

JAERI-M

6 2 2 1

^{241}Am の核データの評価

(受託研究)

1975年8月

五十嵐 信一

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

Evaluation of ^{241}Am Nuclear Data

Sin-iti IGARASI

Division of Physics, Tokai, JAERI

(Received August 2, 1975)

Evaluations of nuclear data for ^{241}Am are performed on total, elastic scattering, inelastic scattering, fission, capture, (n,2n) and (n,3n) cross sections, as well as the average number of neutrons per fission $\bar{\nu}$. They are mainly obtained with the theoretical calculations, because the existing experimental data for ^{241}Am are very scarce, except for the fission cross section. Results of the present evaluation are taken in the Japanese Evaluated Nuclear Data Library (JENDL).

The work performed under contracts between Power Reactor Nuclear Fuel Development Corporation and JAERI.

^{241}Am の核データの評価

日本原子力研究所東海研究所物理部

五十嵐 信一

(1975年8月2日受理)

^{241}Am の全断面積，弾性散乱断面積，非弾性散乱断面積，核分裂断面積，中性子捕獲断面積， $(n, 2n)$ ， $(n, 3n)$ 反応断面積，核分裂当りの放出中性子数の平均値 $\bar{\nu}$ などを，主として理論的推定により求めた。 ^{241}Am の測定データは極めて乏しく，核分裂断面積が比較的良く測られているだけである。ここで求めた結果は評価済み核データライブラリーJENDLに収納される。

目 次

1. 序 文	1
2. 実験データの現状	2
3. 光学模型ポテンシャル	6
4. 核分裂断面積の評価	9
5. 断面積の理論的推定	16
6. 評価値の誤差	21
7. 結 言	24
参考文献	25

1. 序 文

$^{241}_{95}\text{Am}$ は他の超重元素と同様に原子炉内での ^{238}U や ^{239}Pu などから始る一連の中性子捕獲反応やベータ崩壊などによって作られる。 ^{241}Am の直接の親は ^{241}Pu で、13.2年の半減期を持つベータ崩壊で ^{241}Am になる。 ^{241}Am は458年の半減期でアルファ崩壊する。その時のエネルギーは約5.5 MeVで、1グラム当り1分間に崩壊する原子の個数は約 7.59×10^{12} である。 ^{241}Am は中性子を吸収して ^{242}Am とその異性体 $^{242\text{m}}\text{Am}$ を作る。 ^{242}Am は16時間位で ^{242}Cm になるが、この ^{242}Cm はアルファ線を出す他に、半減期が 7×10^6 年の自発核分裂を起し、中性子を放出する。そのために原子炉の運転を停止する際とか、核燃料廃棄物処理の際などに厄介な問題を起す。このような理由で、 ^{241}Am が問題視され、その核的な性質が調べられるようになった。

一般に超重元素は強い放射性物質であり、その取り扱いが困難で、核反応断面積の測定もごく限られた核種について一部の反応が測られているだけである。 ^{241}Am の1 keV以上のデータについても、核分裂断面積を除いては、ほとんど測定されておらず、わずかに異性体の自発核分裂反応を調べる目的で異性体生成反応の (n, r) , (n, n') , $(n, 2n)$ などが測られているだけである。これらのデータは精度も悪く、全体的な断面積を調べる材料としてはあまり役に立たない。こうした実験データの現状から、今回は核分裂断面積以外は実験データに頼ることなく、すべて理論的推定を行うことにした。

^{241}Am の1 keV以上のデータの評価は1970年にHinkelmann^{1,2)}が行っている。彼女は核分裂断面積と中性子捕獲断面積を主に、 $\bar{\nu}$, $(n, 2n)$ 反応断面積も含めて熱中性子エネルギーから10 MeVまでを5群に分けた平均断面積を求めた。その他ではENDF/B-III, IVのデータやSowerby達³⁾の評価が部分的にあるだけである。

こうした背景を考え、今回行った ^{241}Am の核データの評価は全断面積、弾性散乱、非弾性散乱、中性子捕獲、核分裂、 $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ の各断面積、 $\bar{\nu}$ の値など、評価済み核データライブラリーの内容として整えておくべき量はほとんど求めることにした。データを求める方法としては、球形光学模型と統計模型を使用した核物理理論による推定が主であるが、この計算にくり込むべき量としての核分裂断面積と $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ 反応断面積は別途に予め計算して求めた。特に核分裂断面積については測定値を平均的に再現すべき半経験式を求め、そこに含まれるパラメータの物理的意味づけと、更に、今後必要な測定値について議論を行った。

この報告書の第2章には実験データの現状を書いた。実験に関する文献は主としてCINDA 74⁴⁾を索引として利用し、数値データはCGDNのNEUDADAライブラリーから入手した。第3章には計算の基礎となる光学模型ポテンシャルの決め方を述べた。ポテンシャルの決定には全断面積の推定値を再現すると言ふ条件を置き、その推定値はUやPuの測定値から類推して与えた。第4章には核分裂断面積の半経験式を求める方法と、それによる断面積の求め方を記した。第5, 6章には他の断面積の計算とその結果を述べ、評価値の誤差の推定にふれた。

この研究は動燃事業団と日本原子力研究所との業務契約により行ったものである。この結果は日本の評価済み核データライブラリー、JENDL-1に収納されることになっている。

2. 実験データの現状

CINDA 7⁴⁾ に掲載されている文献を調べても、1 keV 以上の領域において行われた実験は核分裂反応に関するものを除いてはほとんど無い。非弾性散乱や $(n, 2n)$, (n, γ) 反応の測定も ^{241}Am や ^{242}Am の異性体 (アイソマー) を見つける目的で行われている^{5,6)}。これらのデータは原子核の定性的な研究には用いられても、定量的な目的には使えない。

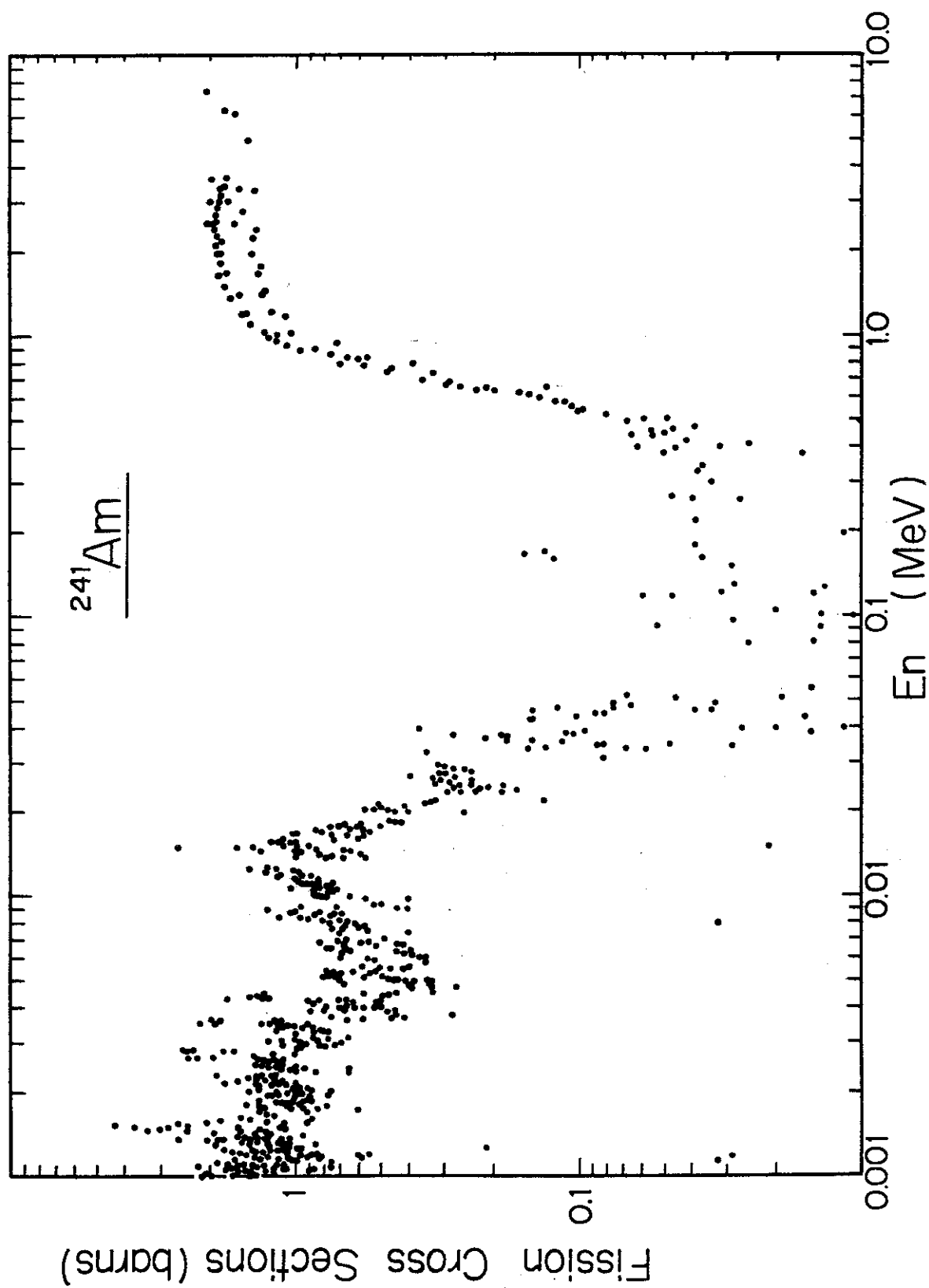
核分裂断面積の測定はデータが利用出来るもので約 10 件、文献にして 20 件程ある。ここでは数値についての情報が確かな測定結果が必要なので、CCDN に依頼して NEUDADA ライブラリーに収納されているデータを送ってもらい、それらのデータを主として検討した。以下にこれらのデータの概要を述べる。

- (i) Nobles et al⁷⁾, データが NEUDADA に入っており、BNL-325⁸⁾にも掲載されているが論文はなく、Phys.Rev. 99(1955)616に学会発表の予稿があるだけである。このデータは 0.49~7.34 MeV にわたって 13 点程あり、特に 6 MeV 前後にデータがあると言うことは $(n, n'f)$ 反応を調べるうえで非常に貴重である。
- (ii) Protopopov et al⁹⁾ 1.46 MeV のデータ 1 点だけである。断面積の値が 2.35 ± 0.15 (バーン) は小さすぎる。
- (iii) Kazarinova et al¹⁰⁾ 2.5 MeV と 1.46 MeV の 2 点で測定を行っている。1.46 MeV の断面積値は 2.95 ± 0.15 (バーン) で Protopopov et al よりはかなり大きい。
- (iv) Seeger et al^{11,12,13)} 原爆による中性源を使った実験で測定は 20 eV から 1.0 MeV までの広い範囲について行っている。データ点は 1 keV 以上で約 750 点で、今までの所では最も多量のデータ点である。ただし、低エネルギーでの測定値が大きすぎるのではないか、と言う心配がある。
- (v) Fomushkin et al¹⁴⁾ 核分裂中性子と 1.45 MeV 中性子で測定を行っているが、NEUDADA には 1.45 MeV のデータとして 2 種類入っている。1 つは核分裂片の角分布のデータから積分によって断面積を求め、他はイオンチェンバーを使った測定であるが、後者が 2.3 ± 0.15 (バーン) と小さすぎるのに対して、前者は 2.53 ± 0.12 (バーン) 程度である。なお(ii)で述べた Protopopov et al もイオンチェンバーを使っていることに注意しておく。
- (vi) Bowman et al^{15,16)} データは NEUDADA に入っていない。文献にもグラフがのっているだけである。エネルギーは 0.5~6.0 MeV の範囲であるので、 $(n, n'f)$ 反応を見るには少し低い。この測定は ^{242}Am の異性体に中性子を当てて、その核分裂を見るのが主目的であったらしい。
- (vii) Shpak et al¹⁷⁾ 8 keV から 3.3 MeV まで 43 点のデータがある。このデータの特徴は 500 keV 以下で 50 ミリバーン以下であることで、データ点数は Seeger et al. よりもはるかに少いとは言いながら、断面積の系統的違いが顕著である。実際 15 keV 以下で 100 倍の違いは今後の問題点として指摘しておきたい。
- (viii) Fomushkin et al¹⁸⁾ NEUDADA には 2 種類のデータが入っているが、ここでは INDC(CCP) 7U(1970) にのっている数値を採用した。データ点数は 14 点である。

(IX) Iyengar et al¹⁹⁾ 0.32~2.1 MeV の範囲での測定である。文献は国際会議の議事録でグラフのみである。特徴的なことは0.78 MeV付近に小さな構造が見られることと、データが一般に小さな値になっていることである。

(X) Iyer et al²⁰⁾ 1.41 MeVの測定で、断面積値は 2.7 ± 0.47 バーンである。この値はこれまでに述べた値の中ではやや大きい方に位置する。

以上の他にも現在進行中の測定や、或るいは見落している測定があるかも知れない。一般に文献を漏なく見るとは不可能に近く、必ずと言って良い程いくつかの文献は落ちるものである。その意味でも、この評価には誰のどう言うデータを使ったかを明示しておく必要がある訳である。第1図は現在見た限りのデータを示したもので、実験者による区別はしていない。又、第1表には上述の各測定を項目によりその特徴を表したものである。表のローマ数字は本文との対応を示している。



第1図 核分裂断面積の実験値。測定者を区別せずに一様にして示した。

第1表 ^{241}Am の核分裂断面積測定の状態

エネルギー範囲 (MeV)	断面積の 誤差(%)	測定法	文献, その他
(i) 0.49~7.34		$^{235}\text{U}(n, f)$ を標準 ガスシンチレーション	Phys.Rev. <u>A99</u> (1955)616, BNL-325(1955) NEUDADA
(ii) 14.6	6.4	イオンチェンバー	Sov.Atom.Energy <u>6</u> (1960) <u>36</u> , J.Nucl.Energy <u>11</u> (1960)191, Atom.Energ. <u>6</u> (1959)67, NEUDADA
(iii) 2.5, 14.6	10.0	ロングカウンター	Sov.Atom.Energy <u>8</u> (1961) 125, Atom.Energ. <u>8</u> (1960) 136, NEUDADA
(iv) 2×10^{-5} ~1.0	系統誤差 7.1, 統計誤差 10~300	原爆, TOF, SSD 標準断面積 10keV以下 $^6\text{Li}(n, \alpha)$ 10keV以上 $^{235}\text{U}(n, f)$	Nucl.Phys. <u>A96</u> (1967)605, LA-3586(1966) 66Paris <u>2</u> (1966)219 NEUDADA
(v) 14.5, 核分裂中性スペ クトルの平均値	4.8 6.3	イオンチェンバー 核分裂片角分布の積分 標準 $^{238}\text{U}(n, f)$ T(d, n)中性子源, ガ ラス板分裂片検出器	Yad.Fiz. <u>5</u> (1967)966 Sov.J.Nucl.Phys. <u>5</u> (1967) 689 NEUDADA
(vi) 2.0×10^{-5} ~ 6.0	5.0	スパークチェンバー Linac, TOF 標準 $^{239}\text{Pu}(n, f)$	Phys.Rev. <u>166</u> (1968)1219 66Paris <u>2</u> (1966)149 WASH-1071(1966)84
(vii) 0.008~3.3	5~40	T(p, n) ^3He 中性子源, ガラス板検出器, VdG. $^{239}\text{Pu}(n, f)$ を標準	Yad.Fiz.Iss. <u>8</u> (1969)4 Zh.Eks.TEO.Letters <u>9</u> (1969)196 INDC(CCP) <u>8</u> (1970)4 NEUDADA
(viii) 0.44~3.62	3~15%	T(p, n) ^3He 中性子源, 静電加速器 ガラス検出器 標準 $^{235}\text{U}(n, f)$	Yad.Fiz. <u>10</u> (1969)917 Sov.J.Nucl.Phys. <u>10</u> (1970) 529 Yad.Fiz.Iss. <u>7</u> (1969)25 INDC(CCP)7U(1970)28 NEUDADA
(ix) 0.32~2.1		T(p, n) ^3He 中性子源, VdG. SSTD, $^{235}\text{U}(n, f)$ 標準	Proc.Nucl.Phys.Solid State Phys. (Sympos.) <u>2</u> (1970)67
(x) 14.1		D(t, n) ^4He 中性子源, $^{238}\text{U}(n, f)$ 標準 プラスチック検出器	BARC 474 (1970) Proc.Nucl.Phys.Solid State Phys. (Sympos.) <u>2</u> (1969)289 NEUDADA

3. 光学模型ポテンシャル

核反応断面積の理論的推定には種々の核模型を使った計算が行われるが、光学模型ポテンシャルはこれらの核模型に使われる物理的に基本的な多くの量を求めるのに便利である。実験データが或る程度そろっている場合には、ポテンシャルに含まれているパラメータを実験データに合せて決めることがしばしば行われるが、 ^{241}Am のように核分裂断面積を除いては全くと言って良い程実験データがない核種についてはポテンシャルの系統性なり、他の条件なりを巧みに利用してパラメータを求める以外に方法がない。

^{241}Am は球形からずれた歪んだ原子核である。従って光学模型ポテンシャルも歪んだポテンシャル²¹⁾を使う方が球形ポテンシャルを使うよりは良い結果が得られる筈である。しかし、実験データが無い ^{241}Am について歪んだポテンシャルを使うことには以下のような理由で疑問がある。先づ第1に必要なすべての反応断面積を歪んだポテンシャルで計算し通すような理論が出来ていない。計算が出来るのは限られた断面積についてだけなので、全部の量を求めた後で、相互の関係を一貫して見ることが困難になる。第2に、一部分の量でも、より良く正しい計算を行う方が望しいが、同じ量を球形光学模型ポテンシャルで求めても、歪んだポテンシャルで求めた量と大きく異なることはなく、測定データとの比較が出来ない現状ではどちらが得策か判断出来ないし、歪んだポテンシャルによる複雑で時間のかかる計算はかえって見通しを悪くしかねない。このような理由で、ここでは球形光学模型による一貫した計算を行うことにした。ただし、ポテンシャルパラメータを決める手段において、従来、他の重い核、例えばPuやU辺の核について実験データとの比較から求められている歪んだポテンシャルを使い、全断面積を計算し、その値を再現するような球形光学ポテンシャルを探すことにした。

多くの核について、全断面積の実験値を再現するような歪んだポテンシャルの系統性はTanaka²²⁾によって求められたものがある。そのポテンシャルの強さ (MeV) は

$$\left. \begin{aligned} V &= 51.85 - 0.33 E_n - 24(N-Z)/A \\ W_s &= 2.55 \sqrt{E_n} \\ V_{s_0} &= 7.0 \end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

と与えられている。ただし、ポテンシャルは

$$V(r) = V f_1(r, a, \bar{r}_0) + i W_s f_2(r, b, \bar{r}_0) + V_{s_0} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \left| \frac{d f_1(r, a, \bar{r}_0)}{d r} \right| \times (\vec{\sigma} \cdot \vec{\ell}) \quad (3-2)$$

のように表現されており、その形は

$$f_1(r, a, \bar{r}_0) = \{ 1 + \exp[(r - \bar{r}_0 A^{1/3}) / a] \}^{-1} \quad (3-3)$$

$$f_2(r, b, \bar{r}_0) = 4 \exp[(r - \bar{r}_0 A^{1/3}) / b] / \{ 1 + \exp[(r - \bar{r}_0 A^{1/3}) / b] \}^2 \quad (3-4)$$

で、パラメータは

$$\left. \begin{aligned} r_0 &= r_0 (1 + \beta_2 Y_{20}(\theta)) \\ r_0 &= 1.25 \text{ (fm)} \\ a &= a_{s_0} = 0.65 \text{ (fm)} \\ b &= 0.48 \text{ (fm)} \end{aligned} \right\} \quad (3-5)$$

と与えられている。A, Z, Nはそれぞれ標的核の質量数, 陽子数, 中性子数であり, ($\hbar/m_\pi c$)はパイ中間子のコンプトン波長を 2π で割った量である。又, 式(3-2)の最後の項に現れる $(\vec{\sigma} \cdot \vec{\ell})$ は中性子のスピント, 中性子と原子核の相対運動に現れる角運動量との相互作用を表している。式(3-5)の r_0 には核の歪みを表す $\beta_2 Y_{20}(\theta)$ と言う項を含んでいる。 ^{241}Am の場合, 核の歪みは Y_{20} だけでなく, Y_{60} までも考慮され²³⁾, これらに対応する歪みのパラメータはそれぞれ次のように与えられている。

$$\left. \begin{aligned} \beta_2 &= 0.24 \\ \beta_4 &= \beta_6 = -0.015 \end{aligned} \right\} \quad (3-6)$$

ポテンシャルの強さを表す式(3-1)のパラメータから判るように, このポテンシャルは低エネルギーでは使えない。理由は W_s が不自然に小さくなるからである。従って, このポテンシャルで求めた全断面積の信頼出来るエネルギー範囲は2.0 MeV以上と考えるのが妥当であろう。このエネルギー範囲での β_4 の効果を, β_4 まで考慮した場合とそうでない場合とについて比較して調べたが, β_4 による効果は無視出来る位に小さかった。しかし, ^{238}U について行った我々の計算²⁴⁾では β_4 の効果は顕著であったので, 一般に β_4 の効果は無視することは危険である。 ^{241}Am の場合 β_4 が負であることも関係しているのかも知れない。

以上のような予備的計算から, 今回は $\beta_2 = 0.24$ のみを考慮し, $E_n \geq 2.0 \text{ MeV}$ での全断面積を計算し, この結果を再現するような球形光学ポテンシャルを求めることにした。2.0 MeV以下については式(3-1)が適用出来ないから, 歪んだポテンシャルによる計算値を目安にすることも出来ないことになる。そこで, ^{235}U や ^{239}Pu の全断面積の測定値の様子から, $E_n \cong 100, 10, 1 \text{ keV}$ でそれぞれ

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &\cong 12 \sim 13 \quad (\text{バーン}) \\ \sigma_{\text{tot}} &\cong 15 \sim 16 \quad (\text{バーン}) \\ \sigma_{\text{tot}} &\cong 25 \sim 26 \quad (\text{バーン}) \end{aligned}$$

程度の値を実現する球形ポテンシャルを探すことにした。当然のことながら, 計算によって得られる複合核形成の断面積 σ_c は核分裂断面積 σ_f よりは大きくなければならない。1.4 MeV付近での σ_f は2.5バーン位だから σ_c としては2.6バーン以上でなければならぬことになる。

これらの条件から求めるべき球形光学模型ポテンシャルは少くとも式(3-1)とは異なる W_s である必要がある。球形ポテンシャルについては多くの研究があるが, W_s が入射エネルギーの平方根のエネルギー依存性を持つであろうと言う指適はこれまでもいくつかあった^{25, 26)}。そこで, W_s のエネルギー依存性はそのままにして, これに附加すべき定数と, 係数

を求めることとし、同時に低エネルギー側の条件を満たす V の様子も調べた。多くの試行錯誤をいくつかのポテンシャルセットについて行ってみたが、最終的には、我々が ^{238}U の非弾性散乱断面積の計算²⁷⁾に用いたポテンシャルを基本として前述の条件を満たすような変更を加えて行く方法を採用した。その結果、低エネルギー側の条件は $V \approx 40 \text{ MeV}$ 位が良く、これより大きくても小さくても全断面積の様子が条件を満足しなくなることが判った。この場合の W_s は $7 \sim 9 \text{ MeV}$ 位の範囲で良く、 V の変化による影響程顕著な影響は見られなかった。 W_s の効果は MeV の範囲で歪んだポテンシャルの計算値を再現する場合に表れる。この付近での W_s は $9 \sim 10 \text{ MeV}$ 位が適当であるので、低エネルギーでの条件と見比べて、

$$W_s = 8.2 + 0.5\sqrt{E_n} \quad (3-7)$$

とした。 W_s をこのように決めて、再度 V を調べてみると、 MeV の領域では $V \approx 45$ 位が適当であった。すなわち、 V の傾向としては低エネルギー側で 40 MeV 、高エネルギー側で 45 MeV 位になることが条件である。こうして最終的には

$$\left. \begin{aligned} V &= 40.5 + 0.5 E_n \\ W_s &= 8.2 + 0.5\sqrt{E_n} \\ V_{so} &= 7.0 \\ r_0 &= 1.32 \\ a=b=a_{so} &= 0.47 \end{aligned} \right\} \quad (3-8)$$

を得た。当然のことながら β_2 は 0 である。

こうして光学模型ポテンシャルが決ったので、これを用いて、全断面積(σ_{tot})、形状弾性散乱断面積(σ_{el})、複合核形成断面積(σ_c)を求めることが出来る。又、このポテンシャルを使って計算される中性子透過係数 T_l^j は統計模型による複合核経由の弾性散乱断面積(σ_{ce})、非弾性散乱断面積(σ_{in})、中性子捕獲断面積($\sigma_{n,\gamma}$)の計算に用いられる。

4. 核分裂断面積の評価

^{241}Am についての測定データの現状は、前述のように核分裂断面積以外はほとんど今回の評価の役に立たない。その意味では、評価すべきデータは核分裂断面積のみで、他は理論計算による推定を行うと言うことになる。理論計算によるデータの推定は広い意味のデータ評価の一部であるが、 ^{241}Am の場合にはほとんどが推定によるデータ評価になる。

核分裂断面積の実験データは第1図に示したようにかなり複雑な形をしている。500 keV以上の形は核分裂断面積に良く見られるもので、いわゆる核分裂の障壁を越えて起る核分裂反応の様子を示すものである。この核分裂の障壁は原子核が歪むに従って大きくなり、或る所で最大に達し、それ以上歪みが大きくなると原子核が元の形に戻れなくなり、核分裂が進行する。この歪みと障壁の関係は原子核の内部状態も考えて、最近はかなり理論的にも詳しく調べられるようになって来ている²⁸⁾。しかしそれでも未だ核データの評価に使える程には実用化されていないので、ここでは原子核構造の概念を背景とした半経験式を使って第1図のデータを調べることとする。

第1図の500 keV以下の様子はUやPuには見られない様子を示している。この辺のデータはほとんどがSeeger et al.¹¹⁻¹³⁾による測定データで、本人達も言っているようにやや疑問がある所である。20~30 keV以下のデータは大きすぎるかも知れない*、その上の500 keV辺まではデータが少く、しかも精度が良くない。これら500 keV以下のデータは前述の核分裂の障壁より低いエネルギーの所で起っている反応で、サブスレッシュホールドフィッションと呼ばれている。最近の研究²⁸⁾によると、原子核の基底状態(原子核はここでも少し歪んでいる)から歪みを増して行くと、障壁には第1の山と第2の山が出来、その途中で、基底状態よりはエネルギーが高いが、準安定な状態が現れることが知られている。これが異性体を生ずる理由であった訳であるが、障壁より低いエネルギーで核分裂が進行する場合(トンネル効果による)、基底状態と異性体状態とが複雑に関係して、核分裂断面積に微妙な構造を作り出す。第1図の500 keV以下にはこのような構造が見られるが、特に10 keV以下を見ると、一見測定値が全くばらばらである如くに見え、又、良く見ると非常に細い共鳴が無数に寄り合っ、全体としてやや大きな共鳴構造を示しているようにも見える。もし、このような見方が正しければ、前者の細い構造は基底状態付近のレベルの構造を示しており、後者の大きな共鳴構造は異性体状態でのレベル構造を反映しているものと見ることが出来る。

さて、第1図のデータを使って、ここに示されているデータ点のすべてを通るような式を求めることに意味があるかどうかを考える。これに意味があると言うことは、測定値のすべてが真に ^{241}Am の核分裂断面積値であることが前提である。確かにここに示したデータは ^{241}Am の核分裂断面積を測ったものには違いないが、測定値は本来統計的ゆらぎを持ったくり返し試行によって定められるものである。従って、どの測定点も真の値と言うことはあり得ず、その意味ですべての点を通るようにすることは意味がない。次に少くとも細いと思われる共鳴構造

* Shpak et al.¹⁷⁾の測定値は、測定点が少ないが、10 keV付近でSeeger et alのデータより1桁以上小さい。

を表すことについて考えてみる。これに意味があるとすれば、測定値から、1 keV 間隔当り少くとも1000 本位の共鳴構造がうかがえる必要がある。第1図のデータ点数は1 keVから14 MeVまででも1000点に満たない。この事だけでも細い共鳴構造を見つける事は明らかに不可能であるが、なおそのうえ、他の反応断面積が測られていない以上、核分裂断面積のみをいか程詳しく表現しても、全体のバランスから見てあまり意味がない。

以上のような考察から、ここでは大きな共鳴と、500 keV以上の構造とを対象にすることにした。第1図のデータは次の式で表現されるものと考えられる。

$$\sigma_f(E_n) = \sum_{\lambda} \frac{C_{\lambda}}{\lambda (E_n - E_{\lambda}^B)^2 + R_{\lambda}} + \sum_k \frac{B_k}{1 + \exp[\alpha_k (E_k^B - E_n)]} \quad (4-1)$$

第1項は共鳴構造を示し、ここでは大まかな共鳴構造を表すものとする。第2項は核分裂の障壁を越えて起る核分裂を示す²⁹⁾。この第2項の意味を考えてみる。²⁴¹Amの複合核は²⁴²Amであるが、中性子を吸収して、²⁴²Amの複合核状態を形成する断面積を $\sigma_c(E_n)$ とすると、²⁴²Amが核分裂を起す確率は、

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma} \equiv \frac{\sigma_f(E_n)}{\sigma_c(E_n)} = \frac{\beta_c}{1 + \exp[\alpha_c (E_c^B - E_n)]}$$

で表される。ここに、障壁を通過する核分裂片の透過係数²⁹⁾を平均的に

$$p_f = \frac{1}{1 + \exp[\alpha_c (E_c^B - E_n)]} \quad (4-3)$$

とし、分岐比などを含むパラメータとして β_c を導入した。²⁴¹Am から中性子を1個取り出すのに必要なエネルギーは約6.6 MeV³⁰⁾であるが、このエネルギーは²⁴¹Am が崩壊を始めるエネルギーと考えて良い。もし複合核の²⁴²Amが核分裂を起こさず、非弾性散乱で中性子を放出し、残留核の²⁴¹Amが6.6 MeV以上の励起状態にあったとすると、²⁴¹Amが核分裂を起す可能性が出て来る。核分裂断面積の測定値はこれらの和になっている。そこで全体としては、

$$\sigma_f(E_n) = \sigma_c(E_n) \left\{ \frac{\beta_c}{1 + \exp[\alpha_c (E_c^B - E_n)]} + \left(1 - \frac{\beta_c}{1 + \exp[\alpha_c (E_c^B - E_n)]} \right) \frac{\beta_T}{1 + \exp[\alpha_T (E_T^B - E_n)]} \right\} \quad (4-4)$$

のように表現することが出来る。ここで E_c^B は約900 keV、 E_T^B は6 MeV位であるから、 $E_n \approx E_c^B$ では第2項は0であり、 $E_n \approx E_T^B$ では第1項は $\beta_c \sigma_c(E_n)$ である。 $\sigma_c(E_n)$ は高エネルギーではほとんど一定なので、第1項は一定と見なして良く、従って第2項は

定数

$$\frac{1}{1 + \exp[\alpha_T (E_T^B - E_n)]}$$

と置いても良いことになる。式(4-1)はこのような理由から導かれた式である。

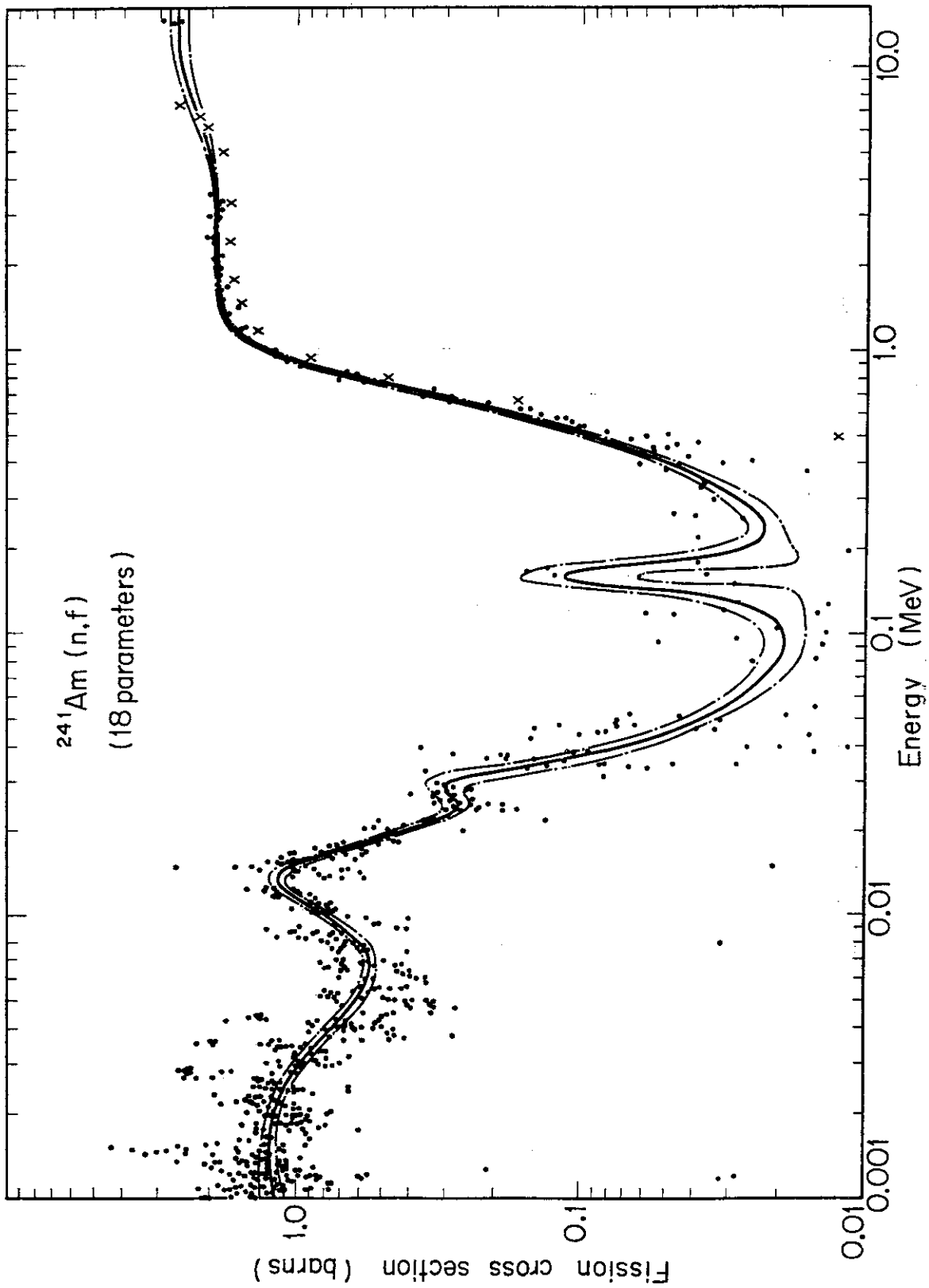
第1図の実験値を使って式(4-1)に含まれているパラメータを求めることにする。最初に共鳴レベルを6個と仮定し1.5, 3.0, 10.0, 15.0, 30.0, 150.0 keVとした。最小自乗法による計算には各測定点に対する重みの取り方が重要であるが、最初は文献に示されている誤差の逆数の2乗を用いた。この最初の試行は失敗で、いくつかの共鳴エネルギーは負の値になってしまった。又、 E_T^B の値も8 MeV位になると言う不合理な結果になった。これらの原因を調べて行くうちに、共鳴レベルは4本が適当であること、6 MeVから14 MeVにデータがないことが E_T^B を不合理な値にすること、データ点の重みはそのデータの周囲にあるデータのバラッキも考慮した方がよいことなどが分った。6 MeVから14 MeVまでにデータがないことは中性子データの特徴の一つと言ってもよい。 ^{241}Am の核分裂断面積のデータではNobles et al⁷⁾のデータのみがわずかに7.34 MeVまで測られており、しかも(n, n'f)の構造を示す唯一の測定である。この最も古い測定が重要な役割を果たす所にデータの新旧を越えた価値があることを注意しておきたい。しかしこのデータもそのままでは E_T^B を合理的な値にすることは出来ない。何故かと言うと、他のデータに比べて値が小さく、それ自身では(n, n'f)の構造を示しながら、その第2の平坦部が他の測定値の第1平坦部と同程度にしかならないからである。そこで、ここでは2.42 MeVの値1.39バーンが1.7バーンになるように再規格化した。第2図の×印がそれらである。こうしても第1平坦部は他のデータよりも少し小さい。しかし、第2平坦部が14 MeVのデータよりも大きくなる可能性もあるので、ここでは上述の程度に止めた。しかし、これは一つの問題点で、今後の測定に期待したい所である。とにかくNobles et alのデータをこのような処理を行って用いることにした。14 MeVのデータについては、Protopopov et al⁹⁾のデータとFomushlin et al¹⁴⁾のイオンチェンバーによる測定は値が小さすぎるので除くことにした。又、グラフから読み取ったデータは除くこととした。

測定点につける重みについては次のような処理を行った。今、測定値 $\sigma(E_0)$ を考える。文献に示されている誤差を $\Delta\sigma(E_0)$ とする。もし $\Delta\sigma(E_0)$ が文献に示されていないければ $\Delta\sigma(E_0)$ として $\sigma(E_0)$ の10%を当てることにした。さて、 $\sigma(E_0)$ の周囲に $(E_0 - 0.05E_0) \sim (E_0 + 0.05E_0)$ の巾を取り、この中で $\sigma(E_0)$ から最も離れているデータ $\sigma(E_1)$ を探す。そして $\sigma(E_0)$ につける重みとしては

$$1 / \{ |\sigma(E_1) - \sigma(E_0)|^2 + (\Delta\sigma(E_0))^2 \}$$

を採用することにする。こうして最小自乗法によるパラメータの決定を行った結果、第2表に示すような値を得た。もしもこれらが本当に中間共鳴レベルであるとすると、それらの巾はそれぞれ、5.0454, 8.8963, 8.9548, 24.593 keVとなる。又、高エネルギーでの $\sigma_C(E_n)$ を前章の計算結果から2.7バーンとすると、式(4-4)の β_C, β_T はそれぞれ、0.68559, 0.84860となる。障壁の形状を表すパラメータ α_k から、 $\hbar\omega_C = 0.81415$ MeV, $\hbar\omega_T = 8.9240$ MeVを得るが、 $\hbar\omega_C$ は予想される値²⁹⁾である。しかし、 $\hbar\omega_T$ は大きすぎる。これは6~14 MeVに実験がないために、第1平坦部から第2平坦部への上りかたがにぶいたためである。この意味でも6 MeV以上の測定が強く望まれる。

第2図は最小自乗法によって得た核分裂断面積と実験値とを比較したものである。信頼区間



第2図 最小自乗法により求めた核分裂断面積。信頼区間も同時に示した。測定値のうち

×印は文献7のデータを再規格化した点を示す。

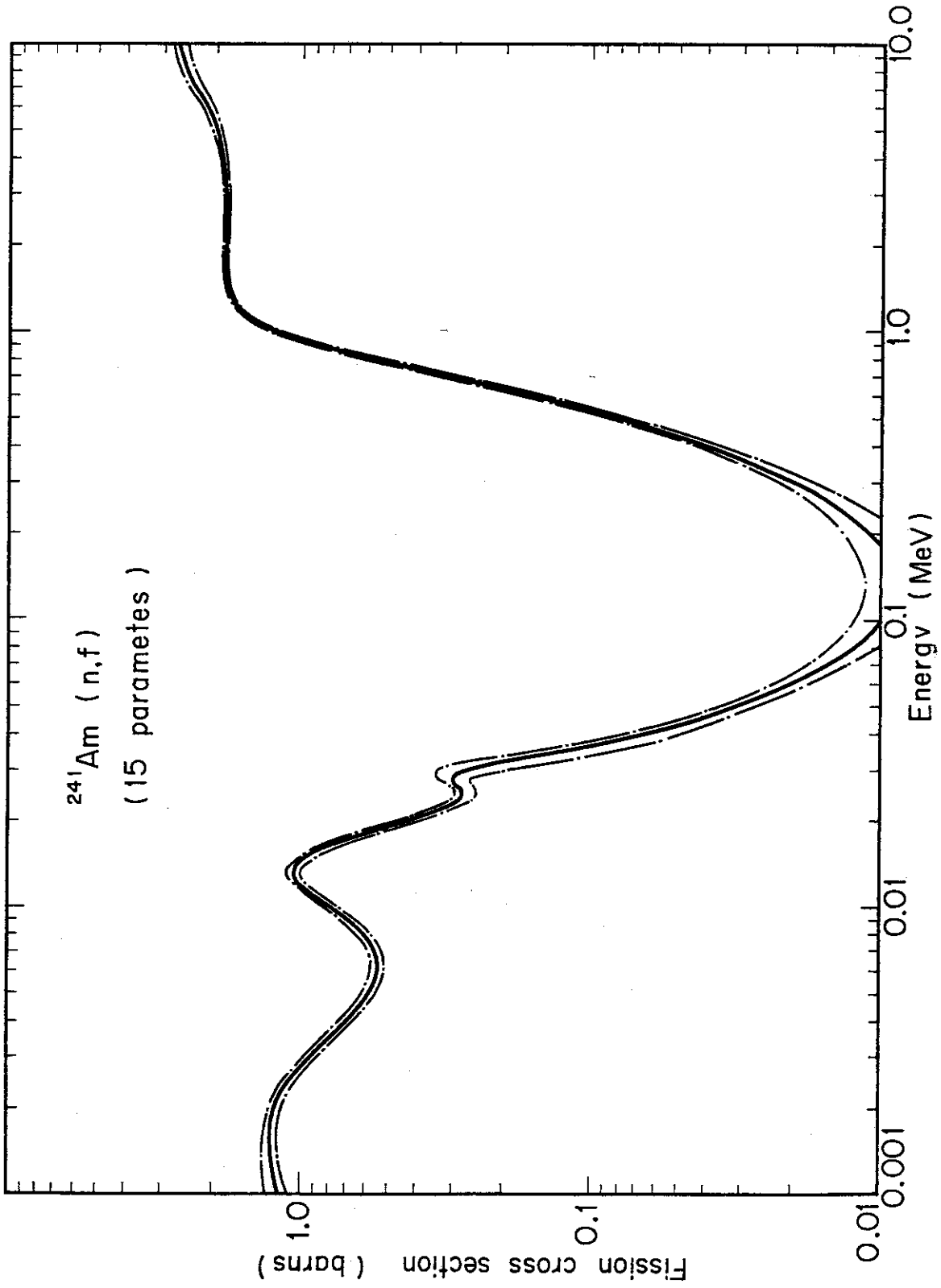
第2表 核分裂断面積を表すパラメータ

λ	E_{λ}^R (MeV)	C_{λ} (MeV ² · barns)	R_{λ} (MeV ²)
1	1.3915×10^{-3}	7.0707×10^{-6}	6.3641×10^{-6}
2	1.3555×10^{-2}	2.1575×10^{-5}	1.9786×10^{-5}
3	2.9188×10^{-2}	3.9389×10^{-6}	2.0047×10^{-5}
4	1.6357×10^{-1}	1.6252×10^{-5}	1.5120×10^{-4}
k	E_k^B (MeV)	a_k (MeV ⁻¹)	B_k (barns)
G	0.90259*	7.7175	1.8511
T	6.5495	0.70408	0.72038

* 複合核の中性子分離エネルギーは 5.5287 MeV であるから、複合核の核分裂障壁の高さは 6.4313 MeV になる。

を表す鎖線も同時に示した。この信頼区間は信頼係数 95% として求めたものである。この図からも分るように第2平坦部への上り方がにぶい。160 keV 付近の共鳴は実験データの乏しさからその信頼性に疑問がない訳ではないが、この共鳴を除くと 40~500 keV での計算値はずっと小さくなり、実験データの乏しさはあるが、それでも実験値から大きくはずれていると見える。第3図がこの共鳴を除いて求めた例である。

第3表にここで得られた結果を示す。使用した測定データ点は 796 点、計算に用いたパラメータは共鳴レベル 4 本、障壁を複合核と標的核に 1 個ずつおいて 2 個、それぞれに 3 個のパラメータを含むから、パラメータの総数が 18 個である。パラメータを示す番号は 1 から 12 までが共鳴レベルで、3 個ずつが 1 本の共鳴レベルに属しており、順に第2表の C_{λ} , R_{λ} , E_{λ}^R に対応している。番号の 13 から 18 までが障壁に属するパラメータで、13~15 が複合核の障壁、16~18 が標的核の障壁に属し、第2表の a_k , B_k , E_k^B の順に示してある。これらのパラメータの分散と断面積の分散も示したが、これらの求め方は最小自乗法の示す方法に従っている。表の中に WIDTH とあるのは断面積の信頼巾の半分、すなわち、断面積値と上限 (UPPER-LIMIT) 又は下限 (LOWER-LIMIT) の差である。



第3図 ^{241}Am 160keV付近の共鳴を除いて求めた核分裂断面積の曲線を示す。

5. 断面積の理論的推定

第2章で光学模型ポテンシャルを決め、前章で核分裂断面積を求めた。この章ではこれらを用いて必要な他の断面積と $\bar{\nu}$ とを求める。断面積に関する1つの重要な条件は、求められた各部分断面積の総和が全断面積に一致しなければならないということである。全断面積は実験的にも理論的にも他の部分断面積とは独立に求めることが出来るので、部分断面積の総和との比較は部分断面積の検証にもなる。

このような観点から部分断面積の計算法を改良し、その総和が必ず全断面積に一致するようにした一つの試みがある³¹⁾。この計算には直接求める断面積の他に、競争過程として考えなければならない部分断面積を予め用意してくり込むと言う方法が取られている。このくり込みに必要な部分断面積が核分裂断面積や $(n, 2n)$ 反応の断面積である。くり込むべき部分断面積が何と何かと言うことは、核種によっても異なるし、又、計算処理(コード)によっても異なるのであるが、ここでは上記のような反応をくり込むことにした。

くり込みに必要な $(n, 2n)$ 反応断面積は次のようにして求められる³²⁾。通常 $(n, 2n)$ 反応は標的核の中性子分離エネルギーより大きい入射エネルギーの領域で起る。²⁴¹Amの場合にはこの分離エネルギーが6.7 MeV位である³⁰⁾。又、 $(n, 3n)$ 反応は2個の中性を分離するのに必要なエネルギー12.6 MeV以上で起る³⁰⁾。この位の高いエネルギーになると、複合核を経由して起る弾性散乱断面積(σ_{ce})は無視して良い位に小さくなる。従って複合核形成の断面積(σ_c)はいわゆる除弾性散乱断面積(σ_{ne})に一致する。この σ_{ne} の中には非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 、 $(n, 3n)$ などの他に荷電粒子放出反応の断面積も入っている。そこで Pearlstein はこの中から中性子放出部分のみを取り出す割合を P_M として

$$P_M = 1 - 1.764 \exp \{ -18.14 (N-Z)/A \} \quad (5-1)$$

と与えた³³⁾。更に、全中性子放出過程から $(n, 2n)$ 反応のみを与える割合として、

$$P_{2n} = \frac{\int_0^{E_n - S_n} \frac{E_n - S_n}{\epsilon} \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon}{\int_0^{E_n} \frac{E_n}{\epsilon} \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon} \quad (5-2)$$

を与えた。ここに ϵ は複合核から放出される1個の中性子の放出エネルギーであり、 S_n は標的核から中性子1個を分離するのに必要なエネルギー、 a は標的核のレベル密度を与えるパラメータである。Pearlstein は Newton³⁴⁾に従って

$$a = 0.154 (\bar{j}_Z + \bar{j}_N + 1) A^{1/2} \quad (5-3)$$

と与えている。 \bar{j}_Z 、 \bar{j}_N は陽子および中性子の殻構造を考え、その有効なスピン値として求めたものである。 A は核の質量数である。式(5-2)の意味は複合核から標的核の励起状態への全崩壊過程と、この崩壊過程の中で更に標的核が中性子1個を放出し得るような励起状態への崩壊との比になっている。もし E_n が十分大きくて、標的核から中性子2個を放出するのに

必要なエネルギー S_{2n} より大きければ、 $(n, 3n)$ 反応が起こるが、その時の P_{2n} は

$$P_{2n} = \frac{\int_0^{E_n - S_{2n}} \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon - \int_0^{E_n - S_{2n}} \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon}{\int_0^{E_n} \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon} \quad (5-4)$$

になり、 $(n, 3n)$ 反応は

$$P_{3n} = \frac{\int_0^{E_n - S_{2n}} \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon}{\int_0^{E_n} \epsilon \sigma_c(\epsilon) e^{\sqrt{4a(E_n - \epsilon)}} d\epsilon} \quad (5-5)$$

の割合で起ることになる。 ^{241}Am の場合、 $S_{2n} = 12.6 \text{ MeV}$ であるから、 E_n を 15 MeV まで考慮する場合は当然考えておく必要がある。こうして、Pearlstein は $(n, 2n)$ 反応断面積を

$$\sigma_{n, 2n}(E_n) = \sigma_{ne}(E_n) \cdot P_M(E_n) P_{2n}(E_n) \quad (5-6)$$

と表した。ただし、Pearlstein は Flerov と Talyzin³⁵⁾ に従って

$$\sigma_{ne} = \pi (0.12A^{1/3} + 0.21)^2 \quad (5-7)$$

という式を用いている。

Pearlstein の式は直観的で、簡単で便利であるが、詳細な計算を行う場合には σ_{ne} のエネルギー依存性も、 P_M や P_{2n} の割合も、更に多くの因子を考えなければならない。しかし、ここでは、 $(n, 2n)$ 反応断面積は他の断面積に比べて小さく、それ程重要ではない。そこで、ここでは式(5-4)と(5-5)はそのまま使うこととし、 σ_{ne} と P_M について少々手を加えることにする。前述の通り、 σ_{ne} はエネルギーの高い領域では σ_c に一致すると見て良い。第3章で得た光学模型ポテンシャルを使うと σ_c は 10 MeV 以上で 2.7 バーン位になる。ここでは σ_{ne} として式(5-7)は使わず 2.7 バーンを使うことにした。又、 P_M については、その本来の意味から考えて、 σ_{ne} の中の標的核の励起状態を経由する部分のみの割合とし、例えば核分裂断面積のような反応断面積の総和 σ_{compt} を使って

$$P_M = 1 - \frac{\sigma_{\text{compt}}}{\sigma_{ne}} \quad (5-8)$$

とした。今回の評価では荷電粒子放出反応を無視しているので、 σ_{compt} は核分裂断面積のみとし、前章で求めた第2平担部の値から $\sigma_{\text{compt}} = 2.572$ バーンとした。これらを使って $(n, 2n)$ 、 $(n, 3n)$ 反応断面積を計算し、核分裂断面積との和を取って、くり込みの部分断面積とした。

このくり込みの部分断面積は光学模型ポテンシャルを使って計算される σ_c の一部として考えるべき量である。今これを $4\sigma_c$ とすると、ここで用いる統計模型の計算では、 $4\sigma_c$ に相当する分だけ分岐比の分母を増しておく必要がある。この効果を入れるために、論文31, 36では、

$$\alpha = 4\sigma_c / \sigma_c \quad (5-9)$$

と言い因子を導入した。ここでは論文31の計算法に従って、弾性散乱 σ_{el} 、非弾性散乱 σ_{in} および中性子捕獲 $\sigma_{n,\gamma}$ の各断面積と、非弾性散乱による各励起状態の励起関数とを求めた。ただし角分布については弾性散乱の角分布の方向余弦の平均値のみを求めた。

非弾性散乱断面積の計算には標的核の励起状態のエネルギー、スピン、パリティ、更に高い励起状態でのレベル密度関数に含まれる諸パラメータが必要になる。又、中性子捕獲断面積の計算には零エネルギーでガンマ線放出巾の平均値と複合単位レベルのレベル間隔の平均値および複合核の高いレベル密度を表すレベル密度パラメータなどが必要である。標的核の励起状態のスピン、パリティについてはガンマ線スペクトル³⁷⁾や陽子移行反応²³⁾の研究などから20本位のレベルについて値が決められている。ここではそれらのうち値が確かなレベルとほぼ確かと思われるレベル19本を用いることにした。第4表にはこれらのレベルの励起エネルギー、標的核と複合核のレベル密度パラメータ、ガンマ線放出巾、レベル間隔を示した。レベル密度パラメータはGilbert-Cameron³⁸⁾の式に合せて求めたものである。又、ガンマ線放出巾とレベル間隔はBNL-325, 第3版第1巻に掲載の値を用いた。

これらのパラメータと第3章に述べた光学模型ポテンシャルとを使って論文31に記載した計算法に従って計算を行った。計算結果は第4図に示した。中性子捕獲断面積の10keV以下の値はs-波中性子捕獲が主でいわゆる $1/v$ の傾斜をしている部分である。この図の範囲ではp-波中性子捕獲も効き出して来ているので、正確な $1/v$ からはずれ始めている。数10keV以上では明らかにp-波中性子捕獲が主要部を成して来て、曲線は盛り上りを見せている。全体としては、²³⁵Uや²³⁹Puの捕獲断面積より1桁近く大きいのが特徴である。²³⁵Uには²⁴¹Amに比べて大きな核分裂断面積が競争過程として効いているし、²³⁹Puにも1~10keVで²³⁵Uの半分位、100keV付近で²³⁵Uと同じ位の大きさの核分裂断面積がある。又、²³⁸Uは偶々核で核分裂断面積はMeV領域にきりないが、複合核のレベル間隔が²⁴¹Amに比べて20倍以上も大きい。こうした理由で、²⁴¹Amの捕獲断面積がUやPuに比べて大きくなっているものと考えられる。

核分裂当りの放出中性子の平均値 $\bar{\nu}$ はBNL-325の第3版³⁹⁾の値と中性子分離エネルギー6.6MeVとを考慮して

$$\bar{\nu} = 3.219 + 0.15 E_n \quad (5-10)$$

を採る⁴²⁾ことにした。BNL-325によると熱中性子による核分裂当りの中性子数は3.219±0.38であるので、誤差の見積りを15%とすれば十分と考えられる。

第4表 レベルスキームとレベル密度パラメータおよび
 $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, $\langle D_{obs} \rangle$

準位	エネルギー	スピン・パリティ	複合核のレベル密度
gr.	0.0	5/2 ⁻	a = 26.532
1	0.042	7/2 ⁻	スピン切断因子 = 17.763
2	0.095	9/2 ⁻	$\Delta = 0.0$
3	0.158	11/2 ⁻	$E_x = 3.1198$
4	0.206	5/2 ⁺	規格化因子 = 5766.83
5	0.235	7/2 ⁺	
6	0.272	9/2 ⁺	
7	0.323	11/2 ⁺	$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 0.041 \text{ eV}$
8	0.380	13/2 ⁺	$\langle D_{obs} \rangle = 0.74 \text{ eV}$
9	0.475	3/2 ⁻	
10	0.504	5/2 ⁻	
11	0.549	7/2 ⁻	
12	0.625	1/2 ⁺	
13	0.636	3/2 ⁻	
14	0.652	1/2 ⁻	
15	0.653	3/2 ⁺	
16	0.682	11/2 ⁻	
17	0.732	11/2 ⁺	
18	0.822	13/2 ⁺	

0.85 MeV 以上は連続状態と考える。

標的核のレベル密度

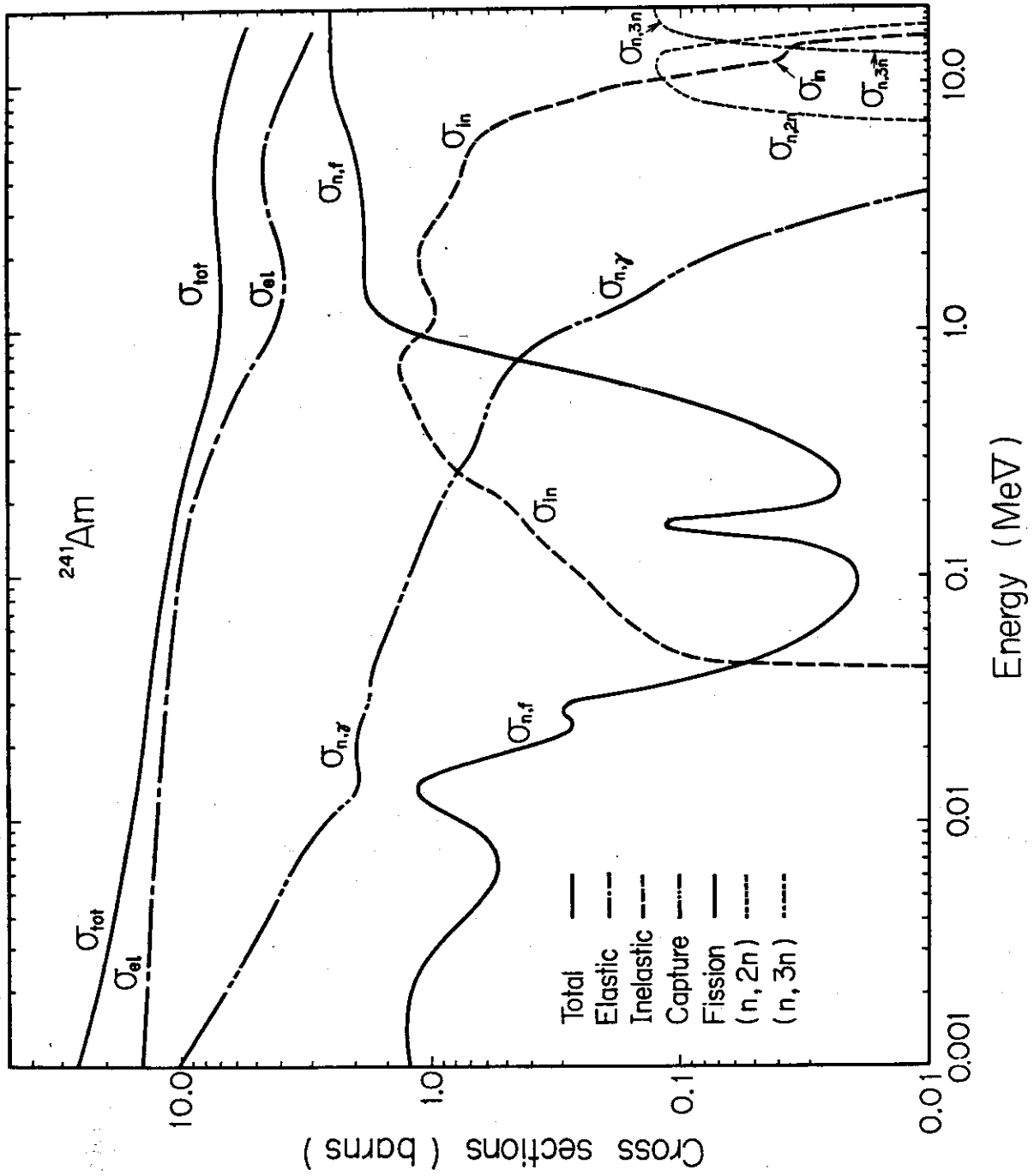
$$a = 26.069$$

スピン切断因子 = 17.559

$$\Delta = 0.43$$

$$E_x = 3.5524$$

規格化因子 = 5642.73



第4図 求めた断面積の曲線を示す。

6. 評価値の誤差

前章までで ^{241}Am の全断面積(σ_{tot})、弾性散乱断面積(σ_{el})、非弾性散乱断面積(σ_{in})、中性子捕獲断面積($\sigma_{\text{n,r}}$)、核分裂断面積($\sigma_{\text{n,f}}$)、 $(n, 2n)$ 反応および $(n, 3n)$ 反応の断面積を求めた。これらの値を第5表に示す。これらの値の信頼性を検討する必要があるが、核分裂断面積以外に測定値がないため、具体的な数値を示すことは困難である。例えば第3章に述べた全断面積の100 keVでの値を12~13バーンと推定したが、これはUやPuの値から推定した値であった。第5表には11.8バーンとやや小さい値になっているが誤差を10%と見積れば上限の13バーン程度にはなる。この13バーンは ^{239}Pu などが推定しても十分大きいと考えられるが、なお安全を見込んで15%の誤差をつければ十分であろう。1 keVや10 keVでも同様な見積りが出来る。又、MeV領域でも15%の誤差を見積れば十分と考えられる。

このように測定値がない現在、 ^{241}Am の評価値に誤差を与えることはかなり無理である。測定値のある核分裂断面積でも、細い共鳴を対象にすれば誤差は大きな値になるし、平均値の期待値を考えれば第2図に示した程度になる。しかし、それでも10 keV以下の値がもっと小さいとすれば、測定値の系統誤差も含めて更に大きな誤差を見積らなければならなくなる。ここではこのような大きな系統誤差はないものとする。

一般に、ここで行ったような評価方法では値の小さな断面積程相対誤差は大きくなると考えられる。統計モデルによる計算では透過係数が重要な因子であるが、これは値の小さい係数程誤差が大きい。理由は1と1に近い数との引き算だからである。 $(n, 2n)$ 反応の計算の場合も、小さな値は近い数同士の引き算が原因している。このような場合には誤差を大きく見積る方がよい。例えば非弾性散乱断面積の場合、50~20%位の中のある見積りにしておく方が安全である。

第5表 求めた核データの値。

E_n (keV)	$\sigma_{n,f}$ (b)	$\sigma_{n,\gamma}$ (b)	σ_{el} (b)	$\sigma_{n,n'}$ (b)	$\sigma_{n,2n}$ (b)	$\sigma_{n,3n}$ (b)	σ_{tot} (b)	$\bar{\mu}$
1.0000	1.2208	10.401	14.355				25.977	0.0038738
1.2000	1.2442	9.2479	14.221				24.713	0.0041046
1.4000	1.2542	8.3696	14.106				23.730	0.0043380
1.6000	1.2506	7.6800	14.007				22.938	0.0045735
1.8000	1.2338	7.1261	13.922				22.282	0.0048105
2.0000	1.2054	6.6732	13.848				21.726	0.0050487
2.2000	1.1674	6.2974	13.783				21.248	0.0052879
2.4000	1.1224	5.9812	13.727				20.830	0.0055280
2.6000	1.0729	5.7122	13.677				20.462	0.0057686
2.8000	1.0213	5.4800	13.633				20.134	0.0060097
3.0000	0.96947	5.2798	13.594				19.839	0.0062511
3.5000	0.84791	4.8625	13.505				19.216	0.0068587
4.0000	0.74675	4.5378	13.428				18.713	0.0074699
4.5000	0.66899	4.2692	13.356				18.294	0.0080860
5.0000	0.61290	4.0398	13.287				17.940	0.0087071
5.5000	0.57540	3.8390	13.220				17.634	0.0093336
6.0000	0.55354	3.6598	13.154				17.367	0.0099649
6.5000	0.54500	3.4974	13.089				17.131	0.010602
7.0000	0.54611	3.3481	13.024				16.920	0.011244
7.5000	0.56179	3.2092	12.959				16.730	0.011892
8.0000	0.58542	3.0783	12.893				16.557	0.012545
9.0000	0.66126	2.8332	12.761				16.255	0.013872
10.000	0.77319	2.6015	12.623				15.998	0.015226
12.000	1.0534	2.1792	12.346				15.579	0.018014
14.000	1.1479	1.9380	12.162				15.248	0.020768
16.000	0.89970	1.9451	12.132				14.977	0.023319
18.000	0.60766	2.007	12.136				14.748	0.025793
20.000	0.41955	2.0213	12.110				14.551	0.028302
22.000	0.31819	2.0012	12.058				14.378	0.030854
24.000	0.27506	1.9584	11.990				14.224	0.033442
26.000	0.27565	1.8991	11.910				14.085	0.036066
28.000	0.29816	1.8346	11.826				13.959	0.038708
30.000	0.28347	1.7976	11.762				13.843	0.041294
35.000	0.13490	1.7885	11.665				13.588	0.047506
40.000	0.074204	1.7480	11.549				13.372	0.053717
45.000	0.050608	1.6609	11.400	0.070905			13.183	0.060035
50.000	0.038832	1.5957	11.273	0.10635			13.013	0.066208
55.000	0.032005	1.5418	11.157	0.12897			12.860	0.072258
60.000	0.027685	1.4944	11.049	0.14724			12.719	0.078197
65.000	0.024805	1.4519	10.948	0.16336			12.588	0.084025
70.000	0.022828	1.4136	10.851	0.17819			12.465	0.089744
75.000	0.021460	1.3787	10.758	0.19211			12.350	0.095355
80.000	0.020528	1.3467	10.668	0.20531			12.240	0.10086
90.000	0.019599	1.2903	10.497	0.22999			12.037	0.11155
100.00	0.019637	1.2382	10.334	0.25715			11.849	0.12185
120.00	0.022916	1.1467	10.026	0.31682			11.512	0.14136
140.00	0.037980	1.0704	9.7336	0.37004			11.212	0.15955
160.00	0.11456	1.0256	9.4794	0.42329			10.940	0.17613
180.00	0.054779	0.96326	9.2090	0.46281			10.690	0.19215
200.00	0.028217	0.93667	8.9847	0.50872			10.458	0.20645
220.00	0.023389	0.88374	8.7294	0.60621			10.243	0.22082
240.00	0.022791	0.83501	8.4879	0.69521			10.041	0.23439
260.00	0.023652	0.79075	8.2580	0.77905			9.8515	0.24727
280.00	0.025295	0.75317	8.0437	0.85067			9.6729	0.25937
300.00	0.027521	0.72213	7.8435	0.91110			9.5043	0.27074
350.00	0.035457	0.66804	7.3971	1.0211			9.1217	0.29629

E_n (keV)	$\sigma_{n,f}$ (b)	$\sigma_{n,r}$ (b)	σ_{el} (b)	$\sigma_{n,n'}$ (b)	$\sigma_{n,2n}$ (b)	$\sigma_{n,3n}$ (b)	σ_{tot} (b)	$\bar{\mu}$
400.00	0.047371	0.63389	7.0096	1.0965			8.7874	0.31851
450.00	0.064700	0.61278	6.6683	1.1486			8.4944	0.33810
500.00	0.089581	0.59316	6.3561	1.1990			8.2379	0.35605
550.00	0.12490	0.56682	6.0579	1.2644			8.0140	0.37344
600.00	0.17429	0.54091	5.7871	1.3167			7.8190	0.38968
650.00	0.24197	0.51702	5.5420	1.3492			7.6503	0.40488
700.00	0.33216	0.48592	5.3110	1.3762			7.5052	0.41991
750.00	0.44794	0.45786	5.1117	1.3642			7.3817	0.43339
800.00	0.58960	0.42972	4.9356	1.3227			7.2776	0.44586
900.00	0.92960	0.36641	4.6368	1.1872			7.1200	0.46888
1000.0	1.2722	0.29016	4.3935	1.0620			7.0178	0.49065
1200.0	1.6980	0.18714	4.0857	0.96031			6.9312	0.52751
1400.0	1.8308	0.14197	3.9509	1.0135			6.9371	0.55921
1600.0	1.8641	0.11381	3.9169	1.0882			6.9831	0.59002
1800.0	1.8739	0.091205	3.9462	1.1303			7.0416	0.61957
2000.0	1.8789	0.072309	4.0146	1.1351			7.1008	0.64636
2200.0	1.8832	0.056794	4.1042	1.1124			7.1566	0.66945
2400.0	1.8879	0.044314	4.2024	1.0732			7.2078	0.68871
2600.0	1.8932	0.034519	4.3000	1.0266			7.2544	0.70449
2800.0	1.8991	0.026781	4.3913	0.97844			7.2956	0.71741
3000.0	1.9058	0.020753	4.4727	0.93239			7.3316	0.72812
3500.0	1.9265	0.011002	4.6233	0.83851			7.3994	0.74887
4000.0	1.9537	0.0058856	4.6996	0.78183			7.4410	0.76569
4500.0	1.9887	0.0031661	4.7164	0.75292			7.4612	0.78148
5000.0	2.0322	0.0017072	4.6918	0.72982			7.4555	0.79677
5500.0	2.0840	0.00096784	4.6397	0.69244			7.4172	0.81092
6000.0	2.1425	0.00051618	4.5688	0.63797			7.3498	0.82301
6500.0	2.050	0.00027786	4.4846	0.57423			7.2641	0.83255
7000.0	2.2679	0.00015072	4.3914	0.50145	0.0084391		7.1693	0.83951
7500.0	2.3275	0.000080763	4.2929	0.41477	0.036832		7.0720	0.84417
8000.0	2.3807	0.000044525	4.1918	0.33904	0.064399		6.9760	0.84695
9000.0	2.4626	0.000015801	3.9922	0.23775	0.10003		6.7926	0.84906
10000	2.5132	0.0000059890	3.8020	0.15958	0.11621		6.5910	0.84963
12000	2.5563	0.0000066693	3.4487	0.042768	0.12589		6.1737	0.84822
14000	2.5677	0.00000031789	3.2086	0.035212	0.081452	0.046141	5.9391	0.84827
16000	2.5706	0.000000097976	3.0625	0.0015457	0.025092	0.10282	5.7626	0.85271

7. 結 言

^{241}Am について1keV から15MeVまでの断面積を求めた。核分裂断面積以外は測定値がなく、理論的推定を行って値を求めた。核分裂断面積についても全体的に測定値が乏しく、10keV以下の測定値の信頼性については今後の測定を待つて検討されることになろう。又、6MeV以上の測定値も是非必要である。

他の断面積の測定値も必要であるが、測定の困難さから考えて多くの点の測定を望めないとすれば、数点程度でも理論的推定にとっては有効である。又、理論の面から見ると、歪んだ核についての一貫した計算が出来るような核反応理論を組み立てる必要がある。いずれにしても、超重元素の研究には実験、理論ともに未だ多くの困難な問題をかかえている。

文 献

- 1) Hinkelmann B., KFK-1186 (1970).
- 2) Hinkelmann B., Proc. of 2nd International Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki (1970) 721.
- 3) Sowerby M. G., Patrick B. H., North R. and Bowey E. M., EANDC (UK) 151L (1973), INDC UK) 20L (1973).
- 4) An Index to the Literature on Microscopic Neutron Data, IAEA, (1974).
- 5) Belov A. G., Gangrsky Yu. P., Dalkhsuren B., Kucher A. M., Nagy T. and Nadkarni D. M., JINR-E15-6807 (1972).
- 6) Boca I., Martalogu N., Sezon M., Vilcov I., Vilcov N., Flerov G. N., Pleva A. A., Polikanov S. M. and Tretyakova S. P., Nucl. Phys. A134 (1969) 541.
- 7) Nobles R. A., Henken R. L. and Smith R. K., Phys. Rev. A99 (1955) 616.
- 8) Hughes D. J. and Schwartz R. B., BNL-325 (1958).
- 9) Protopopov A. N., Selitskii Yu. A. and Solovev S. M., Sov. Atom. Energy 6 (1960) 36.
- 10) Kazarinova M. I., Zamyatin Yu. S. and Gorbachev V. M., Sov. Atom. Energy 8 (1961) 125.
- 11) Seeger P. A., Hemmendinger A. and Diven B. C., Nucl. Phys. A96 (1967) 605.
- 12) Seeger P. A., Hemmendinger A. and Diven B. C., LA-3586 (1966).
- 13) Hemmendinger A., Proc. of Conference of Nuclear Data for Reactors, Paris (1966) 219.
- 14) Fomushkin E. F., Gutnikova E. K., Zamyatnin Yu. S., Maslennikov B. K., Belov V. N., Surin V. M., Nasyrov F. and Pashkin N. F., Sov. J. Nucl. Phys. 5 (1967) 689.
- 15) Bowman C. D., Auchampaugh G. F. Fultz S. C. and Hoff R. W., Phys. Rev. 166 (1968) 1219.
- 16) Bowman C. D. and Auchampaugh G. F., Proc. of Conference on Nuclear Data for Reactors, Paris (1966) 149 .
- 17) Shpak D. L., Ostapenko Ju. B. and Smirenkin G. N., INDC (CCP) 8 (1970) 4.
- 18) Fomushkin V. F. and Gutnikova E. K., INDC(CCP) 7U (1970) 28.
- 19) Iyengar K. N. Iyer R. H., Kapoor S. S., Nadkarni D. M. and Sagu M. L., Proc. of Symposium on Nucl. Phys. and Solid State Phys. 2 (1970) 67.
- 20) Iyer R. H. and Sampathkumar, BARC 474 (1970) 1.
- 21) Tamura T., Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679.

- 22) Tanaka S., Proc. of the EANDC Topical Discussion on Critique of Nuclear Models and Their Validity in the Evaluation of Nuclear Data, JAERI-M 5984 (1975) 212.
- 23) Erskine J. R., Kyle G., Chasman R. R. and Friedman A. M., Phys. Rev. C11 (1975) 561.
- 24) Harada K. and Igarasi S., Specialist Meeting held at Harwell (1975).
- 25) Hodgson P. E., The Optical Model of Elastic Scattering, Oxford (1963).
- 26) Igarasi S., Kawai M., Nakagawa T., Suehiro T. and Murata T., JAERI 1228 (1973) 41.
- 27) Igarasi S., Nakamura H., Murata T. and Nishimura K., Proc. of Conference on Nuclear Data for Reactors, Helsinki (1970) 869.
- 28) Vandenbosch R. and Huizenga J. R., Nuclear Fission, Academic Press (1973).
- 29) Hill D. L. and Wheeler J. A., Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- 30) Wapstra A. H. and Gove N. B., Nuclear Data Tables A9 No. 4-5 (1971).
- 31) Igarasi S., J. Nucl. Sci. and Tech. 12 (1975) 67.
- 32) Pearlslein S., Nucl. Sci. and Eng. 23 (1965) 238.
- 33) Barr D. W., Browne C. I. and Gilmore J. S., Phys. Rev. 123 (1961) 859.
- 34) Newton T. D., Can. J. Phys. 34 (1956) 804.
- 35) Flerov N. N. and Talyzin V. M., J. Nucl. Energy 4 (1957) 529.
- 36) Igarasi S., JAERI 1228 (1972).
- 37) Porter F. T., Ahmad I., Freedman M. S., Milsted J. and Freedman A. M., Phys. Rev. C10 (1974) 803.
- 38) Gilbert A. and Cameron A. G. W., Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
- 39) Mughabghab S. F. and Garber D. I., BNL-325, 3rd ed. Vol. 1 (1973).