

解 説 (I)

## 核反応の統計理論研究の発展と その利用

(原子力データセンター) 五十嵐 信一

### 1. はじめに

昨年(1990)の核データ研究会で、核反応の統計模型のレビューを頼まれ、取り留めの無い話しをした。N氏やO氏からは散散の酷評であり、また、運営委員会などでは原研関係者の話が多すぎるなどの批判もあって、頼まれたこととは言え、浅はかにも引き受けたことを悔やんだものであった。ところが、今回、核データニュース編集委員会から、研究会で行ったレビューでは物足りないから、核データニュースにもう少しまとまった記事を書くべきであるとの強い要請をいただいた。これを引き受ければ恥の上塗りになりかねないので、初めは断わった。しかし、すでに近畿大の大沢さんが、1989年の研究会でレビューされた光学模型ポテンシャルの話をも3回にわたって手際よくまとめて書かれており、これが前例で、研究会で行ったレビューは総て核データニュースの解説記事にすることになったとのことで、断われなくなってしまった次第である。

研究会でのことを反省してみると、話の組立が歴史的な流れを追う形になりすぎたため、お年寄りには退屈であったかと思われる。しかし、統計理論の現代版はあまりにも数学的すぎて、物理のレビューと言うよりも数学的取扱の解説みtainなものになりかねない。そうなのは核データ研究会の話題として適当かどうか、また、数学の解説では私にとっては荷が重すぎることもなる。それで、件の様な組立にした訳である。

ところで、最近の核反応理論には統計的多段階直接反応などのような、一見矛盾を覚える言葉が出てくる。この言葉は、統計的多段階複合核反応と共に、Feshbach 達(FKK)が最初に使ったかと思うが、彼らの論文では、反応が進む各段階間の遷移行列要素の位相関係に統計的仮定を行っているだけのように見える。この意味での統計的仮定は、波動関数の位相が本来任意性を持っていることに由来していて、古くから使われているので、取り立てて統計的という接頭語を使う必要も無いように思えるのだが、どんなものであろう。しかし、FKK以外の多段階核反応理論でも同じ様な言葉を使っているようで、特別な意味があるのかも知れない。ついでながら、ここで言う多段階複合核の複合核も平衡状態にある複合核ではなく、入射粒子を含む全核子系が束縛状態にあることだけを意味している。この様に言葉自体の内容も多様化して、注意して使わないと混乱(カオス)が起こりかねない次第で、時代の変化を覚えざる得ない。

私に課せられた統計理論のレビューには、こう言う意味で、これら多段階反応過程をも含む

べきであったかも知れなかった。何故なら、最近の核反応理論は前平衡過程の核反応に主題があるからであり、非平衡状態の統計もまた統計理論の一部をなすと見てもよいからである。しかし、これもまた大変なことで、私の手に負えることではない。

JENDL-3以降の核データ評価では多段階過程の核反応が重要な役割を担うことは言うまでもない。これらは既に利用されているが、更に多くの場で使われ、また、議論されるであろう。そう言うことを踏まえた上で、JENDL-3までに主役であった平衡状態の統計理論をもう一度振り返り、なお使えるものがあるなら掘り起こすことも無駄ではあるまい。それが私に出来る精一杯のことであった。以下で使う統計や複合核は、特に断わらない限り、平衡状態を前提にしている。

## 2. S-行列2点関数

最近の複合核反応の統計理論で最も顕著な進展はMax-Planck研究所のH. A. Weidenmuellerのグループがハミルトニアン行列要素にガウス型直交集団(GOE)分布則を用いて導いたS-行列2点関数であろう<sup>1,2,3)</sup>。従来の統計理論はHauser-Feshbach理論<sup>4)</sup>を巡る展開であったと言ってよく、突き詰めた言い方をすれば、共鳴パラメータ、または、S-行列パラメータの分布法則を探り出すことに努力が払われてきた。この努力の過程については後で触れるかも知れないが、ここでは先ずS-行列2点関数に触れておくことにする。

複合核反応の断面積は、運動学的な因子を除いて、

$$\sigma_{ab}^{(c)}(E) = \langle |S_{ab}^{(F)}(E)|^2 \rangle, \quad (2.1)$$

で表される。ここで、

$$S_{ab}^{(F)}(E) = S_{ab}(E) - \langle S_{ab}(E) \rangle, \quad (2.2)$$

はS-行列の平均値からのずれ、即ち、揺らぎを表す。S-行列は、入射チャンネルaと反応チャンネルbの間の反応の大きさを表す振幅で、例えばR-行列理論を使って共鳴公式の形に整理すると、

$$S_{ab}(E) = S_{ab}^{(0)} + i \sum_{\lambda}^N \frac{g_{\lambda a} g_{\lambda b}}{E_{\lambda} - \frac{1}{2} i \Gamma_{\lambda} - E}, \quad (2.3)$$

と書ける。平均値は、

$$\langle S_{ab}(E) \rangle = S_{ab}^{(0)} + \frac{\pi}{D} \langle g_{\lambda a} g_{\lambda b} \rangle. \quad (2.4)$$

この平均値は入射エネルギー  $E$  を与えて、それを中心にしたエネルギー区間での平均である。この区間には十分多くの共鳴準位が含まれているとする。このように、共鳴準位が十分多く含まれていて、集団平均が意味を持つ場合には、エルゴードの定理によって、この集団平均の期待値は  $E$  の周りのエネルギー平均に等しい。(2.4) 式の左辺はエネルギー平均、右辺は共鳴準位についての集団平均になっている。この式の計算では共鳴準位の分布は一様で、パラメータ  $g_{\lambda a}$  の位相関係はランダムで、異なる準位間の干渉効果は無いと仮定している。このやり方はかなり理想化した共鳴準位パラメータの採り方であるが、この様な分布則を採用するにはそれなりの理由があることは言うまでもない。しかし、これが唯一の分布則ではないし、またその仮定に問題が無いとは言えない。

S-行列 2 点関数は (2.1) 式を  $S_{ab}^{(F)*}(E_1)$  と  $S_{ab}^{(F)}(E_2)$  の積で表す。この一般化は数学的便宜さのために、核反応断面積は  $E_1 = E_2$  で計算する。2 点関数の呼称はこの一般化のためである。ついであるが、(2.4) 式に対応する平均値はエネルギーの 1 点関数であるから、S-行列 1 点関数と呼んでいる。S-行列の平均値を計算するにはその集団の分布法則が必要であるが、ここで登場するのが G O E の分布則である。この分布則の意味や物理への利用については多くの研究があり、参考文献 5) などに詳しく述べられている。

さきに述べたように、G O E を用いる計算では、系のハミルトニアン  $H$  の行列要素を実数のランダムな変数とし、直交変換に対して不変な分布則、

$$P(H) = \frac{1}{2^{N/2}} \left( \frac{N}{2\pi\eta^2} \right)^{\frac{N(N+1)}{4}} \exp \left\{ -\frac{N}{4\eta^2} \sum_{\mu\nu} H_{\mu\nu}^2 \right\}, \quad (2.5)$$

に従うとする。  $N$  は行列の次元数で、束縛状態 (共鳴準位) の数に相当する。また、その 2 次モーメントは、

$$\overline{H_{\mu\nu} H_{\mu'\nu'}} = \frac{\eta^2}{N} (\delta_{\mu\mu'} S_{\nu\nu'} + \delta_{\mu\nu'} \delta_{\mu'\nu}), \quad (2.6)$$

とする。ここで、 $\eta$  は標準偏差に相当する量である。(2.5) 式は平均値が 0 の周りの分布則である。従って、誤差の分布則に相当すると考えられる。このことは注意しておく必要がある。

G O E 分布則を使って (2.1) 式などを計算するために、S-行列を  $H_{\mu\nu}$  の関数として書き表す。散乱理論を使って S-行列を書き下すと、

$$S_{ab}(E) = S_{ab}^{(0)}(E) - 2\pi i \sum_{\mu\nu} W_{\mu a}(E) (D^{-1})_{\mu\nu} W_{\nu b}(E), \quad (2.7)$$

である。ここで、 $a, b$  は少なくとも 1 核子が連続状態にあるから、その様な状態の波動関数は方程式、

$$(H_{PP} - E) \Psi_a^{(\pm)}(E) = 0 \quad , \quad (2.7 a)$$

を満たす。Pは連続状態への射影演算子、(±)は散乱波が散乱中心に対して外向き(+)か内向き(-)かを示す。波動関数 $\Psi_a^{(\pm)}$ は規格直交関係

$$\langle \Psi_a^{(\pm)}(E) | \Psi_b^{(\pm)}(E') \rangle = \delta_{ab} \delta(E - E') \quad , \quad (2.7 b)$$

を満たし、直接反応過程のS-行列要素 $S_{ab}^{(0)}$ を

$$S_{ab}^{(0)}(E) = \langle \Psi_a^{(-)}(E) | \Psi_b^{(+)}(E) \rangle \quad , \quad (2.7 c)$$

で与える。これに対して束縛状態の状態方程式は、束縛状態への射影演算子Qを使って、

$$(H_{QQ} - E_\mu) \Phi_\mu(E_\mu) = 0 \quad , \quad (2.7 d)$$

で与えられ、連続状態への遷移行列要素を、

$$W_{\mu c}(E) = \langle \Phi_\mu(E_\mu) | H_{QP} | \Psi_c^{(+)}(E) \rangle \quad , \quad (2.7 e)$$

で定義する。この行列要素 $W_{\mu c}$ はGOE分布則(2.5)式には従わない。参考文献1)ではこれを定数として扱っている。

S-行列(2.7)式の中で最も複雑なのは伝達因子 $D^{-1}$ ;

$$D_{\mu\nu} = E \delta_{\mu\nu} - H_{\mu\nu} + i\pi \sum_c W_{\mu c}(E) W_{\nu c}(E) \quad , \quad (2.8)$$

である。この因子は $H_{\mu\nu}$ を含むから、集団平均はこの因子を対象にして計算されると言ってもよい。この計算は大変複雑であるので、詳しくは参考文献1)、3)などを見ていただきたい。ここでは1点関数、即ち、(2.7)式の平均値の計算の触りだけを簡単に述べる。参考文献1)では伝達因子を表すのに対称な補助行列を導入した上で母関数を作り、これを補助行列要素で微分する方法を用いている。この母関数は積分で表示されるが、その積分変数には通常の実数変数と共に反可換なグラスマン数(複素数)を用いる。これに対応して、伝達因子も可換数を変数とする補助行列を持つものと反可換数を変数とする補助行列を持つものが作られ、これらを行列要素とする超行列が用いられる。(2.5)式のGOE分布則はこの母関数に対して適用される。即ち、母関数の集団平均が作られ、これを用いてS-行列の集団平均が計算されることになる。2点関数の計算も同様なやり方であるが、更に複雑である。ここでは結果だけを示すことにする。

先に述べたように、S-行列2点関数は(2.1)式に当たるものであるが、エネルギーE1、E2(複素数)の関数とするなど、拡張された形式になっている。ここでは参考文献2)に従

って以下のように書いておく：

$$\begin{aligned} \langle S_{ab}^{(F)}(E_1) \cdot S_{cd}^{(F)*}(E_2) \rangle &= \frac{1}{8} \int_0^\infty d\lambda_1 \int_0^\infty d\lambda_2 \int_0^1 d\lambda \mu(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) \\ &\times \exp(-ir(\lambda_1 + \lambda_2 + 2\lambda)) \cdot \prod_c \frac{(1 - T_c' \lambda)}{((1 + T_c' \lambda_1)(1 + T_c' \lambda_2))^{1/2}} \\ &\cdot J_{abcd}(\lambda, \lambda_1, \lambda_2), \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、

$$\mu(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) = \frac{\lambda(1-\lambda)|\lambda_1 - \lambda_2|}{(\lambda + \lambda_1)^2(\lambda + \lambda_2)^2(\lambda_1(1+\lambda_1)\lambda_2(1+\lambda_2))^{1/2}}, \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} J_{abcd}(\lambda, \lambda_1, \lambda_2) &= \delta_{ab} \delta_{cd} \langle S_{aa} \rangle \langle S_{cc}^* \rangle T_a T_c \\ &\times \left( \frac{\lambda_1}{1 + T_a \lambda_1} + \frac{\lambda_2}{1 + T_a \lambda_2} + \frac{2\lambda}{1 - T_a \lambda} \right) \cdot \left( \frac{\lambda_1}{1 + T_c \lambda_1} + \frac{\lambda_2}{1 + T_c \lambda_2} + \frac{2\lambda}{1 - T_c \lambda} \right) \\ &+ (\delta_{ac} \delta_{bd} + \delta_{ad} \delta_{bc}) T_a T_b \cdot \left( \frac{\lambda_1(1+\lambda_1)}{(1 + T_a \lambda_1)(1 + T_b \lambda_1)} + \frac{\lambda_2(1+\lambda_2)}{(1 + T_a \lambda_2)(1 + T_b \lambda_2)} \right. \\ &\left. + \frac{2\lambda(1-\lambda)}{(1 - T_a \lambda)(1 - T_b \lambda)} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

上の式に現れている  $T_c$  は粒子の透過係数で、光学模型ポテンシャルを使って計算される。良く知られているように、これは散乱振幅  $\langle S_{cc} \rangle$  と

$$T_c = 1 - |\langle S_{cc} \rangle|^2 \quad (2.12)$$

の関係にある。更に、

$$r = \pi d^{-1} (E_2^* - E_1), \quad \text{Im}(r) < 0, \quad (2.13)$$

$$d = \frac{\pi \eta}{N \Delta_0}, \quad (2.14)$$

$$\Delta_0 = \sqrt{1 - \frac{E^2}{4\eta^2}}, \quad (2.15)$$

である。なお、 $E = (E(1) + E(2))/2$  である。

### 3. S-行列2点関数を使った計算

複合核反応の断面積は(2.1)式を使って計算される。この式をGOE分布則を使って一般的に表したのが(2.9)式である。実際の計算は入射エネルギー $E(=E_1=E_2)$ について行われ、関与する反応チャンネルも入射チャンネルと放出チャンネルの2つである。従って、

(2.9)式を利用するにはこれらの点を整理しておく必要がある。これらを整理し、反応粒子の角度分布を含む計算もできるように書き換えたのが以下の式である。

今、スピン $I_1$ を持った粒子がスピン $I_2$ の標的核に入射して反応が起こり、スピン $I_1'$ の粒子を放出して残留核がスピン $I_2'$ の状態に残るとすると、放出粒子の角度分布はルジャンドル関数 $P_L(\cos\theta)$ で展開して、

$$\frac{d\sigma(\alpha \rightarrow \alpha')}{d\Omega_{\alpha'}} = \frac{1}{k_{\alpha}^2} \frac{1}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \sum_L B_L(\alpha \rightarrow \alpha') P_L(\cos\theta_{\alpha'}) \quad (3.1)$$

で与えられる。ここで、 $\alpha$ や $\alpha'$ は体系の入射状態と終状態を表している。ルジャンドル係数は、

$$\begin{aligned} B_L(\alpha \rightarrow \alpha') &= \frac{1}{16} \int_0^1 dx_0 \int_0^1 dx_1 \int_0^{x_1} dx_2 \\ &\frac{x_0(1-x_0)(x_1-x_2)}{[x_0+(1-x_0)x_1]^2 [x_0+(1-x_0)x_2]^2 (x_1x_2)^{1/2}} \\ &\times \sum_J (2J+1)^2 \sum_{\ell_j \ell_j'} \sum_c \Pi_c^J (1-T_c x_0) \left\{ \frac{(1-x_1)(1-x_2)}{[1-(1-T_c)x_1][1-(1-T_c)x_2]} \right\}^{1/2} \\ &\times \left\{ \delta_{\alpha\alpha'} [Z(\ell_j \ell_j'; I_1 L) W(J_j J_j'; I_2 L)]^2 \cdot (X_{(\alpha_j \ell_j), (\alpha_j' \ell_j')}) \right. \\ &+ Y_{(\alpha_j \ell_j), (\alpha_j' \ell_j')} + (-1)^{I_2 - I_2' + I_1 - I_1'} Z(\ell_j \ell_j; I_1 L) Z(\ell_j' \ell_j'; I_1' L) \\ &\left. \times W(J_j J_j; I_2 L) W(J_j' J_j'; I_2' L) Y_{(\alpha_j \ell_j), (\alpha_j' \ell_j')} \right\} \quad (3.2) \end{aligned}$$

であるが、幾何学的因子を除いた部分が前章の式を整理して書き換えたものである。この中の $X$ や $Y$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned} X_{ab} &= T_a \sqrt{1-T_a} T_b \sqrt{1-T_b} \left( \frac{X_1}{1-(1-T_a)X_1} + \frac{X_2}{1-(1-T_a)X_2} \right. \\ &\left. + \frac{2X_0}{1-T_a X_0} \right) \left( \frac{X_1}{1-(1-T_b)X_1} + \frac{X_2}{1-(1-T_b)X_2} + \frac{2X_0}{1-T_b X_0} \right) \quad (3.3) \end{aligned}$$

$$Y_{ab} = T_a T_b \left[ \frac{X_1}{\{1 - (1 - T_a) X_1\} \{1 - (1 - T_b) X_1\}} + \frac{X_2}{\{1 - (1 - T_a) X_2\} \{1 - (1 - T_b) X_2\}} + \frac{2 X_0 (1 - X_0)}{(1 - T_a X_0) (1 - T_b X_0)} \right] \quad (3.4)$$

(3.3) 式は弾性散乱の時のみ現れる項である。

これらの式と前章の式を比べてみると、前章では(2.14)や(2.15)の $\eta$ を通して、用いたGOE分布の特性が陽に現れていた。しかし、この章の式にはそれが無い。これは、この章の式が特定のGOE分布には依存しない一般的な式であることを意味するもので、注目すべき結果である。

ところで、(3.2)式を計算するには三重積分を実行しなければならない。核データ評価のような多数の核種について広い範囲のエネルギー点での計算が要求される分野では、計算精度と共に計算時間の経済性が極めて重要な要素になっている。従って、この三重積分を含む計算式が実用になるかどうかは計算時間の長短にかかってくる。計算時間の問題は用いる数値計算法にもよるので、いろいろな可能性があるが、私はガウスルジャンドルの数値積分法を試してみた。すぐに気づくことであるが、3個の積分変数のゼロ点は特異点になっている。従って、積分範囲をそれぞれ幾つかに分割して、ゼロ点を含む部分はできるだけ狭く取り、且つ被積分関数の変化にあった区間分割を試みてみた。

角度分布の計算例を図1に示す。この図は $^{56}\text{Fe}$ に1.5 MeVの中性子を当てたときの複合核弾性散乱と残留核が0.846 MeV( $2^+$ )の励起状態に励起した非弾性散乱断面積の角度分布である。GOEとあるのがS-行列2点関数を使った計算で、比較のためにHauser-Feshbach理論(H-F)で計算した結果も示した。H-Fとの比は、複合核弾性散乱では1.6倍、非弾性散乱では2/3倍位になっている。この結果は他の理論の結果とほぼ同じである。しかし、計算時間の方はおよそ30~40倍で<sup>6)</sup>、このままではちょっと使いものにはならない。

図2には $^{238}\text{U}$ の中生子による複合核弾性散乱断面積と非弾性散乱断面積の計算例<sup>7)</sup>を示した。STFとあるのがS-行列2点関数を使った計算で、Moldauerが苦心して求めた共鳴幅の揺らぎの補正因子<sup>8)</sup>を使った計算とH-Fを使った計算も示してある。Moldauerの補正因子を使った結果がS-行列2点関数を使った計算に良く合っているのが注目される。Moldauerの補正因子を使った計算はH-F理論を使った計算の高々1.5倍程度の計算時間で済む。S-行列2点関数が理論的に合理的且つ精密であるならば、彼の補正因子を使った計算は極めて良い近似値を与えるもので、実用に適した計算法と言ってよい。逆に、S-行列2点関数がMoldauerの補正因子を保証していると見ることもでき、近似を安心して使える理論の裏付けを与えることになっている。

#### 4. GOEとカオスについて

これまでの話で、GOE分布則が核反応の統計理論の新しい発展に最も重要な役割を果たしていることを述べた。GOE分布則は、原子核体系のハミルトニアン $H$ の行列要素がランダムな変数であるとして、その行列要素に適用されている。ところで、統計と言うのは対象とする集団から幾つかのサンプルを取り出してきて、その分布や平均値、標準偏差などを調べ、元の集団のおおまか(統計的)な性質を把握することである。核反応の統計理論で対象とする集団は何であったかという、断面積の揺らぎ、更に言えば、共鳴パラメータであった。共鳴パラメータのうち共鳴準位は原子核のエネルギー固有値に当たり、ハミルトニアンとは直接つながる。また、共鳴幅もハミルトニアン $H$ の行列要素から計算されるから、GOE分布則の利用は共鳴パラメータの統計的特性を更に深い立場から把握するものとみることが出来る。

ハミルトニアン $H$ の行列要素がGOE分布にしたがうとするのは、固有値の分布の一意性から、分布関数が直交変換に対して不変であることの要請と、行列要素が平均値を0とする独立なランダム変数であると仮定すること、によるように思われる。この後の仮定については理論的根拠があるかどうか議論があると思われるが、GOE分布を仮定するとうまく説明できることがいろいろあるようである。ランダム行列の創始者であるE. P. Wignerが導いた核反応断面積の隣合う共鳴準位間の間隔の分布(Wigner分布)の再現は特に有名である。同じく、共鳴準位間隔の遠距離相関を示す $\Delta_3$ 分布もうまく再現する。

共鳴準位間隔は体系のエネルギー固有値間の差である。このことを踏まえて、H. A. Weidenmuellerが面白い研究結果を紹介している<sup>9)</sup>、ちょっと触れておきたい。それは一種の思考実験を計算に載せたもので、完全弾性体の材料で作られたビリヤードの台と2個の玉を用意し、台の中央に、これも完全弾性体で作った円柱をおく。いま、2個の玉を台の端から転がし、その軌道を追う。最初はほぼ同じ位置からスタートした玉は円柱や台に衝突しながら転がり、時間の経過と共に離れて行き、複雑な軌道を描く。この時の2個の玉の距離は時間と共に指数関数的に広がる。初期値のわずかな差がその後の軌道の差を指数関数的に広げると言う意味で、この運動はカオス的であると言う。

この古典運動を量子化し、固有値を計算し、それらの最も近い値同士の差の分布を見るのがこの思考実験の目的である。計算は1個の自由粒子の2次元シュレーディンガー方程式を作り、台の端と円柱表面上で波動関数をゼロにおく境界条件の下で解く。古典運動がカオス的であったので、量子化された運動もまたカオス的であろう。従って、求めた結果はそういうカオス系の固有値の間の関係である、と言うことになる。

求めた固有値間の差の分布がWigner分布になっており、また、遠距離相関も $\Delta_3$ 分布になっている、と言うのが結果である。従って、この結果はGOE分布で再現できる。つまり、カオス的な運動の或側面はGOE分布則で表せる、と言うことである。逆に、少なくとも、GOEはカオス的な運動集団の特性を含んでいる、と言うことであろう。特に、固有値の差とか揺ら



ぎ等は、平均値に無関係であるので、良い対象であるようである。

核反応の統計理論に戻ると、G O E分布にしたがうハミルトニアンを基にS-行列2点関数を求めたのであったから、カオス的な体系を扱っていたことになる。これがここで言いたかったことである。

## 5. まとめ

複合核反応理論は、ハミルトニアンの行列要素がG O E分布に従うランダムな変数としてS-行列の平均値からのずれ、即ち揺らぎを導くことにより、大きな進展を見せた。従来の複合核反応理論が共鳴パラメータの分布則を見つけることに苦勞し、幾つもの試みがなされてきたが、G O E分布はそれらに対して一つの結論を与えるものである。G O E分布の意味とか物理体系の統計的性質との関係について若干触れたが、まだまだ未知の部分も多くあるらしい。それらは今後のこととして、知ったつもりのことを厚かましく解説し、また、核データの計算にも使ってみた。

この理論は計算が複雑で、例えば複合核反応断面積は三重積分を計算して求めなければならず、計算時間がかかりすぎる。従って、核データの評価などに用いるには適さない面を持っている。そう言う欠点はあるが、理論的な厳密さ、合理性などから、近似計算に対するチェックの役割には利用できそうである。そう言う点からすると、この理論を基にして、従来の理論を見直し、良い近似になっているものを取り出して利用することを考えるのも一つの行き方かも知れない。

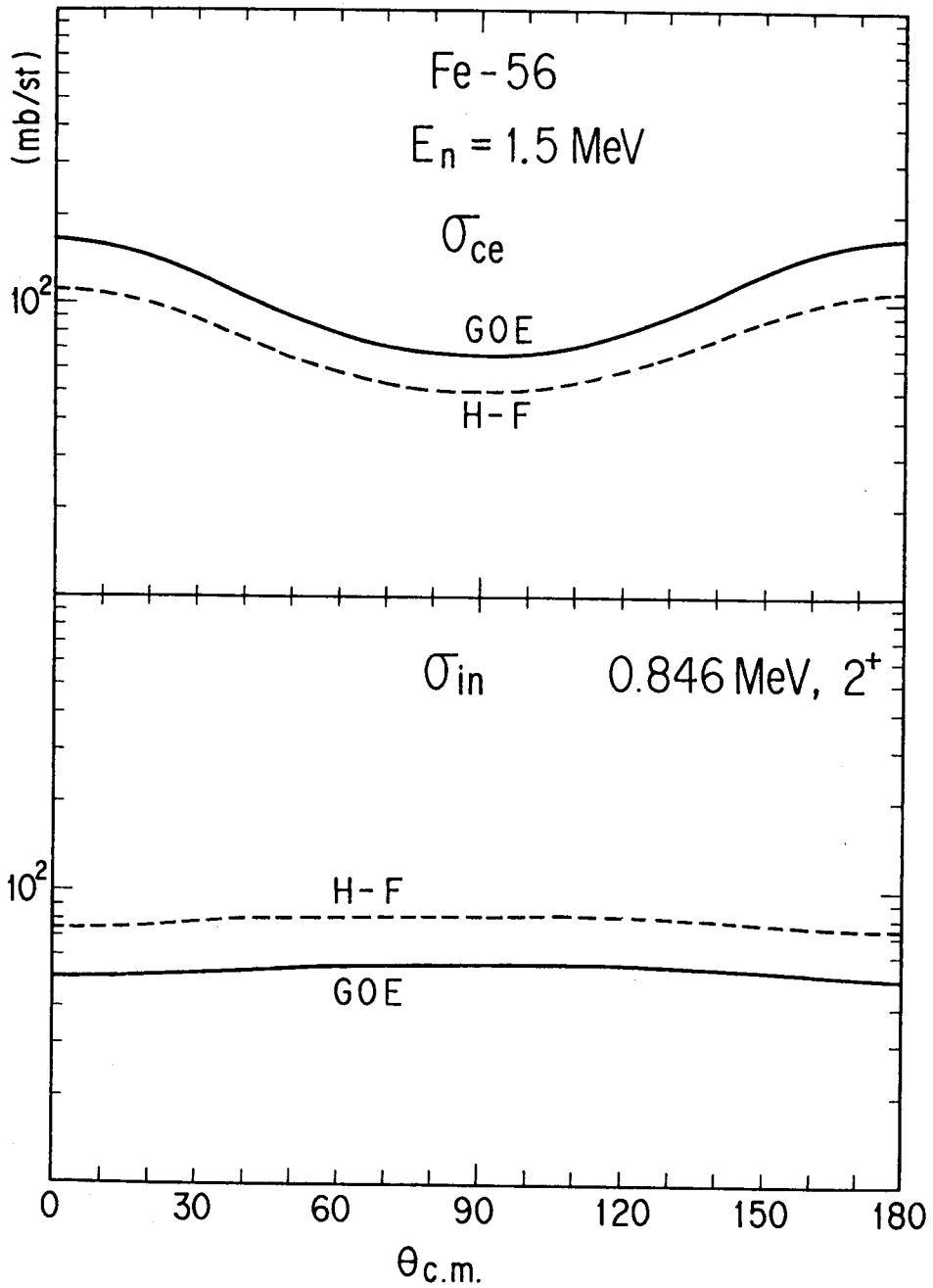


図-1  $^{56}\text{Fe}$  の中性子による複合核弾性散乱断面積の角度分布 (上) と、 $0.846 \text{ MeV} (2^+)$  準位への非弾性散乱断面積の角度分布 (下)。中性子エネルギーは  $1.5 \text{ MeV}$ 。実線が S-行列 2 点関数を用いた計算、点線が Hauser-Feshbach (H-F) による計算。H-F との比は前者が約 1.6 倍、後者が  $2/3$  倍位である。

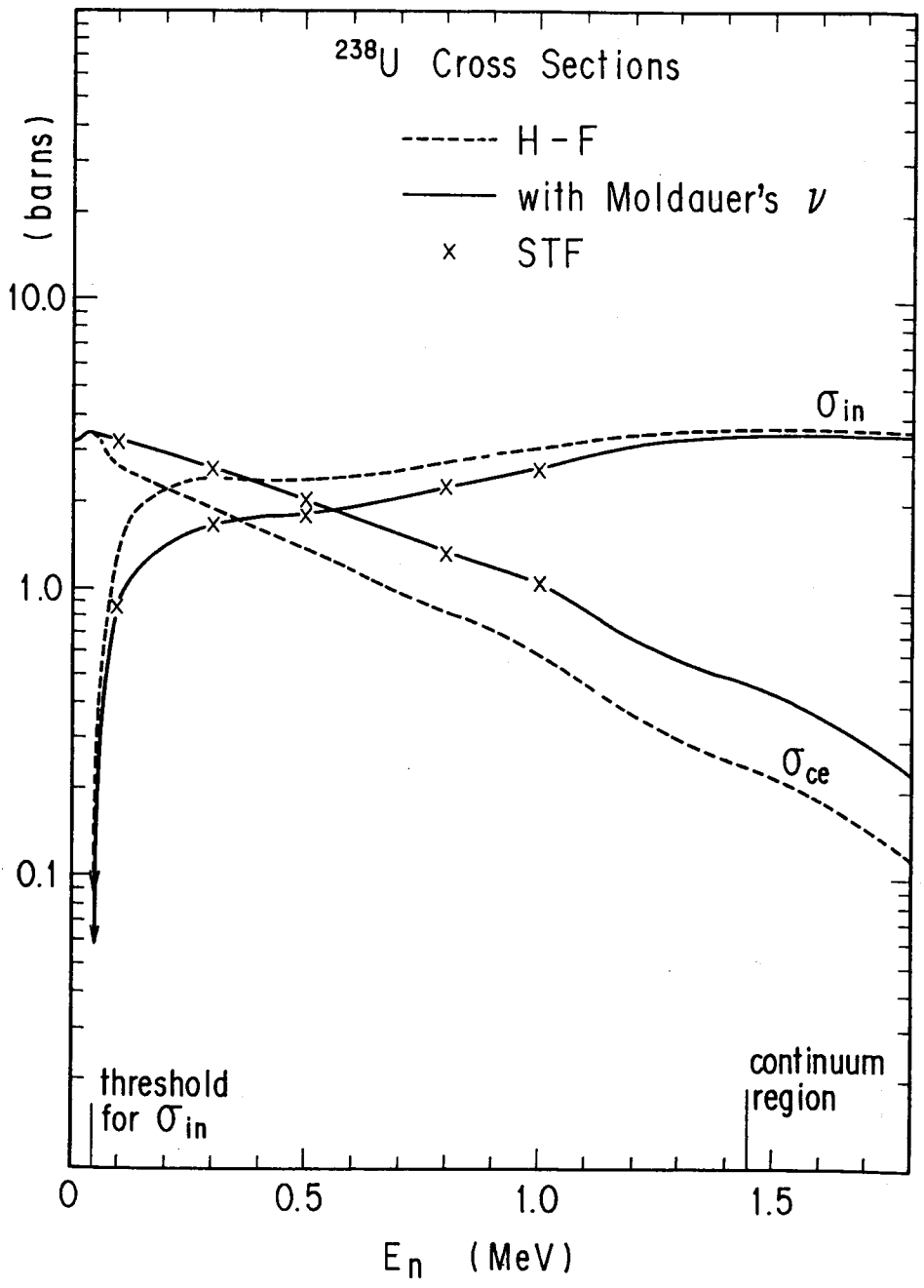


図-2 <sup>238</sup>Uの中性子による複合核弾性散乱断面積 ( $\sigma_{ce}$ ) と非弾性散乱断面積 ( $\sigma_{in}$ )。STFがS-行列2点関数を用いた計算。Moldauerの共鳴幅の揺らぎの補正因子を使った計算とH-Fによる計算を比較のため載せてある。Moldauerの補正因子を使った計算がSTFの良い近似になっていることが分かる。

参考文献

- 1) J. J.M.Verbaarschot, H.A.Weidenmueller, and M.R.Zirnbauer : Phys. Rep. (Phys. Lett. C) 129, 367 (1985)
- 2) J. J.M.Verbaarschot : Ann. Phys. 168, 368 (1986)
- 3) 吉田思郎 : 日本物理学会誌42卷、2号、137 (1987)
- 4) W.Hauser and H.Feshbach : Phys. Rev. 87, 366 (1952)
- 5) T.A.Brody, J.Flores, J.B.French, P.A.Mello, A.Pandey, and S.S.M.Wong : Rev. Mod. Phys. 53, 385, (1981)
- 6) S. Igarasi : "Review of Statistical Models for Nuclear Reactions", JAERI-M 91-032, 76 (1991)
- 7) S. Igarasi : "On Application of the S-Matrix Two-Point Function to Nuclear Data Evaluation" Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Juelich 1991 (to be published)
- 8) H.A.Weidenmueller : "Statistics and the Shell Model" Nuclear Structure 1985, Proc. Niels Bohr Centennial Conf., Copenhagen, 1985, R.Brogia, G.B.Hagemann and B.Herskind (editors), p. 213 (North-holland, 1985)