \times 1.602 \times 10^{-13}(\text{J/MeV}) = 32.0(\text{pJ})^*$ のエネルギーに相当する。これを用いると、1Jのエネルギーを得るために必要な核分裂数は、 $1/32.0(\text{pJ}) = 3.12 \times 10^{10}$ である。また1gの ^{235}U ($=2.56 \times 10^{21}$ 個)がすべて核分裂を起こすと、 $2.56 \times 10^{21} \times 32.0(\text{pJ}) = 8.21 \times 10^{10}(\text{J}) \approx 2.28 \times 10^7(\text{Wh}) \approx 1(\text{MWd})^{**}$ のエネルギーが放出される。

4. ミクロ断面積とマクロ断面積

(1) ミクロ断面積

これから先、我々は原子炉内で生じている現象を定量的に扱わなくてはならない。そのために必要となる中性子と原子核が反応する確率に相当する概念、「断面積」という概念を導入する。

今、第 I-5 図に示すように、単位表面積当り毎秒 j 個の中性子($\text{個 cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)の流れが単位体積当り N_0 (個 cm^{-3})の原子核を含む極めて薄い標的(厚さ $dx(\text{cm})$)に垂直に入射しているとする。厚さが薄いということは、入射する中性子が標的の後の方にある原子核に達する前に減少してしまわないことを保

第 I-5 図 薄い標的物質に入射する単一エネルギーの中性子ビームの概念図

証するための仮定である。

このような状況における単位時間単位体積当りの反応数 R ($\text{個 cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)を考えると、 R は、入射中性子流の強さ j ($\text{個 cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)と存在する原子核の数 N_0 (個)に比例するから、比例定数を σ と書くことにすると、

$$R dx = \sigma j N_0 dx \quad \text{すなわち} \quad R = \sigma j N_0 \quad (23)$$

のように表現できる。これを

$$\sigma = \frac{R/N_0}{j} \left(\frac{\text{標的核 1 個当り単位時間当りの反応率}}{\text{単位時間当り単位表面積当りの入射中性子数}} \right) \quad (24)$$

と書き直すと、 σ は、単位時間単位表面積当り1個の中性子が入射するとき、単位時間当り標的核1個当りにどれだけの数の反応が起こるのかを示す量となっていることがわかる。原子炉物理学では、 σ が面積(cm^2)の単位を持つことから、 σ をミクロ断面積(microscopic cross section)と呼ぶ。そして、単位として $10^{-24}(\text{cm}^2)$ を用い、これを1バーン(b)と呼んでいる。この単位は、原子核の大きさが $10^{-12}(\text{cm})$ 程度であることに由来している。

さらに、1つの原子核も通常、数多くの反応を起こすことから、その反応ごとにミクロ断面積を定義し、 σ に各反応を表す添字を付け、それらを区別している。主だったものとして、散乱断面積 σ_s 、吸収断面積 σ_a 、核分裂断面積 σ_f 、捕獲断面積 σ_c (または σ_f)がある。このほか、原子炉物理学では、すべての反応の断面積を総和した断面積、全断面積 σ_t (total cross section)がよく現れる。 σ_t は σ_s と σ_a の和で与えられる。なお、核分裂物質の吸収断面積には、核分裂断面積を含めるのが普通で、 $\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c$ となることに注意してほしい。

* $1\text{pJ} = 10^{-12}\text{J}$

** 1Wh , 1Wd は 1W で 1h あるいは 1d 連続運転したときに放出されるエネルギー放出量で、 $1(\text{Wh}) = 1(\text{J/s}) \times 3,600(\text{s}) = 3,600(\text{J})$, $1(\text{Wd}) = 1(\text{J/s}) \times 3,600 \times 24(\text{s}) = 86,400(\text{J})$ である。

マイクロ断面積は核種によって大きく変化する。核種によっては数100万バースという巨大なマイクロ断面積を持つものもある。このため、断面積の大きさについて、一般的な議論をすることはできない。

(2) マクロ断面積

ついで、第 I-6 図のような厚い板の例を考え、そこに強さ j_0 (個 $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) の単一のエネルギーの中性子が垂直に入射している場合を考える。このとき、板の表面から x の距離にある厚さ dx の部分を考え、ここでの中性子の流れを $j(x)$ と表すと、厚さ x から $x+dx$ までの中性子の流れの減少は、 σ を全断面積とすると

$$-dj = \sigma j(x) N_0 dx \quad (25)$$

と書ける。

$$dj/j = -\sigma N_0 dx \quad (26)$$

だから

第 I-6 図 厚い標的物質に単一エネルギーの入射中性子が入射している場合の減衰の模様

$$j(x) = j_0 \exp(-\sigma N_0 x) \quad (27)$$

となる。 σ と N_0 の積のことを Σ と書いてマクロ断面積 (macroscopic cross section) という。すなわち

$$\Sigma = \sigma N_0 \quad (28)$$

である。他の反応のマイクロ断面積についても、上式と同じ形で各反応のマクロ断面積が定義できる。 Σ は断面積という名はついていないが、単位は cm^{-1} であって面積の単位 (cm^2) ではないことに注意してほしい。また、

$$\Sigma = \frac{(-dj/j)}{dx} \quad (29)$$

と書けることから、 Σ が単位長さ当りに中性子の流れが減少する割合であることがわかる。

(3) 断面積のエネルギー変化

断面積は、先に述べたように、核によって大きく変わると同時に、入射中性子エネルギーによっても大きく変わる。ここでは、質量数の大きな核(重核)と小さな核(軽核)についてマイクロ断面積のエネルギー変化を、原子炉物理学で最も代表的な2つの核、 ^{235}U と ^{12}C を例にして説明する。質量数の中ぐらいの核(中重核)は、おおむね両者の中間の変化となる。

(a) 質量数の大きな核

第 I-7 図に、入射中性子エネルギーに対する ^{235}U の核分裂断面積の変化を示す。質量数の大きな核は、この ^{235}U と似た変化を示す。

1eV以下のエネルギーの低い領域では、断面積は $1/v (= 1/\sqrt{E})$ に比例して減少する。しかし1eV付近から上では大きな増減を繰り返す。これを共鳴といい、中性子のエネルギーが複合核の励起準位と一致したところで核反応が起こりやすくなることに起因している(第 I-8 図参照)。中性子エネルギーが上がるにつれて、共鳴断面積のピークの高さは次第に小さくなるとともにエネルギー幅も広くなり、1keV以上で一つ一つ共鳴が重なり合って、結果的に滑らかな断面積変化を示すようになる。そして、1MeVを超えると、核分裂断面積は階段状に増していく。

捕獲断面積のエネルギー変化も、高エネルギー領域を除いて*、この核分裂断面積の変化とほぼ同じエネルギー変化をする。

* 核分裂断面積は1MeV以上において増加するが、捕獲断面積の場合は高エネルギーで単調に減少し、数MeVあたりではほぼゼロとなる。

第 I-7 図 ^{235}U の核分裂断面積の入射中性子エネルギーによる変化(出典: JENDL3.2)

第 I-8 図 入射中性子エネルギー, 中性子結合エネルギー, エネルギー準位と共振断面積の関係の一例

(b) 質量数の小さな核

第 I-9 図に, ^{12}C の全断面積のエネルギー変化を示す。 ^{12}C の場合, 吸収断面積は小さいため, この全断面積はほぼ散乱断面積と考えてよい。質量数が小さい核は, おおむねこの ^{12}C と共通の変化をするが, まったく異なるエネルギー変化をする核も少なくない。

図からわかる通り, もっとも低いエネルギー領域 (10^{-4}eV 程度の非常に低いエネルギー) では $1/v$ に比例するエネルギー変化を示す。そして, エネルギーが上がるにつれて $10^{-3}\sim 10^{-2}\text{eV}$ の間で断面積が急激に大きくなり, その後, 不規則なジグザクを示す。これは, このエネルギーの中性子の波長((1), (2)式)が炭素原子の波長と同程度となるため, 中性子が炭素原子核とではなく, 炭素原子と相互作用をするようになり, 黒鉛の結晶のように, 原子が規則的な構造をもつ場合に中性子が結晶面で回折現象

第 I-9 図 ^{12}C の全断面積の入射エネルギーによる変化(出典: JENDL3.2)

を起こすことによる(中性子の波長が結晶の格子面間距離の整数倍のところで回折が起こる)。

この領域よりさらにエネルギーが大きくなると回折は起こらなくなり、核そのものの大きさで決まる断面積で反応が起こるようになる。この領域をポテンシャル散乱領域と呼び、広いエネルギー範囲にわたって、一定の断面積、ポテンシャル散乱断面積

$$\sigma_p = 4\pi R^2 \quad (30)$$

を取る。ここで、 R は原子核の半径である。

ポテンシャル散乱領域より上のエネルギー領域では(^{12}C では1 MeV以上で)、 ^{235}U に現れたのと同様の共鳴現象が起こる。ただし、 ^{12}C の場合、ポテンシャル散乱と共鳴弾性散乱が共存するので、共鳴散乱とポテンシャル散乱の間に干渉が起こり、共鳴の低エネルギー側では断面積が小さくなり、逆に上側では大きくなる(第1-8図参照)特徴がある。

この領域を越え中性子エネルギーが非常に高くなると、(2)式に示したように、中性子の波長は原子核の大きさに比べて短くなるために、原子核と相互作用する確率が減少するので、エネルギーが上がるに伴って断面積は小さくなる。しかし、核分裂連鎖反応に伴う中性子エネルギーは最大でも10 MeV程度であるので、非常に高いエネルギーでの挙動は原子炉解析では普通取り扱う必要はない。

5. 原子炉の構成と分類

原子炉での中性子の挙動を定量的に取り扱う前に、原子炉の構成について概説しておく。原子炉の構成要素は、多くの型の原子炉について共通である。第1-10図に原子炉の概念図を示す。

原子炉は、基本的に核分裂反応を起させる炉心とそれを取り囲む反射体から構成される。前節で述べたように、核分裂断面積は中性子エネルギーが低い方が大きいので、少ない核燃料物質で核分裂連鎖反応を起させるには、核分裂で生じた平均2 MeVの中性子のエネルギーを下げる(減速)必要がある。減速のためには、後の章で説明するように、中性子を質量数の小さくかつ吸収断面積の小さい原子核に衝突させる。このために使用される物質を減速材という。減速材には、主に軽水(H_2O)、重水(D_2O)、ベリリウム(Be)、黒鉛(C)などが用いられる。反射体の目的は炉心から漏れる中性子を炉心に追い返し、次節で述べる臨界量を節約することにある。1999年9月のJCOの事故で臨界を止めるために、事故を起

した沈殿槽の外にある冷却材の水を抜いて反射効果を取り除き、臨界未達状態に導いたのは記憶に新しい。反射材には、原子炉から漏れやすい高いエネルギーの中性子を減速させてから炉心に追い返すため、減速材と同じ物質が使われる。

原子炉で発生した熱は、炉心と外部の熱交換器の間を循環する冷却材によって取り除く。冷却材としてこれまでに軽水、重水、液体ナトリウム(ナトリウム・カリウム合金を含む)、鉛(鉛・ビスマス合金を含む)、ある種の有機材等の液体や、空気、 CO_2 、He等の気体が用いられてきた。発電を行うには発生した熱を熱交換器で冷却材から水に移して水蒸気を作ることが必要である(ただし炉心で直接水蒸気を作ることでも可能である)。

燃料と減速材(冷却材)を一様に混合して用いる原子炉(均質炉)を作ることも可能であるが、多くの場合、燃料と減速材、冷却材を分けて用いる(非均質炉)。これには、特に天然ウランや低濃縮ウランを燃料に用いる場合、燃料と減速材を非均質に配置することによって、燃料で発生した中性子をまず減速材に移し、減速中に中性子が ^{238}U に衝突して共鳴吸収される可能性を減らして、核分裂反応の維持のために中性子をより有効に用いる効果がある。

燃料と冷却材のほか、原子炉の炉心内には、燃料と冷却材を分離する被覆材、燃料の取扱いを容易にするためのスペーサなどの燃料集合体構成材料や燃料集合体の位置を固定するための炉心格子板などが必要となる。これらを合わせて構造材と呼ぶ。構造材としては中性子吸収断面積の小さいアルミニウム合金、ジルコニウム合金が主に使われるが、強度と中性子吸収の兼ね合いからステンレス鋼が使われることもある。

さらに原子炉を制御するためには原子炉内の中性子数を増減させなくてはならない。そのためには普通、炉心に中性子を吸収しやすい物質(主に、ボロンやハフニウム等)を含む材料でできた制御棒を駆動装置につけて出し入れしている。

原子炉は、上記の構成要素から構成されているが、その機能、構造材料とその配置、使用目的等によって様々に分類できる。以下、その典型的な分類法をまとめておく。

(1) 核分裂を起こすエネルギーによる分類

高速中性子炉 (fast reactor)

中速中性子炉 (intermediate reactor)

第 I-10 図 冷却系を含む原子炉の概念図

熱中性子炉 (thermal reactor)

(2) 核燃料による分類

天然ウラン (^{235}U 0.7%)低濃縮ウラン (^{235}U 5%以下)中濃縮ウラン (^{235}U 5～約20%)高濃縮ウラン (^{235}U 約20%以上)

プルトニウム

ウラン233

(3) 熱除去方法による分類

冷却材のみ

冷却材(減速材)と燃料の混合物質

減速材兼冷却材

(4) 使用目的による分類

研究用

(船舶)推進用

熱源用

電力発生用

同位体製造用

(5) 燃料と減速材の組合せによる分類

均質型

非均質型

(6) 原子炉構成のための材料による分類

減速材

冷却材

構造材

反射体

遮蔽材

研究用の原子炉としては多種多用なものが考えられるが、今日、発電用に用いられているものは大部分が低濃縮ウラン軽水減速冷却非均質炉である。

6. 臨界状態と中性子経済

原子炉で核分裂連鎖反応が外部から中性子を供給することなしに、時間とともに増えも減りもせず一定に維持される状態を臨界(critical)という。したがって、まず第1に臨界状態を実現するための条件を調べる必要がある。それには、第 I-11 図のように、核分裂で生まれた中性子の一生を考えることが適当である。

ある大きさの核燃料物質を含む体系を考え、その中で中性子の挙動を考える。核分裂で生まれた中性子は体系から漏れるか体系内に止まるかのいずれかである。体系に止まる割合を P_{NL} と書く。体系に止まった中性子は燃料に吸収されるか燃料以外の材料に吸収されるかのいずれかである。吸収されたとした場合、それが燃料に吸収される割合を P_{aF} と書く。中性子が燃料に吸収されたとしても、それは核分裂を起すばかりでなく、核燃料物質に放射捕獲される場合がある。中性子が核燃料物質に吸収され、それが核分裂を起す割合を P_f と書く。その順に経過して核分裂を起こすと、 ν 個の中性子を発生することとなる。以下、同じ過程を繰り返す。

このような過程の一回り、すなわち核分裂で生まれた中性子が再び核分裂を起こして次の中性子を生み出すまでを世代という用語で表す。そして、世代間の中性子の数の比を k として、

$$k = \frac{\text{ある世代の中性子数}}{\text{一つ前の世代の中性子数}} \quad (31)$$

のように定義する。この k は、増倍率(multiplication factor)と呼ばれ、原子炉物理学でもっとも重要な量である。増倍率が1より小さい状態、すなわち $k < 1$ の状態を臨界未満(subcritical)、ちょうど1である状態、すなわち $k = 1$ の状態を臨界(critical)と

第 I-11 図 核分裂連鎖反応のサイクル

cal), 1 より大きい状態, すなわち $k > 1$ の状態を臨界超過(supercritical)という。

増倍率 k は, 先に定義した 3 つの量, P_{NL} , P_{aF} , P_f および ν を用いると, 明らかに

$$k = \nu P_f P_{aF} P_{NL} \quad (32)$$

と書くことができる。以下では, この増倍率をさらに定量的に表すことを考える。

(1) 熱中性子利用率

まず, 上で述べた P_{aF} を考える。燃料のマクロ吸収断面積を Σ_a^F , 燃料を含む炉のすべての物質のマクロ吸収断面積の和を Σ_a で表わすと, P_{aF} は両者の比, すなわち,

$$P_{aF} = \frac{\Sigma_a^F}{\Sigma_a} \quad (33)$$

と表される。ここで, Σ_a のように物質を指定する上添字(上の例では F)がない場合には, そのマクロ断面積が系内のすべての物質の和を表すこととする(非均質な構造の原子炉においてはマクロ断面積を空間的に平均して求めておくことが必要である)。

原子炉物理学の歴史の初期の頃は, ほとんどの核分裂が熱中性子によって起こされることを考えていたので, 原子炉物理学では通常, この量を熱中性子利用率(thermal utilization factor)と呼び, f という記号が用いられている。

$$f = P_{aF} \quad (34)$$

しかし, (32)式の表現は, 高速炉などすべての型の原子炉に対しても成り立つ, 一般的なものであることに注意すべきである。

(2) η

次に P_f の定量化を考える。この P_f は, 燃料に吸収された時に核分裂を起こす割合であるから,

$$P_f = \frac{\Sigma_f^F}{\Sigma_a^F} \left(= \frac{\sigma_f^F}{\sigma_a^F} \right) \quad (35)$$

と表すことができる。核分裂をすると平均 ν 個の中性子が放出されるので, 核燃料により中性子を再生され割合を, 記号 η を用いて次のように定義する。

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f^F}{\sigma_a^F} = \nu P_f \quad (36)$$

時として, この値を再生率(reproduction factor)と呼ぶ。

(3) 無限増倍率

以上の 2 つの量を用いて, 増倍率 k を書き直すと,

$$k = \eta f P_{NL} \quad (37)$$

と書ける。

ところで P_{NL} は原子炉の形にも依存するので, その計算は難しい。そのため, 原子炉物理学では, まず無限に大きい原子炉を考え, $P_{NL} = 1$ とする。この場合の増倍率を無限増倍率 k_∞ (infinite multiplication factor) という。

$$k_\infty = \eta f \quad (38)$$

P_{NL} は必ず 1 以下である, すなわち $P_{NL} < 1$ であるから, $k_\infty > 1$ でない限り原子炉が臨界となることはない。

この k_∞ は, 原子炉の大きさ・形状に無関係で, 原子炉の構成材料の性質(配置)のみによって決まる量であるので, 原子炉解析で特に有用なパラメータである(ただし, 炉心の大きさ・形状が変わると, 中性子スペクトルが変化するため, 厳密には k_∞ も変化する)。

(4) 高速中性子核分裂係数

低濃縮ウランを用いる軽水減速炉や天然ウランを用いた黒鉛減速炉等の熱中性子炉を考えると, この公式に 2 つの修正を加えなくてはならない。

まず, 平均 2 MeV というエネルギーを持ち放出される核分裂中性子によって ^{238}U などの核が核分裂することを考える必要がある。この核分裂は, その世代の中性子の数(減速を始める前の中性子の数)を少し多くする。この効果を表す量を, 高速中性子核分裂係数(fast fission factor)と呼び, 次のように定義する。

$$\varepsilon = \frac{\text{高速および熱中性子核分裂による全核分裂中性子数}}{\text{熱中性子核分裂による核分裂中性子数}} \quad (39)$$

この量は極めて 1 に近く, ほとんどの場合 $\varepsilon = 1.03$ から 1.15 の間にある。

(5) 共鳴を逃れる確率

次に中性子が核分裂中性子エネルギーから熱中性子エネルギーにまで減速される間に吸収されて失われることを考慮しなくてはならない。この吸収は, 主に ^{238}U のような重い核種による共鳴吸収によるので, この係数を共鳴を逃れる確率(resonance escape probability)といい, p で表す。すなわち

$$p = \left(\frac{\text{減速を始めた中性子のうち捕獲されずに熱中性子領域まで減速される割合}}{\text{熱中性子領域まで減速される割合}} \right) \quad (40)$$

と定義される。この量は, 燃料と減速材の割合に大

きく依存するとともに, 非均質の場合には, その形状・配置に依存する。軽水減速炉の場合には, 0.6~0.8程度の値をとる。

(6) 4 因子公式と 6 因子公式

以上を総合すると, 無限増倍率 k_{∞} は

$$k_{\infty} = \epsilon p \eta f \quad (41)$$

と書ける。この無限増倍率を表す式を 4 因子公式と呼んでいる。したがって, 無限増倍率 k_{∞} を求めるためには, 以上の 4 つの因子をそれぞれ計算すればよいことになる。

さらに, 中性子が漏れない確率 P_{NL} を, 高速中性子の漏れない確率 P_{FNL} と熱中性子が漏れない確率 P_{TNL} に分け, (37)式を用いて増倍率を次のように書き直すこともある。

$$k = k_{\infty} P_{NL} = \epsilon p \eta f P_{FNL} P_{TNL} \quad (42)$$

これを 6 因子公式という。

(7) 臨 界 量

$k_{\infty} > 1$ のとき, P_{NL} がある大きさになれば, $k=1$ すなわち臨界状態を実現できる。 P_{NL} は中性子の漏れの割合(生成中性子に対する割合)を表す量であるから, 原子炉から中性子の漏れの割合をうまく制御すること(通常は, 極力小さくする)により, 臨界状態を得ることができる。

ある体系の代表的な長さ(たとえば立方体の辺の長さ)を L とすると, 中性子の漏れは体系の表面積すなわち L^2 に比例し, 一方で, 中性子の発生は体系の体積すなわち L^3 に比例するから, 漏れの割合/発生の割合は $1/L$ に比例すると考えられる。

したがって, 適切な L , そして P_{NL} を与えるような大きさを持つ原子炉を設計すれば, 原子炉を臨界状態にすることができる。ちょうど $k=1$ を実現するような L に対応する原子炉の体積を臨界体積(critical volume)といい, 臨界体積中にある核燃料物質の量を臨界質量または単に臨界量(critical mass)という。中性子の漏れは体系の形によって違うので, 同じ性質の材料を用いても立方体と円柱状の原子炉では臨界量は異なる。体系の形が球形の場合に同じ体積に対する漏れの割合が最も小さくなるので, 球形炉心に対する臨界量が最小臨界量となる。

7. 転換と増殖

遅い中性子で核分裂を起こすのは天然ウランのわずかに約0.7%しかない ^{235}U のみである。しかしこれまで学んだように, 1 個の中性子が燃料に吸収される

と η 個の中性子が生まれる。そのうち1個の中性子は核分裂連鎖反応を維持するのに必要であるから, もし残りの $\eta-1$ 個の中性子を ^{238}U や ^{232}Th に吸収させて熱中性子で核分裂を起こす ^{239}Pu や ^{233}U を作れば, 利用できる核燃料物質の量を飛躍的に増やすことが期待できる。これを転換(conversion)といい, 現実には原子炉の中ではこの反応が起っている(^{238}U を中心に)。

さらに, $\eta-1$ が1より大きいとき, すなわち η が2より大きいときには, 核分裂性核種が1個消費されるのに対し, 2個以上の核分裂性核種を作ることができるから, 消費した核燃料物質以上の核燃料を得ることができる。これを増殖(breeding)と呼び, これを目指した原子炉の設計が進められている。

第 I-12 図には, $^{233}\text{U}^*$, ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu の η を示す。この図からわかるように, 熱中性子に対する η は, ^{235}U や ^{239}Pu に対しては2をわずかに超える程度であり, さらにその上のエネルギーでは η が2より遙かに小さくなる領域があるので, 中性子の漏れや, 構造物・冷却材への吸収を考えると増殖をさせることは難しい。

第 I-12 図 η の中性子エネルギーに対する変化
(出典: JENDL3.2)

* ^{233}U の η は, 熱中性子に対しても $\eta=2.29$ で2よりかなり大きな値となっていること, さらに, 共鳴領域でもあまり2より小さくなっていないことから, もし原子炉の他の材料による吸収を十分減らすことができれば, 熱中性子炉でも増殖をはかることができると考えられている。

しかし、中性子のエネルギーが100 keV以上になると η はエネルギーとともに急激に大きくなっており、 $\eta > 2$ の状態が比較的容易に実現できる可能性があることがわかる。特に ^{239}Pu はこの傾向が著しい。増殖を実現するためには原子炉の中性子エネルギーを100 keVより高く保つのが有望な手段となる。この方法を用いて、 $\eta > 2$ を実現することを狙った原子炉を高速増殖炉と呼んでいる。高速増殖炉では、中性子エネルギーを100 keVより高く保つために、中性子を減速させる材料を用いることはできない。このため、現在、主に考えられている高速増殖炉では、冷却材として普通ナトリウムが用いられている。このナトリウムの使用のほか、高い中性子エネルギー領域で核分裂断面積が小さくなることから、濃縮度の高い燃料を使う必要があり、このことから経済性の面で原子炉の単位体積当りの出力を高くすることが要請されるなど、高速増殖炉には熱中性子炉にない技術的な難しさがある。このため高速炉の解析においては、この章で述べた議論を直接適用することはできない。通常、現実の高速炉の解析は数値解析により行われている。

(以下、次号へ続く)

— 参考文献 —

原子炉物理学の教科書、参考書は数多くある。以下に代表的なものを示す。本講座では、主に文献(1)、(2)を参考とした。また、断面積などの核データについては、主に文

献(10)によった。

- (1) Dudertstadt, J. J., Hamilton, L. J.: "*Nuclear Reactor Theory*", John Wiley & Sons, (1976).
〔成田正邦, 藤田文行訳: "原子炉の理論と解析", 同文書院, (1986)〕
- (2) Henry, A. F.: "*Nuclear Reactor Analysis*", MIT Press, (1975).
- (3) Lamarsh, J. R.: "*Introduction to Nuclear Reactor Theory*", Addison-Wesley Publ., (1966).
〔武田充司, 仁科浩二郎訳: "原子炉の初等理論", 吉岡書店, (1974)〕
- (4) Ott, K. O., Bezella, W. A.: "*Introductory Nuclear Reactor Statics*", Am. Nucl. Soc., (1983).
- (5) Ott, K. O., Neuhold, R. J.: "*Introductory Nuclear Reactor Dynamics*", Am. Nucl. Soc., (1985).
- (6) Bell, G. I., Glasstone, S.: "*Nuclear Reactor Theory*", Van Nostrand Reinhold, (1970).
- (7) Glasstone, S., Eduland, M. C.: "*The Element of Nuclear Reactor Theory*", Van Nostrand, (1952).
〔伏見康治, 大塚益比古訳: "原子炉の理論", みすず書房, (1955)〕
- (8) Zweifel, P. F.: "*Reactor Physics*", McGraw-Hill Book, (1973).
- (9) 小林啓祐: "原子炉物理", コロナ社, (1996).
- (10) Nakagawa, T., *et al.*: Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-2: JENDL-3.2, *J. Nucl. Sci. Technol.*, **32**, 1295 (1995).
- (11) 堀口 剛, 三宅省吾: "数学物理学演習", 昭晃堂, (1996).