

# 炉物理計算で重要となる核データ\*

千葉豪

平成 30 年 9 月 12 日

中性子と原子核とのさまざまな反応に対する確率を与える「核データ」には様々な種類のものがあるが、炉物理計算で重要となるのはそのごく一部である。それは主に、炉物理計算で扱う中性子のエネルギー領域が 10MeV 程度以下であることに起因している。本稿では、炉物理計算で重要となる以下の 8 種類の核データそれぞれについて解説を与えるものである（括弧内は一般的な記号を示す）。

- 核分裂断面積 ( $\sigma_f$ )
- 中性子捕獲断面積 ( $\sigma_c$ )
- 弾性散乱断面積 ( $\sigma_{el}$ )
- 非弾性散乱断面積 ( $\sigma_{inel}$ )
- (n,2n) 反応断面積 ( $\sigma_{(n,2n)}$ )
- 核分裂あたりの平均発生中性子数 ( $\bar{\nu}$ )
- 核分裂スペクトル ( $\chi$ )
- 弾性散乱反応の平均散乱角余弦 ( $\bar{\mu}$ )

なお、本稿でいくつか核データの図を示すが、断りのない限り、それらは全て評価済み核データファイル JENDL-4.0 の評価値である（温度は 269K）。

---

\*/Document/Education/NuclearData

## 1 核分裂断面積 ( $\sigma_f$ )

核分裂反応を起こす確率を示しており、基本的に説明は不要であろう。

核分裂断面積の例を Fig. 1 に示す。横軸は反応を起こす中性子のエネルギーに対応する。全てのエネルギー領域に亘って大きな断面積の値を示す U-235 や Pu-239 のような核種を「Fissile」と言う。一方、あるエネルギー（閾エネルギー）以上の中性子のみによって核分裂反応が可能となる U-238 のような核種を「Fissionable」という。なお、Pu-238 は特殊な核種で、Fissile と Fissionable の中間とも言えるであろう。

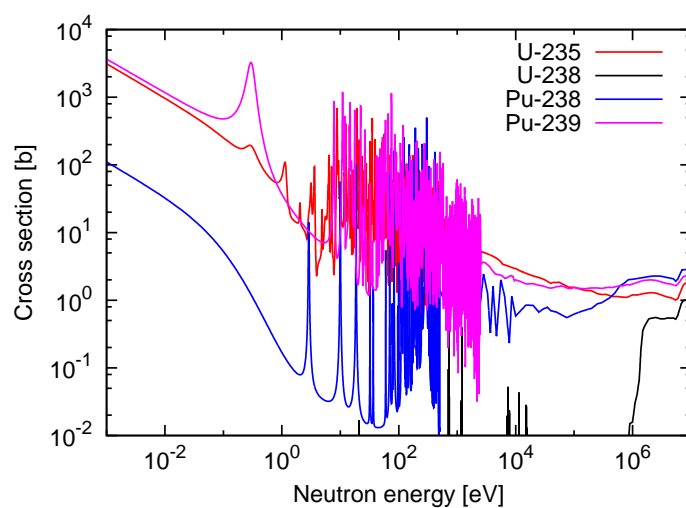


Fig. 1: 核分裂断面積の例

## 2 中性子捕獲断面積 ( $\sigma_c$ )

中性子が原子核と反応し「複合核」状態となった後に、ガンマ線を放出して安定化する場合がある。このような反応は、見かけ上、中性子が原子核に捕獲されることになるため、「捕獲反応」と呼ばれる。中性子が入射し、ガンマ線が放出されるので、「 $(n,\gamma)$  反応」と呼ばれることもある。

中性子捕獲断面積の例を Fig. 2 に示す。100 keV より高いエネルギー領域で、中性子エネルギーの増加に伴い断面積が低下していくが、これは、入射中性子エネルギーの増加に伴い複合核状態後に遷移可能な形態が増えていくことに起因する。つまり、高速中性子エネルギー領域では、なかなか中性子捕獲反応を起こすことは難しい、ということが言えるであろう。

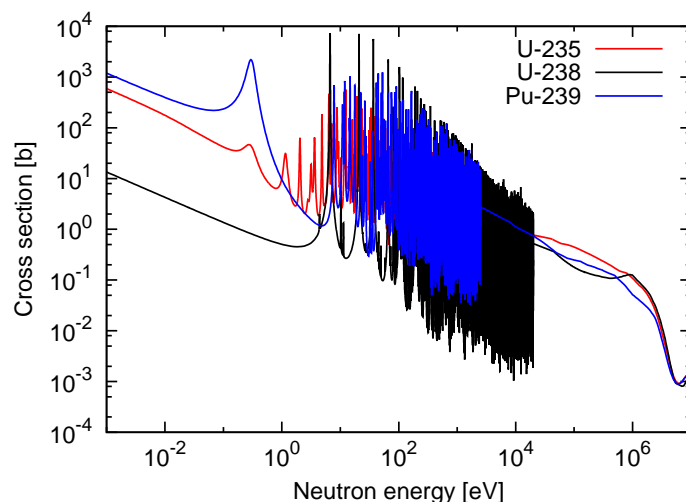


Fig. 2: 中性子捕獲断面積の例

核分裂反応と中性子捕獲反応はいずれも中性子が原子核に「吸収」されるので、これらをまとめて「吸収断面積」と呼ぶ場合もある。吸収断面積  $\sigma_a$  は、 $\sigma_f$  と  $\sigma_c$  の和として定義される。ウラン及びプルトニウム同位体の中性子吸収断面積の例を Fig. 3 に示す。熱中性子領域において、ウラン 238 の吸収断面積は他と比較して小さいこと、プルトニウム同位体の吸収断面積が大きいことが分かる。

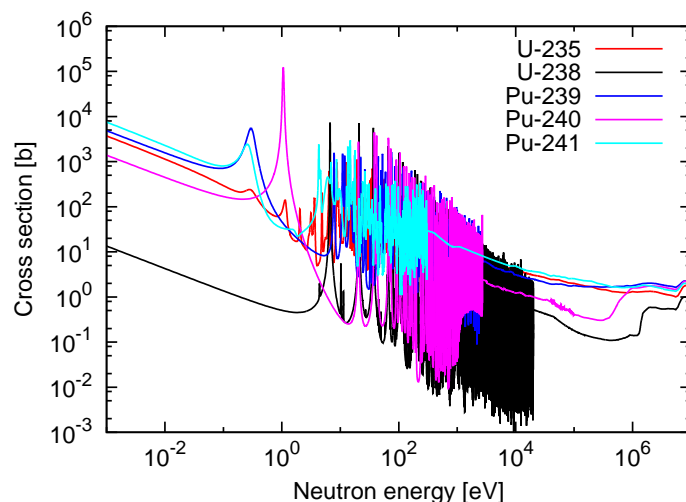


Fig. 3: 中性子吸収断面積の例

Np-237 や Am-241 といった長半減期のマイナーアクチノイド核種は、高速炉や加速器駆動未臨界システムなどを用いて核変換し、減容することが検討されている。核変換の方法としては、核分裂反応によってより半減期が短いFP核種に変換するものと、(n,g)反応によってより半減期が短いアクチノイド核種に変換するものがあり、高速炉や加速器駆動未臨界システムではこの両者が異なる寄与割合で同時に行われることになる。Np-237 と Am-241 の核分裂断面積と捕獲断面積を Fig. 4 に示す。いずれの核種も核分裂反応は閾エネルギーを有しており、中性子スペクトルに応じて核分裂反応と捕獲反応の寄与割合が異なることになる。

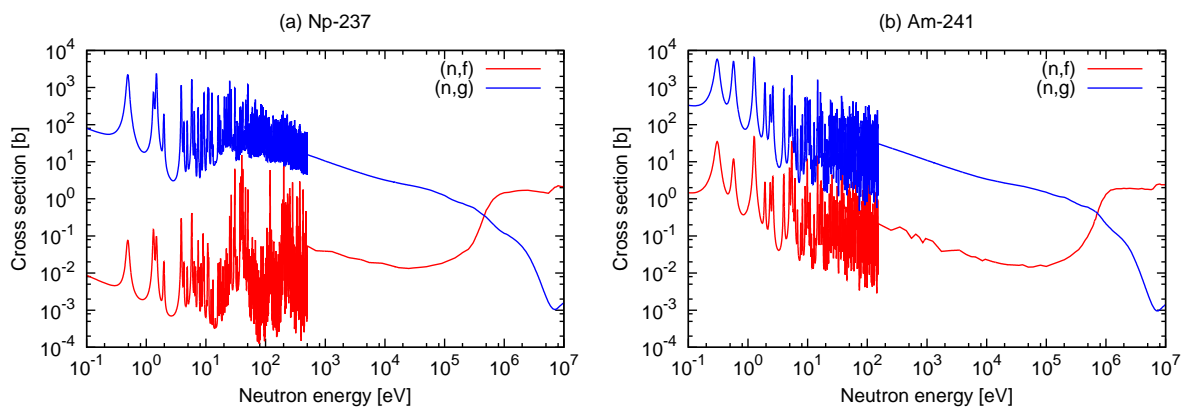


Fig. 4: 長寿命マイナーアクチノイド核種の断面積

原子核によっては、熱中性子エネルギー領域に極めて大きい捕獲断面積を有するものがある。その例として、ガドリニウム同位体の中性子捕獲断面積を Fig. 5 に示す。Gd-155、Gd-157 が熱中性子領域で  $10^4$ [barn] を超える断面積を示していることが分かる。その大きさは、重核種の核分裂断面積や捕獲断面積と比較してみるとよいであろう。

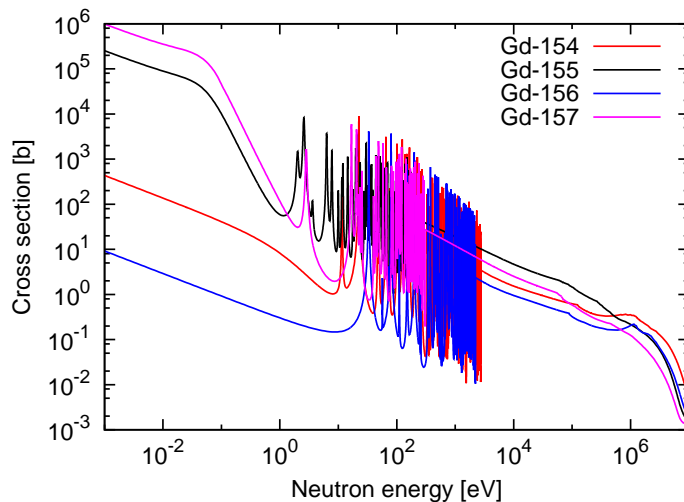


Fig. 5: ガドリニウム同位体の中性子捕獲断面積の例

一方で、原子核によっては極めて小さい捕獲断面積を有するものもある。特に、陽子数もしくは中性子数が魔法数の核種は「魔法核」と呼ばれ、Pb-208などは陽子数、中性子数いずれも魔法数であり、極めて小さい断面積を示す。ジルコニウム同位体の中性子捕獲断面積を Fig. 6 に示すが、魔法核である Zr-90 (天然同位体組成では 51.45% を占める) の捕獲断面積が小さいことが分かる。このように熱中性子領域において中性子捕獲断面積が小さいことから、ジルコニウムは軽水炉の被覆管材料として用いられている。

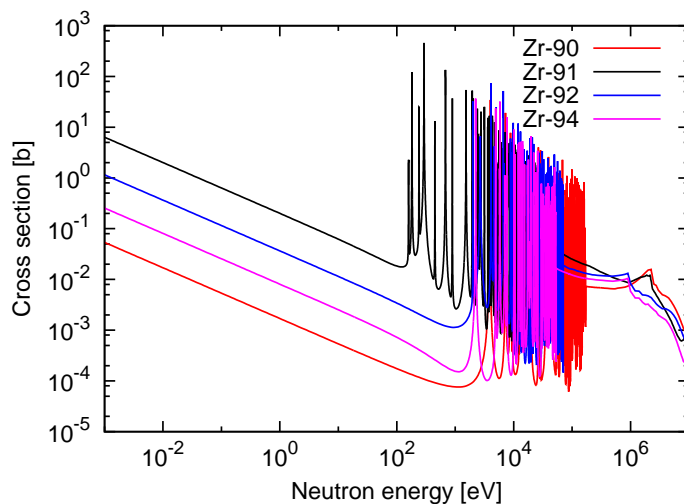


Fig. 6: ジルコニウム同位体の中性子捕獲断面積の例

### 3 弾性散乱断面積 ( $\sigma_{el}$ )

中性子が原子核と反応したあとに中性子が放出される場合、入射中性子と放出中性子が同一のものであるとなかろうと、見かけ上、中性子が原子核によって散乱されたことになるため、これらの反応を「散乱反応」と呼ぶ。散乱反応は大きく、弾性散乱反応と非弾性散乱反応とに分けられるが、ここでは弾性散乱について述べる。

弾性散乱反応は、原子核の表面での散乱（ポテンシャル散乱）と、複合核を形成したあとの散乱（共鳴散乱）の和として定義できるものであり、基本的には剛体の弾性衝突として記述される。

弾性散乱断面積の例を Fig. 7 に示す。

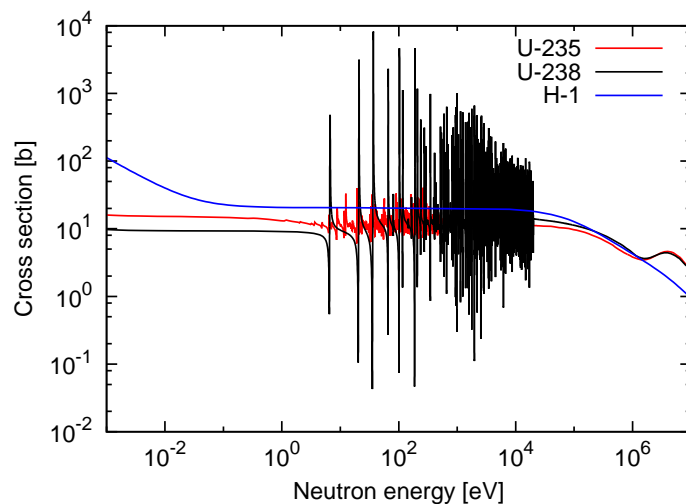


Fig. 7: 弾性散乱断面積の例

## 4 非弾性散乱断面積 ( $\sigma_{inel}$ )

中性子が原子核と反応して複合核を形成したあとに中性子が放出されるとき、ガンマ線の放出を伴う場合がある。これは、複合核が中性子を放出したあとにその原子核が励起状態にあると、基底状態に落ちる際にガンマ線を放出する、とも言い換えられる。この場合、入射中性子のエネルギーの一部はガンマ線に付与されるため、反応後に放出される中性子のエネルギーは、その分、低下することになる。このような散乱反応を「非弾性散乱反応」と呼ぶ。この反応では、中性子のエネルギーは大きく低下することになる。

中性子放出後にもとの原子核の励起状態に戻るためには、入射中性子のエネルギーは相応に大きくなければならない。すなわち、非弾性散乱反応は、入射中性子エネルギーがある値より大きくないと起こらない、「閾値反応」と言える。

非弾性散乱断面積の例を Fig. 8 に示す。

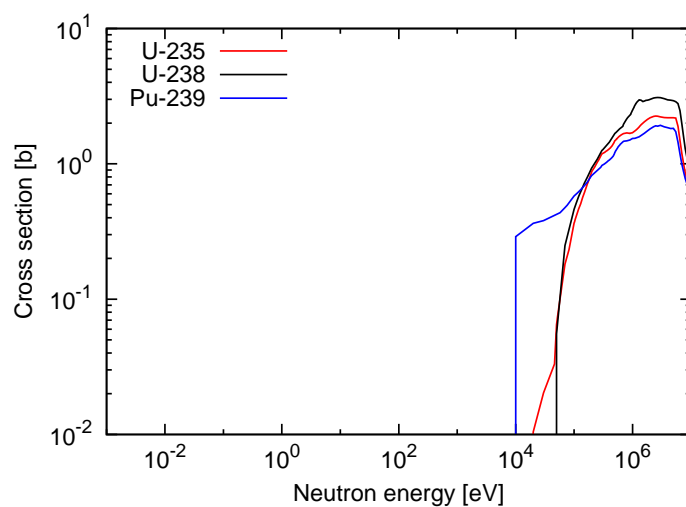


Fig. 8: 非弾性散乱断面積の例

非弾性散乱断面積は、複合核から中性子が放出されたあとの原子核の励起状態毎に定義される。ENDFフォーマットでは、最も低い励起状態を介する非弾性散乱をMF番号で51、その次に低い励起状態を介するものをMF番号で52というように区別し、最終的に励起状態が区別できないものをまとめてMF番号で91とする。As-75の励起状態毎の非弾性散乱断面積をFig. 9に示す。MT番号が大きくなるに従い、中性子放出後の原子核の励起状態が高くなるため、反応を起こす中性子のエネルギー閾値が大きくなっていることが分かるであろう。

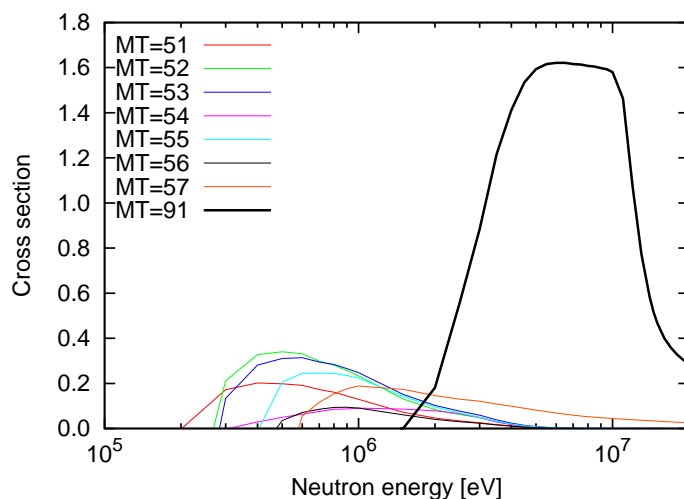


Fig. 9: 励起状態毎に定義される非弾性散乱断面積の例 (As-75)

また、As-75について、いくつかの入射中性子エネルギーに対するエネルギー微分非弾性散乱断面積（二次中性子エネルギーに依存する断面積）をFig. 10に示す。中性子放出後の励起状態が離散的であることから、特定のエネルギーにピークを持つような構造となる。例えば、0.5MeVの中性子が入射した場合は、Fig. 9に示されているようにMF=51から55の5つの励起状態を介した反応のみが起こりえるため、5つのピークが観察されるであろう。なお、2MeVの中性子が入射した場合は、MF=91の寄与が含まれることから、低いエネルギー領域にテールが見られる。

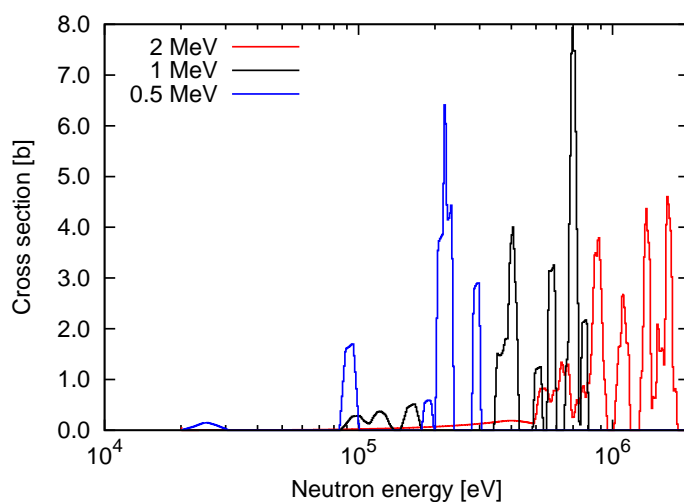


Fig. 10: エネルギー微分非弾性散乱断面積の例



## 5 (n,2n) 反応断面積 ( $\sigma_{(n,2n)}$ )

中性子が原子核と反応して複合核を形成したあとに中性子が放出されたとき、そのあとの原子核が励起状態にある場合を考えよう。この原子核がガンマ線を放出して安定化した場合は、この反応は非弾性散乱反応となるが、励起レベルが非常に高いときには、さらに中性子を放出することが可能となる。このようなときには、中性子が入射したあとに2つの中性子が放出されることになり、これが「(n,2n) 反応」である。ひとつめ中性子を放出したあとの原子核が高い励起状態にある必要があるため、この反応は入射中性子のエネルギーが極めて高い場合にのみしか起こらない。

(n,2n) 反応断面積の例を Fig. 11 に示す。この反応の閾エネルギーが非弾性散乱反応のそれよりも高いことが、U-235 や U-238 の断面積から分かるであろう。これら重核種の (n,2n) 反応の閾エネルギーは極めて高いので、この反応が原子炉の特性に大きく影響を与えることはない。しかし、この反応では、もとの原子核に対して質量数が1小さい同位体が生成されることになるので、個々の核種の生成量という観点からは極めて重要な反応と言える。また、この図に示しているように、Be-9 が例外的に低い閾エネルギーを有している。この特性を利用して、ベリリウムを中性子増倍材として用いる場合がある。

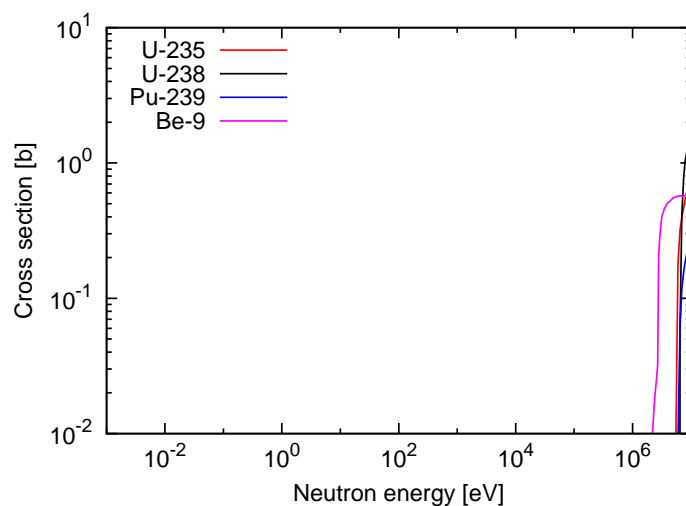


Fig. 11: (n,2n) 反応断面積の例

これまでに説明した弾性散乱、非弾性散乱、 $(n,2n)$  断面積について、散乱後の（二次）中性子エネルギーに対する依存性を U-235 について Fig. 12 に示す。なお、ここでは 19.2~20.0MeV の中性子が入射したものとし、多群エネルギー形式で示している。弾性散乱では殆ど中性子はエネルギーを失わないが、非弾性散乱反応、 $(n,2n)$  反応では大きく中性子エネルギーが低下していることが分かる。

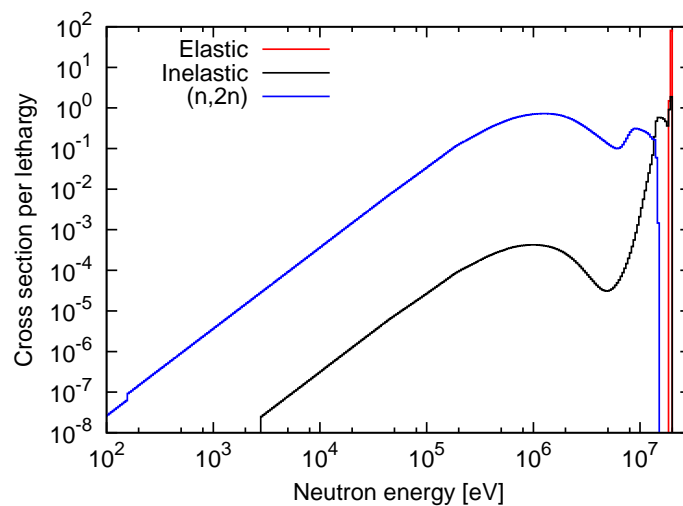


Fig. 12: 弾性散乱、非弾性散乱、 $(n,2n)$  反応断面積の二次中性子エネルギーに対する依存性の例（20MeV 中性子入射）

## 6 核分裂あたりの平均発生中性子数 ( $\bar{\nu}$ )

核分裂の連鎖反応は、1回の核分裂反応によって複数個の新たな中性子が発生することによって実現される。この、1回の核分裂反応あたりに発生する中性子の平均を $\bar{\nu}$ と記述する。 $\bar{\nu}$ は、核分裂する原子核及び核分裂反応を引き起こす中性子のエネルギーに依存する。

$\bar{\nu}$ の例をFig. 13に示す。Pu-239の方がU-235よりも値が大きいこと、また、核分裂反応を起こす中性子のエネルギーが大きいほど値が大きいことが分かる。核燃料の転換（増殖）には余分な中性子が必要となるため、 $\bar{\nu}$ が大きいほうが望ましい。これが核燃料増殖炉として、Pu-239を燃料とした高速中性子炉が考えられている理由の一つである。

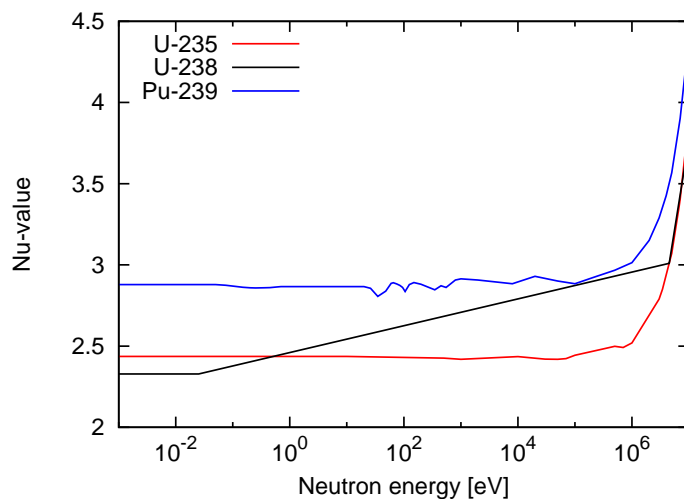


Fig. 13: 核分裂あたりの平均発生中性子数の例

## 7 核分裂スペクトル ( $\chi$ )

核分裂反応の結果発生する中性子は、ある特有のエネルギー分布を持っている。これを「核分裂スペクトル」と呼び、 $\chi(E)$  と表記する。厳密には核分裂スペクトルは核分裂反応を起こした中性子の入射エネルギーに僅かに依存するため、それを考慮する場合は中性子入射エネルギーを  $E'$  とすると  $\chi(E' \rightarrow E)$  と記述する。実際の原子炉の計算では、核分裂スペクトルの入射中性子エネルギー依存性を陽に考慮することは殆どない。

エネルギーを多群化した核分裂スペクトルの例を Fig. 14 に示す。中性子エネルギーの範囲が他の断面積と異なることに留意されたい。また、入射中性子エネルギーが異なる U-235 の核分裂スペクトルを Fig. 15 に示す。

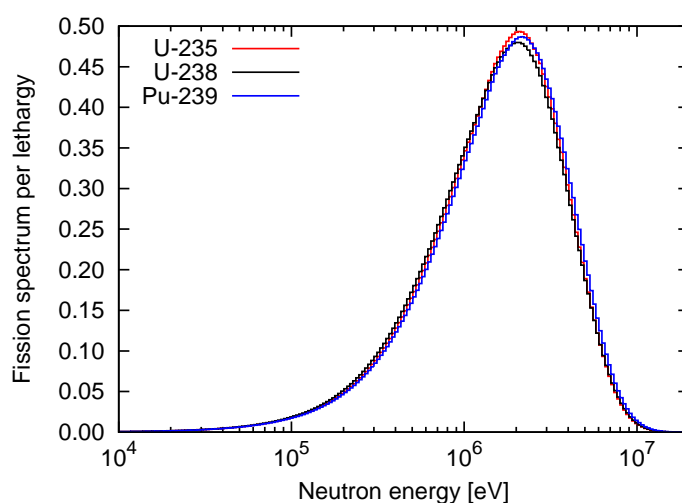


Fig. 14: 核分裂スペクトルの例

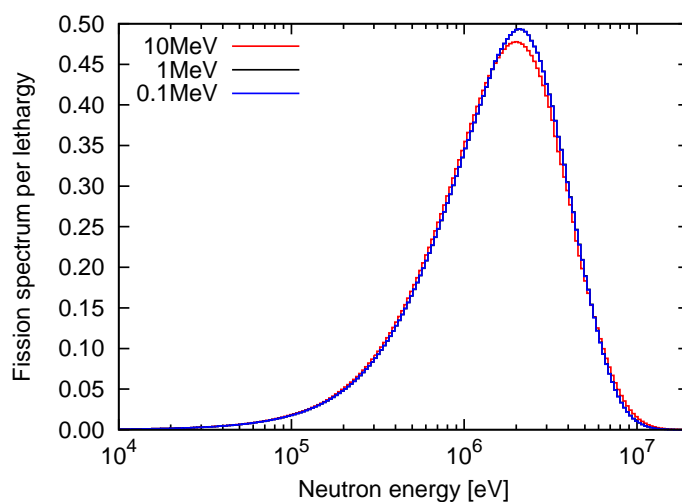


Fig. 15: 異なる入射中性子エネルギーにおける U-235 の核分裂スペクトルの例

## 8 弾性散乱反応の平均散乱角余弦 ( $\bar{\mu}$ )

散乱反応では、散乱前後の中性子の進行方向の変化（散乱角）、及び散乱前後の中性子エネルギーの変化に応じて、反応確率、すなわち断面積の値が異なる。例えば、エネルギー  $E$  で角度方向  $\vec{\Omega}$  を向く中性子が、散乱によってエネルギーが  $E' \sim E' + dE'$ 、角度方向が  $\vec{\Omega}'$  を中心とした  $d\vec{\Omega}'$  になる散乱断面積は  $\sigma(E \rightarrow E', \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') dE' d\vec{\Omega}'$  と記述され、このような形式の断面積は「二重微分」断面積と呼ばれる。

さて、ここでは角度微分断面積  $\sigma(\vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'$  に着目しよう。散乱断面積は一般的に、散乱角、すなわち、 $\vec{\Omega}$  と  $\vec{\Omega}'$  のなす角のみに依存するので、散乱断面積は散乱角  $\theta$  を用いて  $\sigma(\theta)$  と記述できる。なお、散乱角ではなく、散乱角の余弦  $\mu = \cos \theta$  で記述するのが一般的である。例として、砒素-75 (As-75) の角度微分弾性散乱断面積を、3つの異なる入射中性子エネルギーについて Fig. 16 に示す。ここでは5次のルジャンドル多項式展開で記述しているため、負の断面積を与える場合がみられていることを付記する。

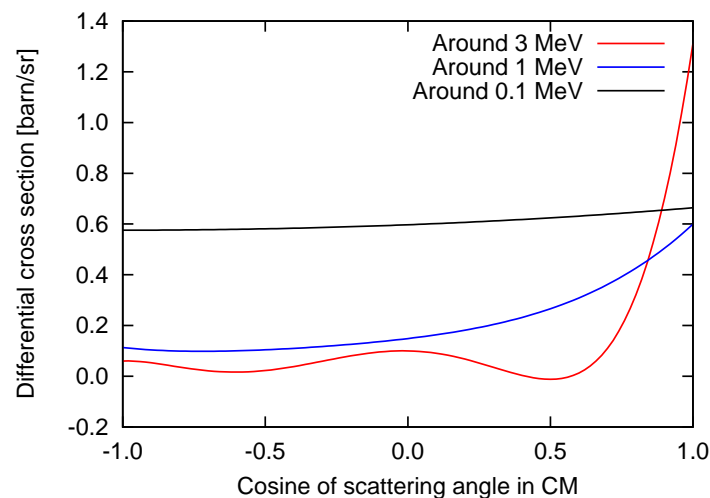


Fig. 16: 弾性散乱反応の角度微分断面積の例

弾性散乱反応の散乱角依存性の強さについては、散乱角余弦の平均値  $\bar{\mu}$  として以下のように記述する。

$$\bar{\mu} = \int \mu \sigma(\mu) d\mu \quad (1)$$

エネルギーを多群化した、弾性散乱反応の平均散乱角余弦の例を Fig. 17 に示す。なお、ここで示しているものは実験室系のものである。炉物理計算においては実験室系での散乱断面積が用いられるが、評価済み核データにおいては重心系で値が定義されるのが一般的のようである。重心系で散乱が等方的である場合は、実験室系では散乱は前方性を有すことになり、散乱核の質量が小さくなるほどその傾向は顕著となる。軽水素の弾性散乱は重心系でほぼ等方であるため、実験室系の値である  $\bar{\mu}$  は全ての入射中性子エネルギーでほぼ一定の値となっている。一方、Fe-56 や U-235 については、中性子のエネルギーが高くなるに従い、散乱の前方性が強くなっていくことが分かる。

散乱が重心系で等方的場合には、それを実験室系に置き換えたときの散乱角余弦の平均値は、標的原子核の質量数を  $A$  としたとき  $\frac{2}{3A}$  と記述される。いくつかの軽核について、弾性散乱反応の平均散乱核余弦を Fig. 18 に示すが、中性子の入射エネルギーが低い領域（すなわち重心系で散乱が等方となる領域）でそれぞれの原子核の質量数に対応した値となっていることが分かるであろう。

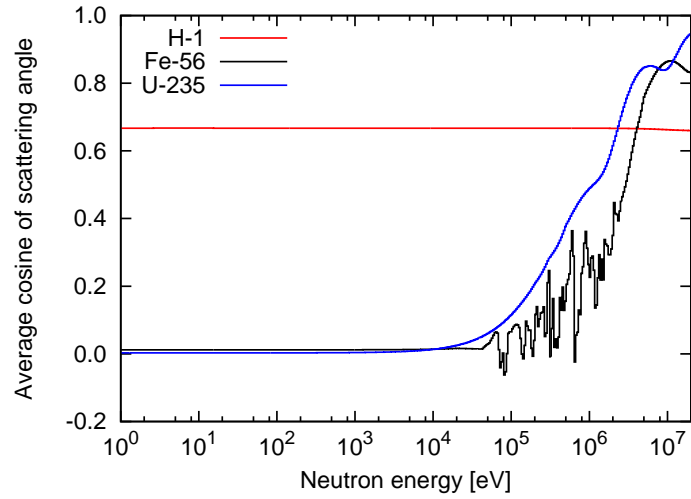


Fig. 17: 弾性散乱反応の平均散乱角余弦の例

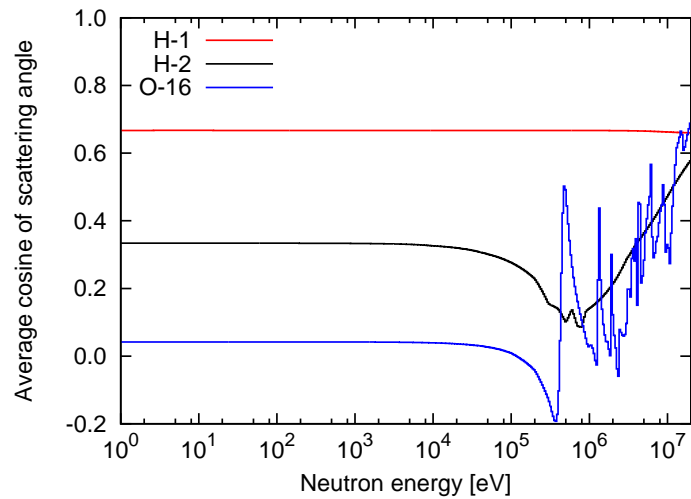


Fig. 18: 弾性散乱反応の平均散乱角余弦の例 (2)