

JAERI-M

4 9 9 9

多準位公式による共鳴断面積フィッテ
ング・コード (MXSFIT)

1972年10月

高野 秀機, 小林 健介

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

多準位公式による共鳴断面積フィッティング・コード(MXSFIT)

日本原子力研究所東海研究所原子炉工学部

高野秀機，小林健介

(1972年9月8日受理)

MXSFIT コードは多準位公式に基づいて微視断面積をフィッティングするプログラムである。このプログラムの特長は一準位公式で解析されたシングル・レベル・パラメータを用いて、測定値との差を求めその値をR-マトリックス理論から導出された共鳴レベル間の干渉効果を表わす式により最小自乗法でもってフィッティングする。フィッティング関数は対称と非対称項との和からなっており、フィッティングパラメータは正及び負の値をとりうる。

フィッティングは ^{235}U と ^{238}U の分裂断面積及び ^{238}U の全断面積についてなされ、その結果が示される。

尚、必要に応じてフィッティングの結果と測定値及びシングル・レベル・パラメータで計算された値とをプロットし比較することができる。

MXSFIT: A Code for Fitting the Resonance Cross Section by
Multi-level Formula

Hideki TAKANO, Kensuke KOBAYASHI
Div. of Reactor Engineering, Tokai, JAERI
(Received September 9, 1972)

The MXSFIT code is the program for fitting the microscopic cross sections based on the multi-level formula. The program computes the differences between the measured cross sections and cross sections obtained using single-level parameters, then least square fitting is made for above differences by the expression taking account of the interference effect between the resonance levels which is derived from R-matrix theory. The expression consists of summations of symmetric and asymmetric line shape functions. The multi-level fitting parameters introduced presently have positive as well as negative values. The results of fitting for ^{235}U and ^{233}U fission cross sections and ^{238}U total cross section are shown and discussed. The comparison of the experiments and calculation results can be done using the plotter routine, if necessary.

目 次

1. 序 論	1
2. 衝突マトリックスとレベル・マトリックス	3
3. 断面積のフィッティング・関数とパラメータ	5
4. MXSFITコードの説明	8
5. 計算例と結果	11
謝 辞	12
参 考 文 献	13
Appendix 1 : ドブラー断面積	15
2 : 共鳴吸収の半解析的表示	17

1 序 論

共鳴吸収の計算法に関する問題は炉物理において、重要なテーマの一つであり、かなり以前から数多くの解析方法及び数値計算法の研究が行われている。⁽¹⁾⁻⁽¹¹⁾ その結果、かなり厳密に共鳴吸収の計算を行えるコードがいくつか最近開発されてきている。例えば半解析的方法の研究の成果としてはERIC-2⁽¹²⁾ やRCELL⁽¹³⁾ コードを、中性子減速方程式を回帰法によって数値的に解くコードとしてはRABBLE⁽⁷⁾、SDR⁽⁸⁾、PEACO⁽¹⁰⁾などを上げることができる。この他モンテカルロ法による多くのコードも開発されている。⁽¹¹⁾ 一方これら共鳴吸収計算の基礎データである測定断面積の精度およびその解析も又大変重要であり、断面積に含まれる誤差は直接に共鳴吸収の計算法の進歩に無関係に炉解析の結果に影響を与えるであろう。一方の計算が厳密になればなる程他方に対しても同程度の精度の向上が要求される。

現在のところ共鳴吸収の計算にはBreit-Wignerの一準位公式にもとづいて解析されたR-マトリックス・パラメータ (single level parameter) が使われる場合が非常に多い。確かに一準位公式は簡明な形をしており利用するには大変便利である。又共鳴のレベル間隔が十分広い場合にはこの公式でもって断面積はかなりの精度で再現できる。しかしそうでない場合、即ち²³⁵Uなどの分裂性核種のように大変共鳴レベル間隔が狭いときにはこの一準位公式を用いては分裂断面積に対する再現が非常に困難である。この事実はかなり以前から指摘されてきたことであり、⁽¹⁴⁾ その解析の困難性を取り除くために多くの人による研究が成されてきている。核反応断面積に関する理論はR-マトリックス理論として体系づけられているが、これは無限のパラメータを含み直接測定断面積の解析に応用することは不可能であり、そのためにそのR-matrix理論に基づいたいくつかの解析近似法が提案されてきている。例えばVogt⁽¹⁷⁾、Reich⁽¹⁸⁾とMoore⁽¹⁹⁾、Adler夫妻らによって提案されたこれらの方法は比較的簡単であり、特にAdler夫妻による断面積表式は現在もっともよく解析に用いられ、度々そのmulti-levelパラメータが報告されている。それはAdler夫妻の式がドブラー効果もsingle level formulaの場合と同様に用意に考慮でき実用的であるからである。彼らはWigner-Eisenbudの理論から出発し反応断面積をBreit-Wigner一準位公式の対称と非対称項の線型結合の形で表わしている。

ここではWigner-Eisenbudの理論に基づいて得られたVogt⁽¹⁷⁾の研究成果を主な出発点として、簡単な断面積のフィッティングの式を導出する。ここで得られる断面積の式はsingle level part (diagonal part) とmulti-level part (nondiagonal part) の和として書かれる。このことから我々は現在非常に数多く解析されているsingle level parametersを活用することを考え、このMXSFITコードでは測定断面積とこの既知パラメータを用いて、これらの差をmulti-level partの表式でフィッティングする。フィッティング・パラメータのエネルギー依存性は小さく無視できる。このフィッティングの表式は最小自乗法を用いるのに適した形をしており短時間で行える。最後にフィッティングの結果をプロットし、実験値及びsingle level partと比較することも可能である。

ここで得られた式はsingle-level公式での対称と非対称項の和となっており、Adlerの式よりもより簡単に従来の共鳴吸収を取り扱う方法、計算に直ちに应用できる。統計領域に対

してもここで導入されたパラメータはVogtのパラメータと共にランダム・サンプリング法⁽¹⁸⁾によって発生可能であり高速炉のドップラー係数評価の検討に用いられてよい。このパラメータを用いて微視及び実効断面積を計算するコード(MCROSS-2)もすでにつくられている。現在²³⁵U, ²³³Uと²³⁸Uについてのフィッティングが行われ良い結果を得ている。

2 衝突マトリックスとレベルマトリックス

衝突マトリックスはレベルマトリックスを用いて Vogt⁽¹⁷⁾によれば次式で与えられる。

$$U_{cc'} = \exp [i (\phi_c + \phi_{c'})] \left[\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda, \lambda'} (\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c'}^{1/2} A_{\lambda \lambda'}) \right] \quad (1)$$

ここで ϕ_c はポテンシャル散乱位相で S 波中性子に対して $\phi_n = -ka$ (a :核半径, $k = \sqrt{2mE}/\hbar$) である。 $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ は reduced width amplitude $\gamma_{\lambda c}$ とチャンネル c に対する透過率 P_c を用いて

$$\Gamma_{\lambda c}^{1/2} = (2 P_c)^{1/2} \gamma_{\lambda c} \quad (2)$$

と表わされる。一般に $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ は正と負の符号を取り得る。レベルマトリックス $A_{\lambda \lambda'}$ の逆マトリックスは Vogt の式を用いて

$$A_{\lambda \lambda'}^{-1} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda \lambda'} - \frac{i}{2} \sum_{c'} (\Gamma_{\lambda c'}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c'}^{1/2}) \quad (3)$$

と書ける。逆マトリックス ($A_{\lambda \lambda'}^{-1}$) において diagonal part D は non-diagonal part N よりも大きいと仮定し, matrix perturbation method を用い展開 2 次の項まで考慮すると次式を得る。

$$\begin{aligned} A_{\lambda \lambda'} &= (D + N)^{-1} = D^{-1} (1 + ND^{-1})^{-1} \approx D^{-1} - D^{-1} N D^{-1} \\ &\approx \frac{\delta_{\lambda \lambda'}}{Z_\lambda} + \frac{i}{2} (1 - \delta_{\lambda \lambda'}) \frac{G_{\lambda \lambda'}}{Z_\lambda Z_{\lambda'}} \\ &= A'_{\lambda \lambda'} \end{aligned} \quad (4)$$

ここで,

$$Z_\lambda = (E_\lambda - E) - \frac{i}{2} \Gamma_\lambda \quad (5)$$

であり, E_λ はレベル λ の共鳴エネルギー, Γ_λ は共鳴の全巾に対応し, 全てのチャンネル c についての和である。

$$\begin{aligned} \Gamma_\lambda &= \sum_c \Gamma_{\lambda c} = \sum_{c \in n} \Gamma_{\lambda c} + \sum_{c \in f} \Gamma_{\lambda c} + \sum_{c \in r} \Gamma_{\lambda c} \\ &= \Gamma_{\lambda n} + \Gamma_{\lambda f} + \Gamma_{\lambda r} \end{aligned} \quad (6)$$

(4)式において第 2 項を無視する, 即ち $\lambda = \lambda'$ の diagonal part のみを考慮すると, 後述するよりにこのことは single level formula に対応する。従ってレベル間の干渉による寄与を表わすのは(4)式の第 2 項であり, この項を含んでいかに断面積をできるだけ簡単に表現できるかが問題となる。Vogt は第 2 項の $G_{\lambda \lambda'}$ を分裂チャンネルに関して次のように定義した。

$$G_{\lambda \lambda'} = \sum_c (\Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c}^{1/2}) \approx \vec{g}_{\lambda f} \cdot \vec{g}_{\lambda' f} = |g_{\lambda f}| |g_{\lambda' f}| \cos \theta_{\lambda \lambda'} \quad (\lambda \neq \lambda') \quad (7)$$

即ち $G_{\lambda\lambda'}$ は $\Gamma_{\lambda c}^{1/2}$ (coef) を component とするベクトル $\vec{g}_{\lambda f}$ の内積でもって表わされるとした。Vogt は ^{235}U の低エネルギー領域の 4 つの共鳴に対して解析を行ない良い結果を得ているが、共鳴レベルの数が多くなるとこのパラメータを決定することは非常に困難となるであろう。ただ統計領域において Vogt のパラメータは比較的簡単にランダムサンプリング法を用いて発生できる⁽⁸⁾ことは強調されて良い。断面積の計算式導出のために、今レベルマトリックス $A_{\lambda\lambda'}$ の実数部及び虚数部を求めて置く。簡単な式の演算から

$$\text{Re}(A'_{\lambda\lambda'}) = \frac{E_{\lambda} - E}{|Z_{\lambda}|^2} \delta_{\lambda\lambda'} + \frac{1}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) G_{\lambda\lambda'} H_{\lambda\lambda'}^r, \quad (8)$$

$$\text{Im}(A'_{\lambda\lambda'}) = \frac{\Gamma_{\lambda}}{2|Z_{\lambda}|^2} \delta_{\lambda\lambda'} + \frac{1}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) G_{\lambda\lambda'} H_{\lambda\lambda'}^i \quad (9)$$

ここで

$$H_{\lambda\lambda'}^r = \frac{1}{2|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2} \left[\frac{\Gamma_{\lambda} (E_{\lambda} - E_{\lambda'}) + (E_{\lambda} - E) (\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'})}{|Z_{\lambda}|^2} - \frac{\Gamma_{\lambda'} (E_{\lambda} - E_{\lambda'}) + (E_{\lambda'} - E) (\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'})}{|Z_{\lambda'}|^2} \right], \quad (10)$$

$$H_{\lambda\lambda'}^i = \frac{1}{2|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2} \left[\frac{\frac{1}{2}\Gamma_{\lambda} (\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'}) - 2(E_{\lambda} - E) (E_{\lambda} - E_{\lambda'})}{|Z_{\lambda}|^2} - \frac{\frac{1}{2}\Gamma_{\lambda'} (\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'}) - 2(E_{\lambda'} - E) (E_{\lambda} - E_{\lambda'})}{|Z_{\lambda'}|^2} \right] \quad (11)$$

を得る。(10)と(11)式からレベル間の干渉効果は共鳴レベル間隔に大きく依存していることがわかる。即ちレベル間隔が大きいときには $1/|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2 \cong 1/(E_{\lambda} - E_{\lambda'})^2$ と近似でき、干渉の効果はこのファクターだけ小さくなるであろう。

3 断面積のフィッティング・関数とパラメータ

核反応 x に対する断面積は、一般に R-matrix 理論から衝突マトリックスを用いて次式で表わされる。

$$\sigma_{nx}^J = \frac{\pi}{k^2} g_J \sum_{c'} |\delta_{cc'} - U_{cc'}^J|^2 \quad (12)$$

ここで J は全軌道角運動量、 g_J は統計スピン因子である。全断面積 σ_{nt} は出口チャンネル全てについての和 $\sum_c \sigma_{nc}$ であり衝突マトリックス $U_{cc'}$ のユニタリ性と対称性から(12)式より次式を得る。

$$\sigma_{nt}^J = \frac{2\pi}{k^2} g_J \operatorname{Re} [1 - U_{nn}^J] \quad (13)$$

(13)式から全断面積は衝突行列の対角要素にだけ依存していることがわかる。今(1)式を(13)式に代入し(8)及び(9)式を用いると

$$\begin{aligned} \sigma_{nt}^J = \frac{2\pi}{k^2} g_J \left[\sin^2 \phi_n + \sum_{\lambda} \left(\frac{(E_{\lambda} - E) \Gamma_{\lambda n} \sin 2\phi_n + \frac{1}{2} \Gamma_{\lambda} \Gamma_{\lambda n} \cos 2\phi_n}{|Z_{\lambda}|^2} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda' \neq \lambda} \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n}} G_{\lambda\lambda'} (H_{\lambda\lambda'}^i \sin 2\phi_n + H_{\lambda\lambda'}^r \cos 2\phi_n) \right] \quad (14) \end{aligned}$$

上式の右辺第1項はポテンシャル散乱、第2項はシングル・レベルの寄与そして第3項が各共鳴レベル間の干渉から生ずる寄与である。

吸収及び分裂断面積に対しては(12)式より

$$\sigma_{ny}^J = \sum_{c \in y} \sigma_{nc} = \frac{\pi}{k^2} g_J \sum_{c \in y} \left| \sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} A_{\lambda\lambda'} \right|^2 \quad (15)$$

ここで y は吸収及び分裂に対する反応を意味する。(15)式の右辺は再び衝突マトリックスのユニタリ性から次のように表わされる。即ち、

$$\sum_c U_{cc'} U_{cc'}^* = \sum_c |U_{cc'}|^2 \equiv 1, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \sum_c |U_{cc'}|^2 &= \sum_c \left[\delta_{cc'}^2 - 2\delta_{cc'} \sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} \operatorname{Im}(A_{\lambda\lambda'}) + \sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} |A_{\lambda\lambda'}|^2 \right] \\ &= 1 - 2 \sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} \operatorname{Im}(A_{\lambda\lambda'}) + \sum_c \left| \sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} A_{\lambda\lambda'} \right|^2 \quad (17) \end{aligned}$$

今、 $\Gamma_{\lambda} = \sum_c \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c}}$ なる関係に注意して

$$\sum_c \left| \sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} A_{\lambda\lambda'} \right|^2 = \sum_c 2 \left[\sum_{\lambda\lambda'} \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} \operatorname{Im}'(A_{\lambda\lambda'}) \right] \quad (18)$$

$$\text{ここで} \quad \operatorname{Im}'(A_{\lambda\lambda'}) = \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}}}{2|Z_{\lambda}|^2} \delta_{\lambda\lambda'} + \frac{1}{2} (1 - \delta_{\lambda\lambda'}) H_{\lambda\lambda'}^i \sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda' c}} \quad (19)$$

従って(15)式は(18)式において各反応毎の和は等しいはずであるから次式で表わすことができる。

$$\sigma_{ny}^J = \frac{\pi}{k^2} g_J \sum_{\lambda} \left[\frac{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda y}}{|Z_{\lambda}|^2} + \sum_{\lambda' \neq \lambda} \sqrt{\Gamma_{\lambda n} \Gamma_{\lambda' n}} G_{\lambda \lambda'} H_{\lambda \lambda'}^i \right]$$

次に核反応断面積を single level part と multi level part に分けて考える。

$$\sigma_x^J = \sigma_x^s + \sigma_x^m \tag{21}$$

そうすると各断面積の multi-level part は(14)と(20)式から次のように書かれてもよい。

$$\sigma_x^m = \pi \frac{E}{k^2} g_J \sum_{\lambda} \left[\frac{1 - \frac{1}{2} u_{\lambda}^x \Gamma_{\lambda} + v_{\lambda}^x (E_{\lambda} - E)}{\sqrt{E} |Z_{\lambda}|^2} \right] \tag{22}$$

ここで

$$w_{\lambda}^t = \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda' n}^0} G_{\lambda \lambda'} (2(E_{\lambda} - E_{\lambda'}) \sin 2\phi_n + (\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'}) \cos 2\phi_n)}{|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2} \tag{23}$$

$$v_{\lambda}^t = \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda' n}^0} G_{\lambda \lambda'} ((\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'}) \sin 2\phi_n - 2(E_{\lambda} - E_{\lambda'}) \cos 2\phi_n)}{|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2} \tag{24}$$

$$w_{\lambda}^y = \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{\sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda' n}^0} G_{\lambda \lambda'} (\Gamma_{\lambda} - \Gamma_{\lambda'})}{|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2} \tag{25}$$

$$v_{\lambda}^y = \sum_{\lambda' \neq \lambda} \frac{2\sqrt{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda' n}^0} G_{\lambda \lambda'} (E_{\lambda} - E_{\lambda'})}{|Z_{\lambda} - Z_{\lambda'}|^2} \tag{26}$$

上の各式における $\Gamma_{\lambda n}^0$ は reduced neutron width である。22) 式の u_{λ}^x と v_{λ}^x はもしも Vogt のパラメータが与えられれば23)~26)の各式から計算することができる。今 $\Gamma_{\lambda y}$ 及び $\Gamma_{\lambda' y}$ のエネルギー依存性が極めて小さいと云うことから全巾 Γ_{λ} のエネルギー依存性を無視すればパラメータ u_{λ}^x , v_{λ}^x のエネルギー依存性も無視できる。我々はこのパラメータをフィッティングパラメータとして考え、(14)と(20)式を用いて各反応断面積を最小自乗法を用いてフィッティングすることが可能であろう。測定断面積のフィッティングに関しては以上の重心系で得た結果を実験室系に変換しなければいけない。実験室系ではエネルギー及び各反応の巾が全て $(A+1)/A$ だけ大きくなる。この断面積に対して Buckler と Pull によって得られた方法を用いて Doppler 効果を考慮した式を導くことができる (Appendix I)。複素確率積分関数 $F(w)$ を用いて Doppler 効果を考慮した各反応断面積の式は次のようになる。

$$\sigma_t^J = \sigma_p + \frac{4\pi}{k^2} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} g_J \sum_{\lambda} \left[\left(\Gamma_{\lambda n}^0 + \frac{1}{2} u_{\lambda}^t \right) f_{\lambda}^x(w) \right] + \frac{8\pi a}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} g_J \sum_{\lambda} \left[\left(\Gamma_{\lambda n}^0 + \frac{1}{4ka} v_{\lambda}^t \right) f_{\lambda}^i(w) \right] \tag{27}$$

$$\sigma_y^J = \frac{4\pi}{k^2} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} g_J \sum_{\lambda} \left[\left(\frac{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda y}}{\Gamma_{\lambda}} + \frac{1}{2} w_{\lambda}^y \right) f_{\lambda}^r(w) + \frac{1}{2} v_{\lambda}^y f_{\lambda}^i(w) \right] \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \sigma_n^J &= \sigma_t^J - \sum_y \sigma_y^J = \sigma_p + \frac{4\pi}{k^2} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} g_J \sum_{\lambda} \left[\left(\frac{\Gamma_{\lambda n}^0 \Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_{\lambda}} + \frac{1}{2} w_{\lambda}^n \right) f_{\lambda}^r(w) \right] \quad (29) \\ &+ \frac{8\pi a}{k} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} g_J \sum_{\lambda} \left[\left(\Gamma_{\lambda n}^0 + \frac{1}{4ka} v_{\lambda}^n \right) f_{\lambda}^i(w) \right] \end{aligned}$$

ここで

$$f_{\lambda}^r(w) = \text{Re} (F(w_1) - F(w_2)) \quad (30)$$

$$f_{\lambda}^i(w) = \text{Im} (F(w_1) - F(w_2)) \quad (31, 32)$$

$$F(w) = \int_0^{\infty} \exp(-Z^2) \frac{w}{Z^2 + w^2} dZ \quad (32)$$

$$w_{\lambda}^n = w_{\lambda}^t - \sum_y w_{\lambda}^y$$

$$v_{\lambda}^n = v_{\lambda}^t - \sum_y v_{\lambda}^y$$

測定断面積の解析は一準位公式を用いて殆んど重要な核種に対して行われており、その結果は single level parameter として報告されている。しかし一準位公式による解析には限界があり、非対称効果の大きい共鳴に対しては大きな誤差を含んでいる。実際には実験値と一準位公式による解析結果との差を適当なエネルギー-区間でならして滑らかな断面積を導入することによって補正している。勿論解析されない P 波中性子の寄与も滑らかな断面積には含まれている。ここではすでに数多く解析されている single level parameter を活用することを考える。即ち測定断面積とそれを解析した single level parameter から

$$\sigma_x^{\text{fit}}(E) = \sigma_x^{\text{exp}}(E) - \sigma_x^s(E) \quad (33)$$

を各測定エネルギー点に対して計算し、

$$Q = \sum_i W_i \left| \sigma_x^{\text{fit}}(E_i) - \sigma_x^m(E_i) \right|^2 \quad (34)$$

が最小になるように w_{λ}^x と v_{λ}^x を決定することである。この最小自乗法フィットのコードには FITGS が用いられた。このコードの解法は Gauss-Jordan 法に基づいたもので、オリジナルは Moore と Zeigler⁽²⁵⁾ によって開発されたが、原研の KOBAYASHI によって更に手を加えられ、現在科学計算サブライブラリーとして FACOM/230/60 で汎用されているものである。⁽²⁶⁾

single level parameter を利用する利点は w_{λ}^x , v_{λ}^x パラメータの計算時間が大変短く、⁽²⁷⁾ 及び式からわかるように断面積の計算も一準位公式と殆んど変わらないことである。従って共鳴吸収の計算に対しても従来の半解析的方法及び数値計算法に直接適用できることである。

(Appendix 2 参照)

4 MXSFIT コードの説明

Card 1. (I1, I9A4) title card

More ゼロ又はブランクならばこのケースで計算を終る。

TITLE 任意の文字を書く。

Card 2. (I4I5) control option cards

IOTP = 1 フィットングに必要な情報をスクラッチテープ又はデスクに内蔵する。使用するロジカルユニット番号は 34 である。

= 0 フィットングは行わずに single level の計算値と測定値を比較するような場合でテープは使用しない。

IOUT = 1 フィットングに必要な情報や途中結果をプリントする。プリントの量は非常に多くなる。通常はゼロでよい。

= 0 プリントしない。

IPLT = 1 プロッターを使用し実験値, single level part, フィットングの結果をプロットする。又実験値と single level part 及びフィットングの結果との差もプロットする。

= 0 プロッターは使わない。

IGMO = 1 中性子巾に対する single level parameter は $\Gamma_n^0 = \Gamma_n / \sqrt{E}$: reduced neutron width である。

= 0 Γ_n

ILFIT = 1 最小自乗法によるフィットングを行う。

= 0 フィットングは行わない。

MT = 1 全断面積に対するフィットングを行う。

= 0 分裂断面積に対するフィットングを行う。

IPARA = 1 マルチ・レベル パラメータ u_λ, v_λ を入力する。

= 0 入力しない。

IRCH = 0 フィットングは行わず実験値, シングル・レベル及びマルチ・レベルによる計算を行いプロットを行う。

IW = 0 最小自乗法でのフィットングのための重みを全て $W_i = 1.0$ とする。

= 1 各測定点における測定誤差 ϵ の逆数 $1/\epsilon^2$ を重みとする。

= 10 $W_i = \left[\frac{\sigma_{\text{exp}, i}}{\sigma_{\text{error}, i}} / \sum_i \frac{\sigma_{\text{exp}, i}}{\sigma_{\text{error}, i}} \right]$ を重みとする。

= 2, 3 各点において測定断面積の逆数 $W_i = 1/|\sigma_i^{\text{exp}}|$ あるいはその 2 乗 $1/|\sigma_i^{\text{exp}}|^2$ を重みとする。共鳴ピーク近傍は single level 解析でかなり精度よく表わされているとし、共鳴の谷間にフィットングの重点を置く。

= -1, -2 測定値とシングル・レベル計算値の差の絶対値の逆数及びその 2 乗を重みとする。

IWF = 1 複素確率積分関数 $F(W)$ のテーブルをプログラムで計算作成する。この計

算は FACOM 230/60 で約 2 分必要とする。

=0 F(W) のテーブルをテープ又はデスクからよみ込む。FACOM 230/60 においては次の 2 つが使える。

\$TAPE F10, J2031, TAKANO, OLD, 000620

\$DISKP1 F10, J2031, FWTABLE

IPUN =1 フィットングパラメータ (w_λ^x, v_λ^x) をカード出力する。FORMAT は 2E12.5 である。

=0 出力しない。

IREXS =1 実験データは $\sqrt{E_i} \sigma_i(E)$ である。

=0 " $\sigma_i(E)$ "

IVP =0 フィットングの式は $\sum_\lambda (u_\lambda f_\lambda^r + v_\lambda f_\lambda^i)$ を用いる。

=1 " $\sum_\lambda v_\lambda f_\lambda^i$ "

Card 3. (3I5, 5F10.5) Specification card

NORES 共鳴レベルの数 (≤ 50)

NRPF フィットングを行う一番高い共鳴レベルに対する番号

NRL フィットングを行う一番低い共鳴レベルの番号

$\lambda = (\text{NRL} - \text{NRPF} + 1)$ 個の共鳴についてフィットングパラメータが計算される。 $\lambda \leq 45$

NEPT 測定データの数 ≤ 1000

TEMP 温度 ($^{\circ}\text{K}$)

AM atomic mass

R atomic radius (Fermi units)

EFW2 この値より高いエネルギー領域に対しては $F(W) \cong F(W_1)$ として計算する。これは通常の Doppler 関数 $\psi(\theta, x)$ と $\chi(\theta, x)$ を用いることに相当する。(ev)

GSM 統計スピン因子 g_j でこの g_j に対する共鳴についてのみフィットングを行う。もしゼロのときは全ての g_j について行われる。

Card 4. (14I5)

NWT 重み W_i を入力するときの重みの異なる領域の数, 例えば $IW=0$ ($W_i=1.0$) としてある区間で $W_i=10.0$ としてその区間でのフィットングに非常な重点を置く。

(NWGT(1, I), NWGT(2, I), I=1, NWT) 測定エネルギー点に対応する番号で

NWGT(1, I) と NWGT(2, I) の区間に対しては次の Card 5 で入力する重み WGT(I) とする。NWGT(1, I) \leq NWGT(2, I)。

Card 5. (6E12.5)

(WGT(I), I=1, NWT) NWT=0 のときは入力しない。

Card 4 で指定したエネルギー区間に対応する重みである。

Card 6. (3E12.5) 実験データでNEPTカード重ねる。

EMESH 測定エネルギー点の値で高い方より順に入力する。(eV)
 XSE 測定断面積 (barns)
 W 測定誤差で $IW=1$ ならこの逆数が重みとなる。

Card 7. (5E12.5) Resonance single level parameters で NORES 枚重ねる。も

じ $IPARA=1$ なら Card 7' と組にして重ねる。

E_λ 共鳴エネルギー (eV) で高い方より入力する。
 g_J 統計スピン因子
 Γ_n^0 (or Γ_n) reduced neutron width (or neutron width (eV))
 Γ_γ capture width (eV)
 Γ_f fission width (eV)

Card 7' (2E12.5) multi-level parameters で $IPARA=1$ のときのみ必要である。

URR u_λ^x
 VRR v_λ^x

以下のカードはプロッター・ルーチンを使うとき ($IPLT=1$) に入力する。

Card 8. (2E12.5)

WIDTHX グラフの X 軸の長さ (mm) ≤ 100 cm
 WIDTHY 同じく Y 軸の長さ (mm) ≤ 250 mm

Cards 9, 10, 11. (20A4)

σ_{exp} , σ_{single} , 及びフィッティングの結果を比較しプロットするグラフの X 軸と Y 軸の説明及びこのグラフのタイトルを書く。

Cards 12, 13, 14. (20A4)

実験値とシングル・レベル計算値及びフィッティング値の差をプロットするグラフの X 軸と Y 軸の説明及びこのグラフのタイトルを書く。

5 計算例と結果

このコードを用いる場合には以下の点に対して特に注意を払って計算しなければならない。

- (1) フィットングしたい測定データに対するシングル・レベルパラメータを出来るだけ用いる。そうでない場合は一度このコードを用いて実験値とシングル・レベルの計算値をプロットし、特に共鳴エネルギーのピーク位置の大きなづれに注意し補正して用いるか、他のデータを捜して用いた方がよい。
- (2) 測定データの量はできるだけ豊富で共鳴の形が十分に表わせる方がよい。少ない場合は各測定点でのフィッティング値は非常によくとも各測定間での値は保証されない場合がある。
- (3) フィットングを行う最初の共鳴はフィッティングの結果がフィッティングしてない領域に影響を及ぼさないよう十分注意してやらなければならない。即ちフィッティングに用いる共鳴エネルギーは測定データエネルギーの範囲内にあるのが望ましい。

以下に ^{235}U と ^{233}U の分裂断面積及び ^{238}U の全断面積に対して計算した結果を示す。

^{235}U : Michauden⁽²⁷⁾ の測定データが 12.54 ~ 0.3788 eV の範囲で 534 点 Shore と Sailor⁽¹⁴⁾ のデータが 0.37 から 0.1 eV で 42 点えられた。データは CCNDN より原研の核データセンターに送られてきた Nuclear Data Library (NUDADA) より得た。低エネルギーでの Michauden のデータ点は非常に多いためオリジナルより適当に取り除いてある。シングル・レベルパラメータは BN L-325⁽²⁸⁾ に載っている Michauden のデータを主に採用した。Table 1 にそれらのパラメータが与えられている。フィッティングに用いたのは 11.66 eV 以下の共鳴レベル 19 個のパラメータであり、残りの 11 個の共鳴はシングル・レベルの計算にのみ用いられた。Figure 1 にはフィッティングの結果とシングル・レベル計算及び実験値が併せてプロッターで描かれ比較されている。得られたフィッティング・パラメータは Table 1 にシングル・レベルパラメータと一緒に示されている。この場合用いた重みは $1/|e|$ ($IW=1$) である。

Figure 1 は共鳴の谷間でシングル・レベルと実験値との差が顕著である。このことはシングル・レベルフィットは共鳴ピーク近傍に重点を置いて解析していることから明らかなことであるが、このグラフが対数目盛であることに注意すると断面積の絶対的な差はこのグラフから確かではなく、むしろピーク近傍での差は大きい場合が多く見られる。

フィッティング結果の全体的な良し悪しの目指すとしてこのコードでは次のような積分量が計算される。

$$\delta(\sigma_S) = \frac{\sum_i \sigma_i(\text{single}) \Delta E_i - \sum_i \sigma_i(\text{exp}) \Delta E_i}{\sum_i \sigma_i(\text{exp}) \Delta E_i} \times 100 (\%)$$

$$\delta(\sigma_M) = \frac{\sum_i \sigma_i(\text{multi}) \Delta E_i - \sum_i \sigma_i(\text{exp}) \Delta E_i}{\sum_i \sigma_i(\text{exp}) \Delta E_i} \times 100 (\%)$$

$\delta(\sigma_S)$ と $\delta(\sigma_M)$ については共鳴積分についても計算される。Fig.1 の結果に対しては $\delta(\sigma_S) = -16.5$, $\delta(\sigma_M) = -1.78$ であり、フィッティングは積分量に対しても非常によい値を示していることがわかる。共鳴積分に対する相対誤差は $\delta(R_S) = -14.7$, $\delta(R_M) = -0.246$ であり、よい結果を示している。

²³³U: 実験データは D. W. Bergen et al⁽²⁹⁾ のものをえらんだ。これは Petrel の原爆実験の解析より得られたものであり、彼らは一準位公式による解析を行いシングル・レベルパラメータも発表している。ここでフィッティングを行ったエネルギーの範囲は 20 eV から 59 eV でフィッティングに用いたシングル・レベルパラメータの数は 64 個であった。Table 2 と Fig. 3 には得られたフィッティングパラメータとフィッティングの結果が示されている。Fig. 2 からわかるように D. W. Bergen et al によって得られたシングル・レベルパラメータは非常によく実験値を再現しており、前述の ²³⁵U のシングル・レベルの結果と比べると驚くべきことである。しかしここでのフィッティングにより実験値の再現性は更に向上していることは明らかで積分値の相対誤差は $\delta(\sigma_S) = -5.7$, $\delta(\sigma_M) = -0.8$ である。この結果は滑らかな断面積を共鳴吸収積分の計算に導入する必要は取り除いて良いことを示している。尚この計算に用いた重みは $W_i = 1/\sigma_i^2$ ($IW=3$) であった。

²³⁸U: 一般に、²³⁸U のような親核種に対しては single level fit で十分解析可能であることが知られている。このことは親核種は分裂核種に比べて共鳴レベル間隔がたいへん広いためである。しかしそれは平均的にレベル間隔が広いことを意味しているのであって、実際にはここでの例のように 2 つの共鳴が偶然に非常に隣接している場合もある。このような場合には single level 公式による解析結果は大変不都合を生じる場合がある。²³⁸U の全断面積、散乱断面積が single level parameter を用いて計算するとポテンシャル散乱と共鳴散乱との干渉散乱項の負に大きく効くところでマイナスになることが度々生じる。勿論これは 1 ケのレベルについての計算からは生じないが、他の共鳴からの寄与を考慮することによって起る。

実験データは J. B. Garg et al⁽³¹⁾ のものが手に入る唯一のものであり、シングル・レベルパラメータも彼らによって解析されたものが現在の殆どどの計算には用いられている。エネルギー区間は 2040 eV から 1883 eV までで 1974.65 と 1968.66 eV の 2 つの共鳴レベルに注目してフィッティングが行われた。手に入った実験データでは共鳴の形を表わす程十分でないので苦肉の策として共鳴のピーク近傍はシングル・レベルパラメータで計算した値を実験データとしてフィッティングに用いた。即ちシングル・レベルパラメータは共鳴ピーク近傍に対しては十分よく実験値を再現しているとの仮定を置いた。用いられた single level parameter は Table 3 に与えられている。Fig. 3 からわかるように single level による計算は 1961 eV 附近で大変小さくなっていて、一番悪いところで全断面積の値が約 -5 barns にもなっている。これは 1974.65 eV 共鳴の非対称項による影響である。実験値はこの附近で約 4 barn である。1974 と 1968 eV の 2 つの共鳴に対してマルチ・レベルフィットを行うと Fig. 3 に示されているように約 2.3 barn となる。この計算に用いられた重みは $IW = -1$ ($1/|\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{single}}|$) であった。

謝 辞

本コードの開発にあたり色々と有益な提案や激励をいただいた核設計研究室の桂木 学室長及び石黒幸雄氏に感謝します。又グラフ・プロッターのサブプログラムを心よく提供していただいた核設計研究室の長谷川明氏に、Nuclear Data Library (NUDADA) の読み込みプログラムを提供していただいた核データ研究室の中川庸雄氏に感謝します。

²³³U: 実験データは D. W. Bergen et al⁽²⁹⁾ のものをえらんだ。これは Petrel の原爆実験の解析より得られたものであり、彼らは一準位公式による解析を行いシングル・レベルパラメータも発表している。ここでフィッティングを行ったエネルギーの範囲は 20 eV から 59 eV でフィッティングに用いたシングル・レベルパラメータの数は 64 個であった。Table 2 と Fig. 3 には得られたフィッティングパラメータとフィッティングの結果が示されている。Fig. 2 からわかるように D. W. Bergen et al によって得られたシングル・レベルパラメータは非常によく実験値を再現しており、前述の ²³⁵U のシングル・レベルの結果と比べると驚くべきことである。しかしここでフィッティングにより実験値の再現性は更に向上していることは明らかで積分値の相対誤差は $\delta(\sigma_S) = -5.7$, $\delta(\sigma_M) = -0.8$ である。この結果は滑らかな断面積を共鳴吸収積分の計算に導入する必要は取り除いて良いことを示している。尚この計算に用いた重みは $W_i = 1/\sigma_i^2$ ($1W=3$) であった。

²³⁸U: 一般に、²³⁸U のような親核種に対しては single level fit で十分解析可能であることが知られている。このことは親核種は分裂核種に比べて共鳴レベル間隔がたいへん広いことである。しかしそれは平均的にレベル間隔が広いことを意味しているのであって、実際にはここでの例のように 2 つの共鳴が偶然に非常に隣接している場合もある。このような場合には single level 公式による解析結果は大変不都合を生じる場合がある。²³⁸U の全断面積、散乱断面積が single level parameter を用いて計算するとポテンシャル散乱と共鳴散乱との干渉散乱項の負に大きく効くところでマイナスになることが度々生じる。勿論これは 1 ケのレベルについての計算からは生じないが、他の共鳴からの寄与を考慮することによって起る。

実験データは J. B. Garg et al⁽³¹⁾ のものが手に入る唯一のものであり、シングル・レベルパラメータも彼らによって解析されたものが現在の殆どどの計算には用いられている。エネルギー区間は 2040 eV から 1883 eV までで 1974.65 と 1968.66 eV の 2 つの共鳴レベルに注目してフィッティングが行われた。手に入った実験データでは共鳴の形を表わす程十分でないので苦肉の策として共鳴のピーク近傍はシングル・レベルパラメータで計算した値を実験データとしてフィッティングに用いた。即ちシングル・レベルパラメータは共鳴ピーク近傍に対しては十分よく実験値を再現しているとの仮定を置いた。用いられた single level parameter は Table 3 に与えられている。Fig. 3 からわかるように single level による計算は 1961 eV 附近で大変小さくなっていて、一番悪いところで全断面積の値が約 -5 barns にもなっている。これは 1974.65 eV 共鳴の非対称項による影響である。実験値はこの附近で約 4 barn である。1974 と 1968 eV の 2 つの共鳴に対してマルチ・レベルフィットを行うと Fig. 3 に示されているように約 2.3 barn となる。この計算に用いられた重みは $1W = -1 (1/|\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{single}}|)$ であった。

謝 辞

本コードの開発にあたり色々と有益な提案や激励をいただいた核設計研究室の桂木 学室長及び石黒幸雄氏に感謝します。又グラフ・プロッターのサブプログラムを心よく提供していただいた核設計研究室の長谷川明氏に、Nuclear Data Library (NUDADA) の読み込みプログラムを提供していただいた核データ研究室の中川庸雄氏に感謝します。

References

- (1) DRESNER, L.: "Resonance Absorption in Nuclear Reactor", Pergamon Press. New York (1960).
- (2) NORDHEIM, L. W.: "The Technology of Nuclear Reactor Safty", Vol. 1, Chap. 4, The M.I.T. Press. Cambridge (1964).
- (3) GOLDSTEIN, R. and COHEN, E. R.: Nucl. Sci. Eng., 13, 132 (1962).
- (4) ISHIGURO, Y. and TAKANO, H.: J. Nucl. Sci. Technol. (Tokyo), 6, 380 (1969).
- (5) HWANG, R. N.: Nucl. Sci. Eng., 21, 523 (1965).
- (6) NICHOLSON, R. B.: APDA-139, (1960).
- (7) KIER, P. H. and ROBBA, A. A.: ANL-7326 (1967).
- (8) BRISSENDEN, R. J. and DURSTON, C.: ANL-7050(1965).
- (9) MIZUTA, T., et al.: JAERI 1134 (1967) and JAERI 1170 (1968).
- (10) ISHIGURO, Y. and TAKANO, H.: JAERI 1219 (1971).
- (11) CANDELORE, N. and GAST, R.: WAPD-TM-427 (1964).
- (12) SUMMER, H. M.: AEEW-R 323 (1964).
- (13) TAKANO, H.: JAERI-memo 3879 (1970).
- (14) SHORE, F. J. and SAILOR, V. L.: Phys. Rev. 112, 191 (1958).
- (15) WIGNER, E. P. and EISENBUD, L.: Phys. Rev., 72, 29 (1947).
- (16) LANE, A. M. and THOMAS, R. G.: Rev. Mod. Phys., 30, 257 (1958).
- (17) VOGT, E.: Phys. Rev., 118, 29 (1960) and 112, 203 (1958).
- (18) REICH, C. W. and MODRE, M. S.: Phys. Rev., 111, 929 (1958).
- (19) ADLER, D. B. and ADLER, F. T.: Trans. Am. Nucl. Sci., 5, 53 (1963).
- (20) FROGNER, B. and BORRESEN, S.: Nucl. Sci. Eng., 43, 226 (1971).
- (21) LAMBROPOULOS, P.: Nucl. Sci. Eng., 40, 342 (1970).
- (22) de SAUSSURE, G., et al.: Paper CN-23/48, Paris Conf. Oct. 1966, IAEA, Vienna.
- (23) ADLER, D. B. et al.: "The Thechnology of Nuclear Reactor Safty", Vol.1, Chap. 4, The M.I.T. Press. Cambridge (1964).
- (24) BUCKLER, MRS. P. A. C. and PULL, I. C.: AEEW-R 226 (1962).
- (25) MODRE, R. H., ZEIGLER, R. K.: "The Solution of the general least squares problem with special reference to hig-speed computers; LA-2367 (1960).
- (26) 原研計算センター "GSSL (原研版サブルーチン・ライブラリ) マニュアル", JAERI-memo 4813 (1972).
- (27) MICHAUDEN, A., DERRIEN, H., RIBON, P., et al.: CEA-R-2552 (1964).
- (28) STEHN, J. R., et al.: Neutron Cross Sections, BNL-325 2nd, ed.,

Supple. No.2 (1965).

- (29) BERGEN, D. W., et al.: CONF-660303, 895, (1966).
- (30) BERGEN, D. W.: LA-3676-MS, 1967.
- (31) GARG, J. B. et al.: Phys. Rev. 134, B985 (1964).

Appendix 1: ドップラー断面積

実験値と比較する場合、温度による断面積変化を考慮しなければならない。即ちまとの核は静止しているのではなく熱運動をしており、核反応の結果に強い影響を及ぼす。更により正確には crystalline binding effect も考慮しなければならないが、ここでは理想ガスモデルを仮定し、まとの核の速度 \vec{V} はマックスウェル分布 $P(\vec{V})$ に従うとする。実験室系における中性子の速度を \vec{v} とすると、反応断面積は次の関係式から計算される。

$$v \sigma_D(v) = \int |\vec{v} - \vec{V}| \sigma(|\vec{v} - \vec{V}|) P(\vec{V}) d^3 \vec{V} \quad (\text{A-1})$$

ここで

$$P(\vec{V}) d^3 \vec{V} = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \exp(-\alpha V^2) d^3 \vec{V}, \quad (\text{A-2})$$

$$\alpha = M/2KT,$$

K はボルツマン定数で μ は中性子の運動方向と \vec{V} との方向余弦 $\cos \theta$ である。(A-1) 式において、角度変数に対して積分し、相対速度 $|\vec{v} - \vec{V}|$ に対するエネルギーを E' 、 \vec{v} に対するエネルギーを E とすると (A-1) 式は次のように書ける。

$$\sigma_D(E) = \int_0^\infty dV \int_{-1}^1 d\mu \frac{|\vec{v} - \vec{V}|}{v} \sigma(E') 2\pi \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \exp(-\alpha V^2) V^2 \quad (\text{A-3})$$

$$E' = \frac{1}{2} m |\vec{v} - \vec{V}|^2 = \frac{1}{2} m (v^2 + V^2 - 2vV\mu) \quad (\text{A-4})$$

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \quad (\text{A-5})$$

ここで m は中性子の質量である。

(A-3) 式の積分変数 $d\mu$ を dE' に置きかえると次のように書ける。

$$\sigma_D(E) = \frac{1}{E} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} \int_0^\infty 2\alpha V \exp(-\alpha V^2) \left[\int_{E_1}^{E_2} \sqrt{E'} \sigma(E') dE' \right] dV \quad (\text{A-6})$$

ここで E_1, E_2 は (A-4) 式で $\mu = -1, 1$ に対応している。(A-6) 式を部分積分すると

$$\begin{aligned} \sigma_D(E) = \frac{1}{E} \sqrt{\frac{\alpha}{2m\pi}} \left[\int_0^\infty \exp(-\alpha V^2) \left[\sqrt{E_2} \sigma(E_2) \frac{\partial E_2}{\partial V} - \sqrt{E_1} \sigma(E_1) \frac{\partial E_1}{\partial V} \right] dV \right. \\ \left. - \left[e^{-\alpha V^2} \int_{E_1}^{E_2} \sqrt{E'} \sigma(E') dE' \right]_0^\infty \right] \quad (\text{A-7}) \end{aligned}$$

上式で第 2 項は $E_1(V=0) = E_2(V=0)$ であるからゼロになる。(14) 式や (20) 式が対称及び非対称項の和になっていることに注意して次のような複素数 Ω を導入する。

$$Q(V) = \frac{i}{E_2 - E_\lambda + i \frac{\Gamma_\lambda}{2}} \frac{\partial E_2}{\partial V} - \frac{i}{E_1 - E_\lambda + i \frac{\Gamma_\lambda}{2}} \frac{\partial E_1}{\partial V} \quad (\text{A-8})$$

$$R_e(Q) = \frac{\frac{1}{2}\Gamma_\lambda}{|Z_{2\lambda}|^2} \frac{\partial E_2}{\partial V} - \frac{\frac{1}{2}\Gamma_\lambda}{|Z_{1\lambda}|^2} \frac{\partial E_1}{\partial V} \quad (\text{A-9})$$

$$I_m(Q) = \frac{E_2 - E_\lambda}{|Z_{2\lambda}|^2} \frac{\partial E_2}{\partial V} - \frac{E_1 - E_\lambda}{|Z_{1\lambda}|^2} \frac{\partial E_1}{\partial V} \quad (\text{A-10})$$

一方, $a - ib = \left(\frac{2}{m} (E_\lambda - i \frac{\Gamma_\lambda}{2}) \right)^{1/2}$ とおくと Q は次のように表わすことができる。

$$Q(V) = 2\sqrt{\alpha} \frac{w_1}{\alpha V^2 + w_1^2} - \frac{w_2}{\alpha V^2 + w_2^2} \quad (\text{A-11})$$

ここで

$$w_1 = \sqrt{\alpha} (b + i(a - v)), \quad (\text{A-12})$$

$$w_2 = \sqrt{\alpha} (b + i(a + v)) \quad (\text{A-13})$$

従って (A-7) 式の積分は複素確率積分関数

$$F(w) = \int_0^\infty e^{-Z^2} \frac{w}{Z^2 + w^2} dZ \quad (\text{A-14})$$

を用いて次のように書ける。

$$\int_0^\infty e^{-\alpha V^2} Q(V) dV = 2 [F(w_1) - F(w_2)] \quad (\text{A-15})$$

以上により (14) と (20) 式に対して (17) と (18) 式を導くことができる。

共鳴エネルギー $-E_\lambda$ が負のときは a と b は次式で与えられる。

$$a = \sqrt{\frac{2}{m} |E_\lambda|} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\Gamma_\lambda}{2|E_\lambda|} \right)^2} - 1 \right)} \quad (\text{A-16})$$

$$b = \sqrt{\frac{2}{m} |E_\lambda|} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\Gamma_\lambda}{2|E_\lambda|} \right)^2} + 1 \right)} \quad (\text{A-17})$$

複素確率積分関数 $F(w)$ の計算は BROAD⁽²⁴⁾ 及び NBROAD⁽⁸⁾ コードを用いて行われる。最初 BROAD コードにおいて $|w| \leq 5$ の領域を 51×51 に等分割しテーブルをつくる。それには $F(w)$ を実数と虚数部に分け \sin と \cos と指数関数との積の積分にしそれを 8 点 Gauss 数値積分をしてもとめている。このテーブル作成は FACOM-230/60 で約 2 分必要とするので MXSFIT ではテープ又はデスクを利用している。このテーブルを用いてプログラムでは $F(w)$ をテーラー展開によって計算している。テーラー展開の高次項は次の関係から得られる。

$$F'(w) = 2wF(w) - \sqrt{\pi} \quad (\text{A-18})$$

$$F^{n+1}(w) = 2 [wF^n(w) + nF^{n-1}(w)] \quad (\text{A-19})$$

高次項と $F(w)$ の絶対値の 2 乗の比が 1.0×10^{-7} より小さい項まで考慮される。 $|w| > 5$ の領域に対しては部分積分によって得られる漸近式が用いられる。

Appendix 2 : 共鳴吸収の半解析的表示

エネルギーの比較的高い共鳴領域においては

$$\sqrt{E_\lambda/E} \cong 1, \quad \Gamma_\lambda/2E_\lambda \ll 1$$

なる仮定は大変良い近似である。この条件のもとではドブラー関数 $F(w)$ は通常よく用いられる $\psi(\theta, x)$ 及び $\chi(\theta, x)$ 関数とは次の関係にある。

$$R_e(F(w_1) - F(w_2)) = \frac{\sqrt{\pi}}{\theta} \psi(\theta, x) \quad (\text{B-1})$$

$$I_m(F(w_1) - F(w_2)) = \frac{\sqrt{\pi}}{\theta} \chi(\theta, x) \quad (\text{B-2})$$

ここで, $\theta = \Gamma_\lambda / \sqrt{4KTE/M}$, $x = 2(E - E_\lambda) / \Gamma_\lambda$

今, よく知られている記号を用いて (27) 及び (28) 式を次のように表わすことができる。

$$\sigma_t^j = \sigma_p + \sum_\lambda \left[\sigma_{0\lambda} (1 + u_{\lambda t}) \psi_\lambda(\theta, x) + \sigma_{0p\lambda} \left(1 + \frac{\sigma_{0\lambda}}{\sigma_{0p\lambda}} v_{\lambda t} \right) \chi_\lambda(\theta, x) \right] \quad (\text{B-3})$$

$$\sigma_y^j = \sum_\lambda \sigma_{0\lambda} \left[\left(\frac{\Gamma_{\lambda y}}{\Gamma_\lambda} + u_{\lambda y} \right) \psi_\lambda(\theta, x) + v_{\lambda y} \chi_\lambda(\theta, x) \right] \quad (\text{B-4})$$

ここで

$$\sigma_{0\lambda} = \frac{4\pi}{k^2} g_j \frac{\Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_\lambda}, \quad \sigma_p = 4\pi a^2,$$

$$\sigma_{0p\lambda} = 2 \sqrt{\sigma_{0\lambda} \sigma_p g_j \Gamma_{\lambda n} / \Gamma_\lambda}, \quad (\text{B-5})$$

$$u_{\lambda x} = u_\lambda^x / 2 \Gamma_{\lambda n}^0,$$

$$v_{\lambda x} = v_\lambda^x / 2 \Gamma_{\lambda n}^0.$$

散乱断面積は

$$\begin{aligned} \sigma_n^j &= \sigma_t^j - \sum_y \sigma_y^j \\ &= \sigma_p + \sum_\lambda \left[\sigma_{0\lambda} \left(\frac{\Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_\lambda} + u_{\lambda n} \right) \psi_\lambda(\theta, x) + \sigma_{0p\lambda} \left(1 + \frac{\sigma_{0\lambda}}{\sigma_{0p\lambda}} v_{\lambda n} \right) \chi_\lambda(\theta, x) \right] \end{aligned} \quad (\text{B-6})$$

ここで

$$u_{\lambda n} = u_{\lambda t} - \sum_y u_{\lambda y} \quad (\text{B-7})$$

$$v_{\lambda n} = v_{\lambda t} - \sum_y v_{\lambda y}$$

実効断面積は中性子束を重みとして次のように定義される。

$$\tilde{\sigma}_x = \int_{\Delta E} \sigma_x(E) \phi(E) dE / \int_{\Delta E} \phi(E) dE \quad (\text{B-8})$$

中性子束は与えられたエネルギー区間 ΔE ではエネルギーに強く依存しないとする, 即ち衝突

密度一定の仮定のもとに (B-8) 式は (B-3), (B-4), (B-6) を用いて良く知られた $J(r, \theta, \beta)$ 関数で表示することができる。

$$\begin{aligned} \int_{\Delta E} \phi(E) dE &= \int_{\Delta E} \frac{1}{\sum_{\lambda} (A_{\lambda}^t \psi_{\lambda} + B_{\lambda}^t \chi_{\lambda}) + S} \cdot \frac{1}{E} dE \\ &\simeq \sum_{\lambda} \int_{\Delta E} \frac{1}{E} \left[1 - \frac{A_{\lambda}^t \psi_{\lambda} + B_{\lambda}^t \chi_{\lambda}}{A_{\lambda}^t \psi_{\lambda} + B_{\lambda}^t \chi_{\lambda} + S} \right] \cdot \frac{1}{S} dE \\ &= \frac{1}{S} \left[\Delta U - \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda}}{E_{\lambda}} (J(r_{\lambda}^t, \theta_{\lambda}, \beta_{\lambda}^t) + K(r_{\lambda}^t, \theta_{\lambda}, \beta_{\lambda}^t)) \right] \quad (B-9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\Delta E} \sigma_x \phi(E) dE &= \int_{\Delta E} \frac{\sum_{\lambda} (A_{\lambda}^x \psi_{\lambda} + B_{\lambda}^x \chi_{\lambda})}{\sum_{\lambda} (A_{\lambda}^t \psi_{\lambda} + B_{\lambda}^t \chi_{\lambda}) + S} \cdot \frac{dE}{E} \\ &\simeq \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda}}{E_{\lambda}} \left(J(r_{\lambda}^x, \theta_{\lambda}, \beta_{\lambda}^x) + K(r_{\lambda}^x, \theta, \beta_y^x) \right) \quad (B-10) \end{aligned}$$

ここで新しく導入された記号の意味は次のようである。

$$J(r, \theta, \beta) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi}{\psi + r\chi + \beta} dx$$

$$K(r, \theta, \beta) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi}{\psi + r\chi + \beta'} dx$$

$$r_{\lambda}^x = B_{\lambda}^x / A_{\lambda}^x, \quad r' = A_{\lambda}^x / B_{\lambda}^x,$$

$$\beta_{\lambda}^x = S / A_{\lambda}^x, \quad \beta' = S / B_{\lambda}^x,$$

$$A_{\lambda}^t = \sigma_{0\lambda} (1 + u_{\lambda t}), \quad B_{\lambda}^t = \sigma_{0p\lambda} + \sigma_{0\lambda} v_{\lambda t},$$

$$A_{\lambda}^y = \sigma_{0\lambda} \left(\frac{\Gamma_{\lambda y}}{\Gamma_{\lambda}} + u_{\lambda y} \right), \quad B_{\lambda}^y = \sigma_{0\lambda} v_{\lambda y},$$

$$A_{\lambda}^n = \sigma_{0\lambda} \left(\frac{\Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_{\lambda}} + u_{\lambda n} \right), \quad B_{\lambda}^n = \sigma_{0p\lambda} + \sigma_{0\lambda} v_{\lambda n},$$

$$S = \sigma_p + \sigma_b,$$

σ_b = the back ground cross section,

Δu = the lethargy width.

Table 1. ²³⁵U single-level parameters used for calculation and multi-level fission parameters obtained from the code MXSFIT.

ENERGY	SPIN G	NFUTRON	CAPTURE	FISSION	U-PARA	V-PARA
0.305900E 02	0.500000E 00	0.379690E-04	0.730000E-01	0.770000E-01	0.0	0.0
0.296400E 02	0.500000E 00	0.330673E-04	0.450000E-01	0.280000E-01	0.0	0.0
0.286400E 02	0.500000E 00	0.112018E-04	0.400000E-01	0.727000E-01	0.0	0.0
0.283400E 02	0.500000E 00	0.300446E-04	0.440000E-01	0.960000E-01	0.0	0.0
0.278000E 02	0.500000E 00	0.136556E-03	0.650000E-01	0.620000E-01	0.0	0.0
0.271500E 02	0.500000E 00	0.191918E-04	0.400000E-01	0.200000E 00	0.0	0.0
0.264800E 02	0.500000E 00	0.120485E-03	0.400000E-01	0.400000E-01	0.0	0.0
0.255800E 02	0.500000E 00	0.130465E-03	0.400000E-01	0.253000E 00	0.0	0.0
0.251900E 02	0.500000E 00	0.318791E-04	0.400000E-01	0.129000E 00	0.0	0.0
0.245600E 02	0.500000E 00	0.242140E-04	0.400000E-01	0.780000E 00	0.0	0.0
0.243300E 02	0.500000E 00	0.263556E-04	0.400000E-01	0.772000E-01	0.0	0.0
0.242600E 02	0.500000E 00	0.700444E-04	0.400000E-01	0.189000E-01	0.0	0.0
0.236100E 02	0.500000E 00	0.195513E-03	0.400000E-01	0.280000E-01	0.0	0.0
0.234000E 02	0.500000E 00	0.142640E-03	0.290000E-01	0.800000E-02	0.0	0.0
0.229300E 02	0.500000E 00	0.939746E-04	0.500000E-01	0.420000E-01	0.0	0.0
0.221300E 02	0.500000E 00	0.127544E-05	0.400000E-01	0.100000E 01	0.0	0.0
0.210600E 02	0.500000E 00	0.344293E-03	0.470000E-01	0.210000E-01	0.0	0.0
0.206700E 02	0.500000E 00	0.418417E-04	0.590000E-01	0.330000E-01	0.0	0.0
0.201500E 02	0.500000E 00	0.289605E-04	0.400000E-01	0.267000E 00	0.0	0.0
0.192900E 02	0.500000E 00	0.705823E-03	0.500000E-01	0.520000E-01	0.0	0.0
0.189800E 02	0.500000E 00	0.192811E-04	0.400000E-01	0.369000E-01	0.0	0.0
0.180500E 02	0.500000E 00	0.847352E-04	0.700000E-01	0.900000E-01	0.0	0.0
0.166600E 02	0.500000E 00	0.685994E-04	0.520000E-01	0.860000E-01	0.0	0.0
0.160800E 02	0.500000E 00	0.922696E-04	0.370000E-01	0.190000E-01	0.0	0.0
0.154000E 02	0.500000E 00	0.637059E-04	0.490000E-01	0.490000E-01	0.0	0.0
0.145400E 02	0.500000E 00	0.655628E-04	0.290000E-01	0.230000E-01	0.0	0.0
0.139800E 02	0.500000E 00	0.909338E-04	0.400000E-01	0.700000E-01	0.0	0.0
0.137100E 02	0.500000E 00	0.108029E-04	0.400000E-01	0.440000E-02	0.0	0.0
0.132800E 02	0.500000E 00	0.150926E-04	0.400000E-01	0.100000E-01	0.0	0.0
0.123900E 02	0.500000E 00	0.366483E-03	0.440000E-01	0.240000E-01	0.0	0.0
0.128500E 02	0.500000E 00	0.111586E-04	0.230000E-01	0.600000E-01	0.0	0.0
0.116600E 02	0.500000E 00	0.172784E-03	0.360000E-01	0.350000E-02	0.346960E-05	-0.444820E-06
0.108000E 02	0.500000E 00	0.486864E-05	0.400000E-01	0.733000E 00	0.207670E-04	0.143040E-04
0.101800E 02	0.500000E 00	0.200589E-04	0.370000E-01	0.580000E-01	0.582570E-06	0.366780E-05
0.974000E 01	0.500000E 00	0.833094E-05	0.400000E-01	0.500000E 00	0.381740E-04	-0.118640E-04
0.928000E 01	0.500000E 00	0.656532E-04	0.650000E-01	0.950000E-01	0.102970E-05	-0.438980E-05
0.878000E 01	0.500000E 00	0.398231E-03	0.500000E-01	0.820000E-01	-0.580520E-05	0.163070E-04
0.707000E 01	0.500000E 00	0.473972E-04	0.360000E-01	0.280000E-01	-0.153630E-05	0.115660E-05
0.638000E 01	0.500000E 00	0.102935E-03	0.330000E-01	0.120000E-01	-0.565580E-05	0.102550E-05
0.619000E 01	0.500000E 00	0.140677E-04	0.400000E-01	0.400000E-01	0.274320E-05	-0.273860E-06
0.573200E 01	0.500000E 00	0.488689E-05	0.490000E-01	0.443000E 00	0.775840E-05	0.920870E-05
0.543500E 01	0.500000E 00	0.145841E-05	0.866000E-01	0.134000E 00	0.445300E-05	-0.124860E-05
0.484000E 01	0.500000E 00	0.272727E-04	0.370000E-01	0.380000E-02	-0.867700E-07	0.122580E-06
0.361000E 01	0.500000E 00	0.252632E-04	0.460000E-01	0.470000E-01	0.929780E-06	-0.244460E-05
0.314000E 01	0.500000E 00	0.158013E-04	0.510000E-01	0.116000E 00	-0.240600E-05	0.763360E-07
0.284000E 01	0.500000E 00	0.195819E-05	0.479000E-01	0.157000E 00	-0.333940E-06	0.220620E-05
0.203000E 01	0.500000E 00	0.547453E-05	0.380000E-01	0.100000E-01	0.197940E-07	0.130110E-06
0.113500E 01	0.500000E 00	0.144552E-04	0.420000E-01	0.115000E 00	-0.667060E-06	-0.346870E-05
0.290000E 00	0.500000E 00	0.594225E-05	0.350000E-01	0.100000E 00	-0.386300E-07	0.121060E-05
-0.950000E 00	0.500000E 00	0.135634E-02	0.276000E-01	0.169400E 00	-0.656390E-03	0.762990E-04

Table 2. ²³³U single-level parameters used for calculation and multi-level fission parameters obtained from the code MXSFIT.

ENERGY	SPIN G	NEUTRON	CAPTURE	FISSION	FISSION-U	FISSION-V
0.627200E 02	0.500000E 00	0.366180E-04	0.450000E-01	0.165000E 00	0.0	0.0
0.615000E 02	0.500000E 00	0.459055E-04	0.450000E-01	0.400000E 00	0.0	0.0
0.610700E 02	0.500000E 00	0.102371E-04	0.450000E-01	0.280000E 00	0.0	0.0
0.603800E 02	0.500000E 00	0.579417E-05	0.450000E-01	0.500000E 00	0.0	0.0
0.593500E 02	0.500000E 00	0.116824E-05	0.450000E-01	0.300000E 00	0.22680E-05	0.42103E-05
0.585400E 02	0.500000E 00	0.300609E-04	0.450000E-01	0.350000E 00	-0.37697E-05	0.63590E-05
0.575500E 02	0.500000E 00	0.975459E-04	0.450000E-01	0.900000E 00	-0.81545E-05	0.22725E-05
0.565800E 02	0.500000E 00	0.452009E-04	0.450000E-01	0.450000E 00	-0.11398E-04	0.12310E-04
0.561800E 02	0.500000E 00	0.266833E-04	0.450000E-01	0.300000E 00	0.13679E-04	0.10788E-04
0.558100E 02	0.500000E 00	0.307873E-04	0.450000E-01	0.500000E 00	0.15571E-04	0.16027E-04
0.548900E 02	0.500000E 00	0.445418E-04	0.450000E-01	0.320000E 00	-0.58478E-05	0.68508E-05
0.541500E 02	0.500000E 00	0.407682E-04	0.450000E-01	0.400000E 00	-0.33622E-05	0.12540E-05
0.535400E 02	0.500000E 00	0.751664E-05	0.450000E-01	0.300000E 00	0.51518E-05	0.83379E-05
0.531700E 02	0.500000E 00	0.260568E-04	0.450000E-01	0.290000E 00	0.31722E-05	0.90782E-05
0.520600E 02	0.500000E 00	0.221752E-05	0.450000E-01	0.300000E 00	-0.60239E-07	0.12029E-05
0.512300E 02	0.500000E 00	0.293398E-05	0.450000E-01	0.260000E 00	-0.26063E-06	0.79035E-06
0.504800E 02	0.500000E 00	0.258975E-04	0.450000E-01	0.900000E 00	-0.63113E-06	0.37016E-05
0.493000E 02	0.500000E 00	0.712109E-05	0.450000E-01	0.200000E 00	-0.31473E-06	0.24826E-06
0.487600E 02	0.500000E 00	0.637277E-04	0.450000E-01	0.175000E 00	0.16444E-05	0.38847E-05
0.473600E 02	0.500000E 00	0.188902E-04	0.450000E-01	0.220000E 00	-0.57698E-05	0.38237E-05
0.470500E 02	0.500000E 00	0.109341E-04	0.450000E-01	0.400000E 00	0.20791E-05	0.53160E-05
0.467100E 02	0.500000E 00	0.146317E-05	0.450000E-01	0.200000E 00	0.15222E-05	0.94940E-06
0.461600E 02	0.500000E 00	0.154546E-04	0.450000E-01	0.150000E 00	-0.86604E-06	0.94548E-06
0.453800E 02	0.500000E 00	0.890674E-06	0.450000E-01	0.180000E 00	0.71930E-06	0.65986E-06
0.445800E 02	0.500000E 00	0.128804E-04	0.450000E-01	0.660000E 00	0.56877E-06	0.31599E-05
0.435900E 02	0.500000E 00	0.140958E-04	0.450000E-01	0.240000E 00	-0.13367E-05	0.26774E-05
0.426600E 02	0.500000E 00	0.290900E-04	0.450000E-01	0.140000E 00	-0.48172E-05	0.46903E-05
0.421600E 02	0.500000E 00	0.539036E-05	0.450000E-01	0.350000E 00	-0.35346E-05	0.45149E-05
0.417500E 02	0.500000E 00	0.139288E-05	0.450000E-01	0.150000E 00	0.23635E-06	0.12659E-05
0.410600E 02	0.500000E 00	0.142014E-04	0.450000E-01	0.190000E 00	-0.34943E-05	0.27471E-05
0.404900E 02	0.500000E 00	0.275020E-04	0.450000E-01	0.650000E 00	-0.13040E-04	0.69171E-05
0.398900E 02	0.500000E 00	0.229581E-04	0.450000E-01	0.600000E 00	-0.15462E-05	0.22170E-04
0.395600E 02	0.500000E 00	0.874449E-05	0.450000E-01	0.250000E 00	0.91046E-05	0.71070E-05
0.393200E 02	0.500000E 00	0.893061E-05	0.450000E-01	0.250000E 00	0.12863E-04	0.61970E-05
0.390800E 02	0.500000E 00	0.879803E-05	0.450000E-01	0.200000E 00	-0.12559E-05	0.73078E-05
0.375100E 02	0.500000E 00	0.342883E-04	0.450000E-01	0.380000E 00	0.29436E-05	0.27463E-05
0.365900E 02	0.500000E 00	0.330635E-04	0.450000E-01	0.110000E 00	-0.51021E-05	0.32506E-05
0.359600E 02	0.500000E 00	0.233463E-04	0.450000E-01	0.750000E 00	-0.23373E-04	0.28493E-04
0.356200E 02	0.500000E 00	0.402128E-05	0.450000E-01	0.300000E 00	0.92443E-05	0.12989E-04
0.352700E 02	0.500000E 00	0.191956E-04	0.450000E-01	0.450000E 00	0.18307E-04	0.42772E-05
0.345500E 02	0.500000E 00	0.629474E-04	0.450000E-01	0.550000E 00	0.84514E-05	0.12712E-04
0.340600E 02	0.500000E 00	0.265589E-04	0.450000E-01	0.480000E 00	0.23986E-04	0.97419E-05
0.336700E 02	0.500000E 00	0.189571E-04	0.450000E-01	0.500000E 00	0.18567E-04	0.14986E-04
0.331100E 02	0.500000E 00	0.469228E-04	0.450000E-01	0.750000E 00	0.37983E-05	0.21735E-04
0.320400E 02	0.500000E 00	0.529999E-04	0.450000E-01	0.170000E 00	0.64919E-06	0.38524E-05
0.316600E 02	0.500000E 00	0.133293E-04	0.450000E-01	0.200000E 00	0.41932E-05	0.28485E-05
0.313500E 02	0.500000E 00	0.178600E-04	0.450000E-01	0.230000E 00	0.34220E-05	0.51047E-05
0.307300E 02	0.500000E 00	0.387844E-04	0.450000E-01	0.260000E 00	0.67446E-06	0.55319E-05
0.303000E 02	0.500000E 00	0.363336E-05	0.450000E-01	0.130000E 00	0.49601E-07	0.61961E-06
0.295900E 02	0.500000E 00	0.134199E-04	0.450000E-01	0.150000E 00	-0.10932E-05	0.14802E-05
0.291200E 02	0.500000E 00	0.626356E-04	0.450000E-01	0.290000E 00	-0.58392E-05	0.39751E-05
0.288500E 02	0.500000E 00	0.251340E-04	0.450000E-01	0.320000E 00	0.97485E-05	0.10536E-05
0.283200E 02	0.500000E 00	0.197307E-04	0.450000E-01	0.250000E 00	0.10636E-05	0.14781E-05
0.280000E 02	0.500000E 00	0.132288E-05	0.450000E-01	0.130000E 00	0.19100E-05	0.22742E-05
0.277400E 02	0.500000E 00	0.256319E-04	0.450000E-01	0.800000E 00	0.13736E-04	0.76929E-05
0.270500E 02	0.500000E 00	0.288408E-05	0.450000E-01	0.200000E 00	0.19542E-05	0.14455E-06
0.266500E 02	0.500000E 00	0.329307E-04	0.450000E-01	0.300000E 00	0.12444E-05	0.27706E-05
0.263000E 02	0.500000E 00	0.682480E-05	0.450000E-01	0.100000E 00	0.11279E-05	0.26651E-05
0.260800E 02	0.500000E 00	0.979076E-05	0.450000E-01	0.200000E 00	0.66608E-05	0.14113E-05
0.257500E 02	0.500000E 00	0.197066E-04	0.450000E-01	0.340000E 00	0.42227E-05	0.71408E-05
0.252700E 02	0.500000E 00	0.596786E-04	0.450000E-01	0.260000E 00	0.69933E-06	0.47018E-05
0.246400E 02	0.500000E 00	0.201456E-05	0.450000E-01	0.200000E 00	0.25801E-05	0.90220E-06
0.242600E 02	0.500000E 00	0.213179E-04	0.450000E-01	0.530000E 00	0.96215E-05	0.53109E-05
0.237800E 02	0.500000E 00	0.451146E-04	0.450000E-01	0.390000E 00	0.16949E-05	0.99424E-05
0.229600E 02	0.500000E 00	0.375653E-04	0.450000E-01	0.450000E 00	0.11981E-04	0.10677E-05
0.223600E 02	0.500000E 00	0.319331E-03	0.450000E-01	0.350000E 00	0.37427E-05	0.27692E-04
0.218800E 02	0.500000E 00	0.113306E-03	0.450000E-01	0.200000E 00	-0.68751E-05	0.18142E-04
0.205800E 02	0.500000E 00	0.837647E-04	0.450000E-01	0.360000E 00	-0.91947E-05	0.85591E-05

Table 3. ^{238}U single-level parameters used for calculation and multi-level scattering parameters obtained from the code MXSFIT.

ENERGY	SPIN G	NEUTRON	CAPTURE	TOTAL-U	TOTAL-V
0.217200E 04	0.100000E C1	0.499949E-04	0.246400E-01	0.0	0.0
0.217277E 04	0.100000E C1	0.380000E-02	0.246400E-01	0.0	0.0
0.214595E 04	0.100000E C1	0.749994E-03	0.246400E-01	0.0	0.0
0.212435E 04	0.100000F C1	0.999985E-04	0.246400E-01	0.0	0.0
0.209649E 04	0.100000E C1	0.220126E-03	0.246400E-01	0.0	0.0
0.208863E 04	0.100000F C1	0.299771E-03	0.246400E-01	0.0	0.0
0.203106E 04	0.100000E C1	0.109991E-02	0.246400E-01	0.0	0.0
0.202358E 04	0.100000E C1	0.450002E-02	0.246400E-01	0.0	0.0
0.197465E 04	0.100000E C1	0.105003E-01	0.246400E-01	0.13545E-03	0.29279E-03
0.196866E 04	0.100000E C1	0.129999E-01	0.246400E-01	0.50852E-04	0.78861E-03
0.191710E 04	0.100000E C1	0.499946E-03	0.246400E-01	0.0	0.0
0.190227E 04	0.100000E C1	0.480110E-03	0.121000E-01	0.0	0.0
0.184560E 04	0.100000E C1	0.310053E-03	0.118000E-01	0.0	0.0
0.180826E 04	0.100000F C1	0.400013E-03	0.136000E-01	0.0	0.0

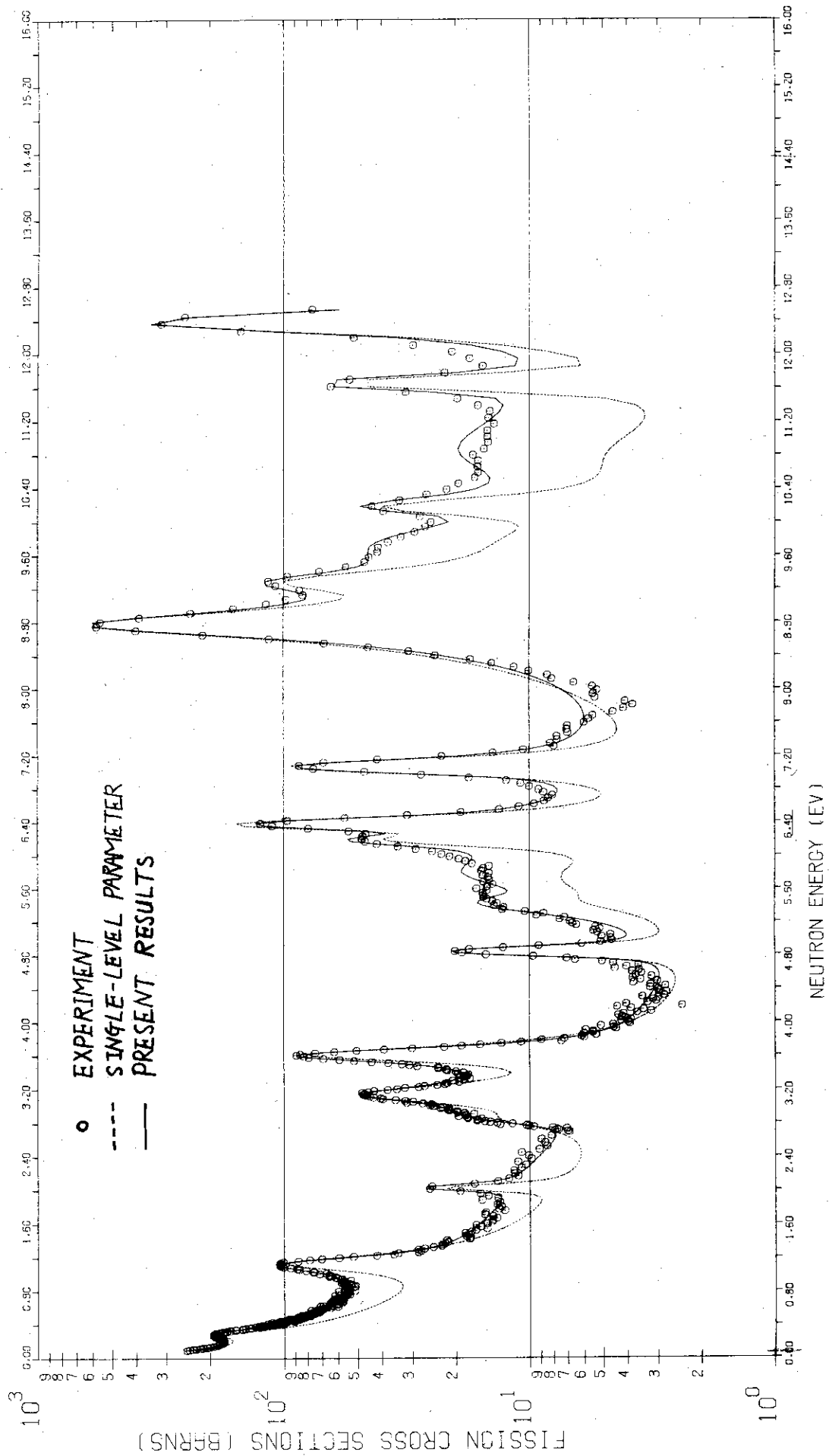


Fig. 1. Fitting results for ^{235}U fission cross sections.

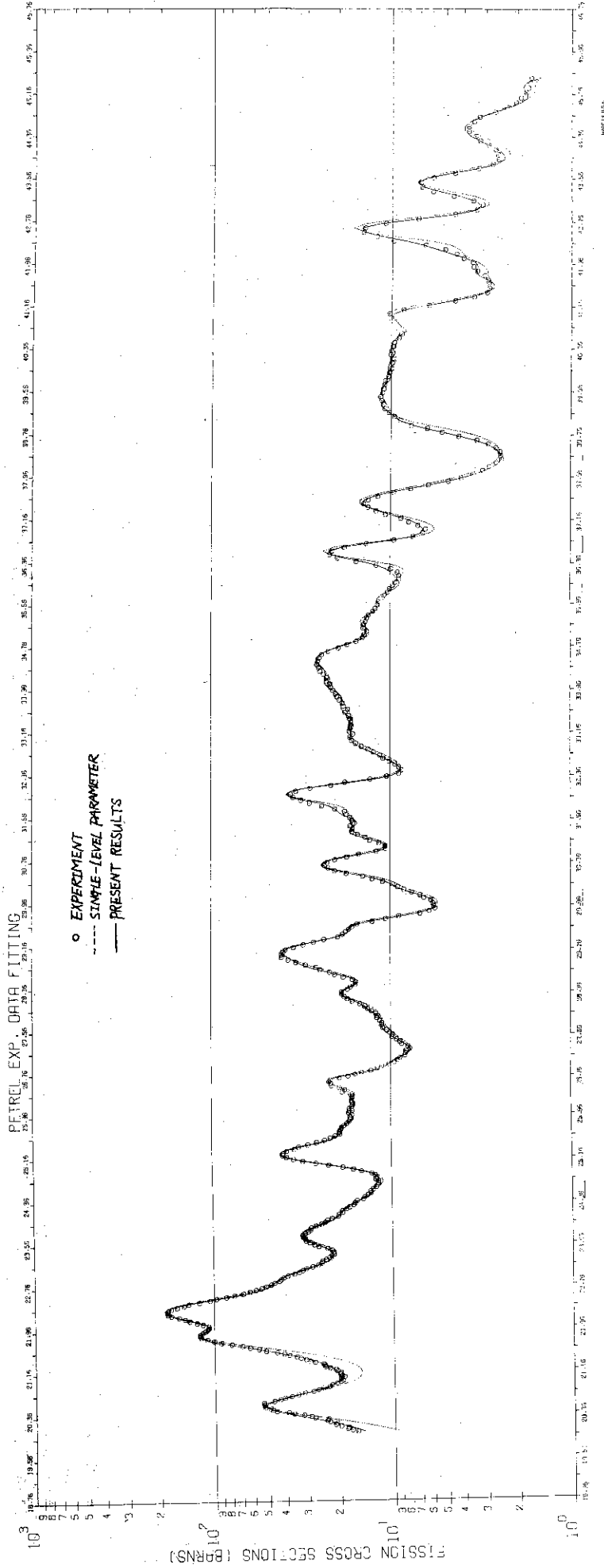


Fig. 2. Fitting results for ²³³U fission cross sections.

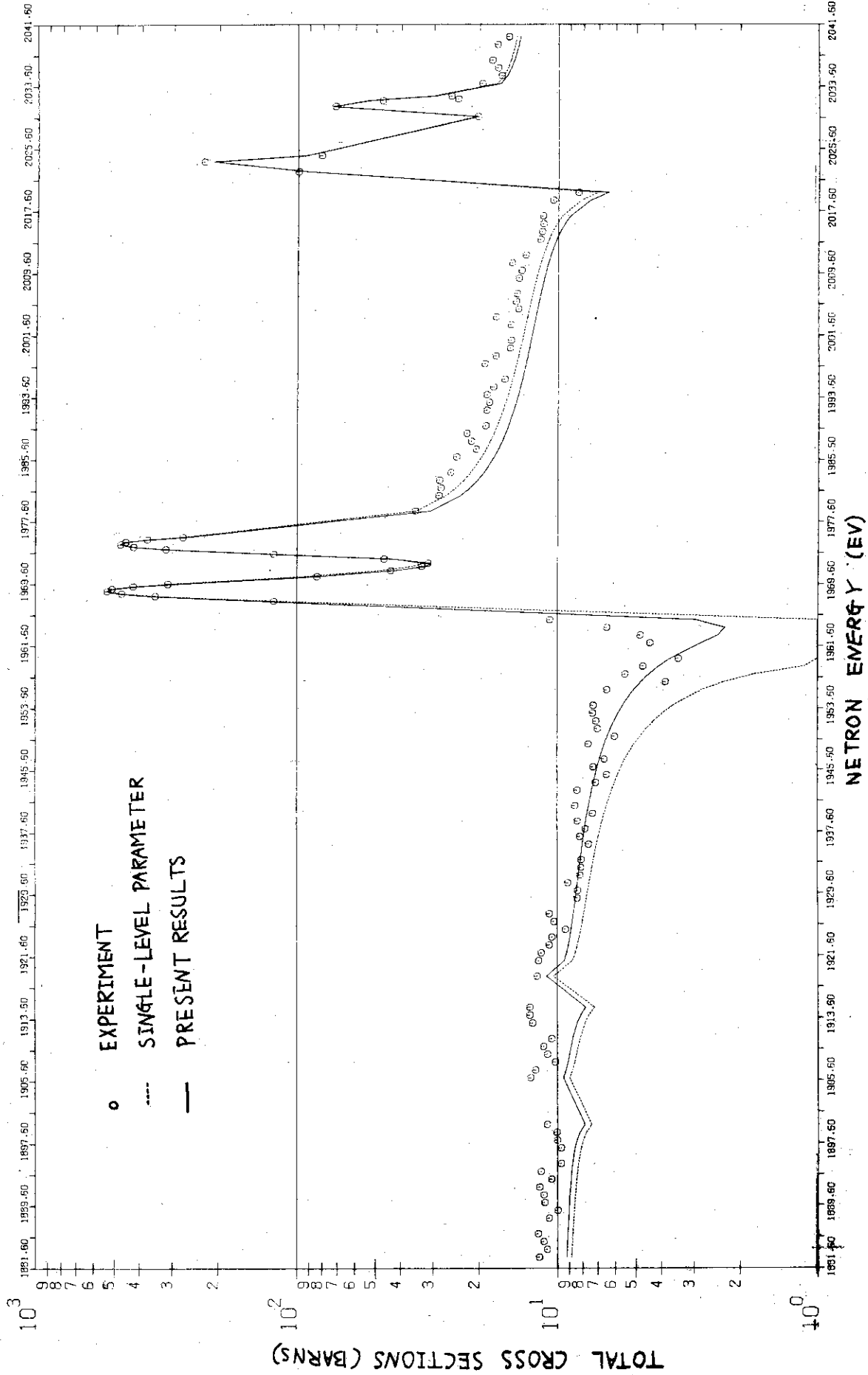


Fig. 3. Fitting results for ^{238}U total cross sections.