

解 説 (Ⅱ)

核反応における統計的多段階過程に関する研究の進展(上)

(九州大学総合理工学研究科) 渡辺 幸信

1 はじめに

JENDL 3 以後の核データ活動の1つとして、20MeVから数GeV領域の中高エネルギー核データ評価がある。本稿では、このエネルギー領域において、とくに重要となる核反応過程である『前平衡過程』に着目して、これまでの理論モデルの進展を眺めてみたいと思う。昨年(1991年)11月の核データ研究会で行った筆者の講演「核反応の統計的多段階過程」¹⁾をベースにして話を展開していく予定である。

中高エネルギーにおける原子核反応の特徴の1つは、入射粒子と標的核により形成される複合系が平衡状態に達する前に粒子放出を起こす核反応過程、すなわち前平衡過程が顕著に観測されることである。数十MeV以上の核反応より放出される粒子のエネルギースペクトルを模式的に示すと、図1のようになる。

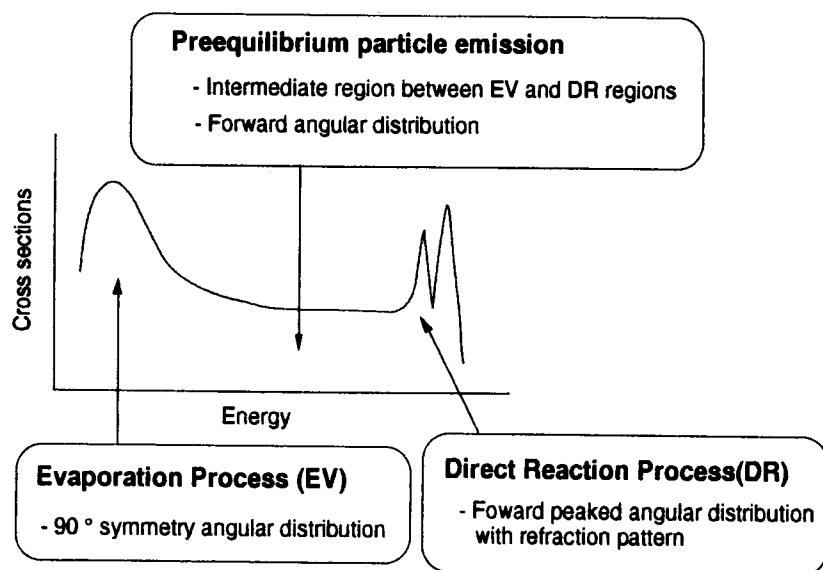


図1 核反応から放出される粒子のエネルギースペクトル

スペクトルの高エネルギー部は、入射粒子が核内核子と1回か2回の衝突で、核外に放出される直接反応過程（反応時間は短い）が支配的な領域である。放出粒子は前方ピークの角分布を示し、残留核の離散的な準位に対応した線スペクトルが観測される。この過程を説明する理論には、光学モデル、歪曲波ボルン近似法や結合チャネル法などを用いた直接反応モデルがある。低エネルギー部の連続領域は、入射粒子が核内核子と多数回衝突を繰り返し、核内に持ち込まれたエネルギーが広く拡散して、複合系が平衡状態に達した後、粒子の放出が起こる複合核過程（蒸発過程）として説明される領域である。衝突回数が多いため反応時間が長く複雑な反応過程である。放出粒子の角分布は重心系で 90° 対称（残留核の励起エネルギーが高い場合、ほぼ等方的な角分布）となる。（なお、これら直接反応過程と複合核過程に関しては、原子力工学者を対象とした五十嵐・原田²⁾による優れた解説がある。）

これら2つの領域の中間に観測される平坦な連続スペクトル領域が、先に述べた前平衡過程が支配的な領域である。放出粒子の角分布はスムーズな前方ピークを示すという特徴をもっている。この過程は、反応の時間スケールからいっても直接反応過程と蒸発過程との中間に位置づけられる。入射エネルギーが高くなればなるほど、前平衡領域の全スペクトルに占める割合が増加する傾向を示し、中高エネルギー核データ評価では重要な反応過程となる。

前平衡過程に対する最初の理論モデルの提案は、1966年に J.J. Griffin³⁾ によりなされた。それ以来、すでに25年の歳月が過ぎ、実験的にも理論的にもこの分野でかなりの進展が見られてきた。^{4,5,6)} 理論の大きな流れは、一般に、半古典的なアプローチと量子力学的アプローチとに分類できる。前者に属する代表的な理論モデルには、励起子モデルやハイブリッドモデルなどがある。これらは、汎用計算コード（GNASHやALICEなど）に組み込まれ、最近の核データ評価に広く応用されている。現状では、計算に含まれる幾つかのパラメータをうまく調節することで実験データをかなりよく再現できるようになってきている。

一方、後者に属する理論では、原理的には核力が与えられれば、直接過程、前平衡過程、複合核過程を量子力学的枠組の中で統一的に取り扱うことができる。このような理論モデルでは、核反応を多段階直接過程と多段階複合核過程とに分けた取り扱いがなされる。非常に多くの固有状態を含んだ終状態や中間状態が関与するため、なんらかの統計的仮定（ランダム位相近似など）が導入されるので、それぞれの過程のあたりに、“統計的”という言葉がつけられて呼ばれることになる。これらの新しいモデルを核データ評価に応用しようとする試みもすでに始まっている。

本稿では、原子核反応の非平衡過程である前平衡過程を含んだ”統計的”多段階過程に着目し、その理論的進展を半古典的なアプローチと量子力学的アプローチという分類に従って整理していきたいと思う。その際、できれば核データ評価への応用という観点から、多少の独断を交えた議論の中で、それぞれのモデルの可能性を探ってみたいと考えている。

2 半古典的前平衡モデル

2-1 半古典的前平衡モデルの歴史の変遷

先に述べたように、Griffinモデル³⁾の提案がなされて以来、様々な前平衡過程のモデルが開発されてきた。まず初めに、半古典的な前平衡モデルの変遷を簡単に振り返ってみよう。

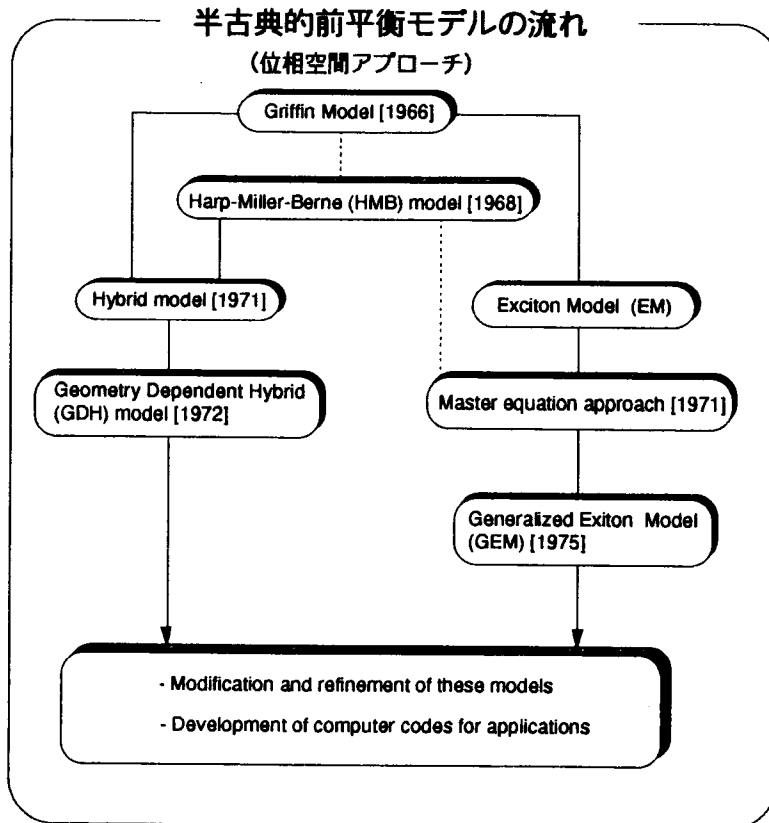


図2 半古典的前平衡モデル（位相空間アプローチ）の歴史の変遷

半古典的なアプローチには、モンテカルロの手法を用いて核内での粒子の軌跡を3次元座標上で追っていく核内カスケードモデル（INCモデル）⁷⁾と、核内での粒子の位置や方向ではなく、エネルギーが粒子と空孔で決まる状態に分配されていく様子を追っていく位相空間アプローチにもとづくモデルがある。

INCモデルでは、核内核子と入射核子との散乱過程を自由な核子核子散乱断面積の実験値で記述する。一般化励起子モデル（GEM）⁸⁾が提案されるまで前平衡領域の角分布を計算できる唯一のモデルであった。その結果は、後方角での過小評価を与え、低入射エネルギー（100MeV以下）ではとくに実験値との再現性がよくない。現在では中高エネルギー（数百MeV以上）でのスポレーション反応の計算に適用されており、中高エネルギー核データ評価において重要なモデルとして位置づけられている。

位相空間アプローチによる前平衡モデルの代表的な系列には、図2に示すように、Griffinモデル-励起子モデル（注：Griffinモデルも含めて励起子モデルと呼ばれる場合がある）系列と、Harp-Miller-Berne（HMB）モデル⁹⁾とGriffinモデルの両モデルのコンセプトを組み合わせたハイブリッドモデル系列とがある。これら両系列に属するモデルとも、核内でのエネルギー移行が核子核子間の2体相互作用で起こり、相互に非干渉な過程であるという共通の仮定がなされている。

まず、HMBモデル⁹⁾について簡単に述べることにする。図3に示すように、このモデルでは、原子核をフェルミガスモデルで記述し、分割されたエネルギービン内に占有される一粒子状態の平均数が核内核子衝突により時間的に変化していく過程（その中で起こる粒子放出過程も考慮される）を1組のBoltzmann-likeな輸送方程式を用いて数値的に解く。核内核子衝突を記述する内部遷移確率は自由な核子核子散乱断面積に基づいて決定される。ただし、前平衡放出粒子の角分布の計算はできない。このモデルは、当初、高エネルギー核反応において、カスケード後の高励起残留核の粒子放出機構の説明に適用されたが、計算の複雑さのためにその後は、以下に述べる励起子モデルとハイブリッドモデルに取って変わられることになる。最近のINCモデル計算でも、カスケード過程の終了後の残留核からの粒子放出過程に前平衡過程を考慮することが行われているが、HMBモデルの当時、すでにその先駆的なアイデア（ただし、モンテカルロ法ではなく

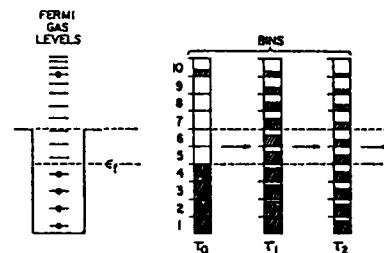


図3 HMBモデルが描く平衡化過程
(文献8)

量子統計的な手法) がみられることは興味深い点である。

以下の節では、核データ評価のなかでもっともポピュラーに使用されている励起子モデルとハイブリッドモデルを取り上げて、半古典的前平衡モデルの物理的描像やその特徴を述べることにする。最近の核データ評価では、連続スペクトルの角分布、すなわち二重微分断面積を計算できるモデルが要求されている現状があるので、角度分布計算が可能となった一般化励起子モデル¹⁾以降の進展も含めて整理してみたい。

2-2 励起子モデル (EM) から一般化励起子モデル (GEM) へ

励起子モデル (以下、EMと略す) によると、原子核の状態は励起エネルギー E と励起子数 n (フェルミ面より上にある粒子数 p と下にある空孔数 h との総和を n とする) で表される。各エネルギービン内の一粒子状態の占有数を時間的に追っていくHMBモデルに対して、このモデルでは、核内での核子間の2体衝突の結果による励起子数の変化のみを追っていくという単純化が導入された結果、HMBモデルにおける計算の繁雑さが取り除かれた。

ここで、図4にもとづき、励起子モデルが描く核子入射反応の場合の前平衡過程を説明しよう。原子核を井戸型ポテンシャルで表している。フェルミエネルギー E_F 以下の斜線部は核内核子が詰まっているものとする。核子間の相互作用は2体相互作用であると仮定する。まず、入射核子が標的核内に入って (a図)、反応の第一段階では、核内核子と相互作用を起こし、その核子をフェルミ面より上にある軌道に励起する。その結果、フェルミ面以下には空孔ができ、(b) 図のように2粒子-1空孔状態 (励起子数 $n=3$) が形成される。この状態から、矢印で示されるように、さらに核内核子と2体相互作用を起こして、新たに $1p-1h$ 対を増やし、 $3p-2h$ のより複雑な状態 (励起子数5) へ遷移するか、あるいは粒子空

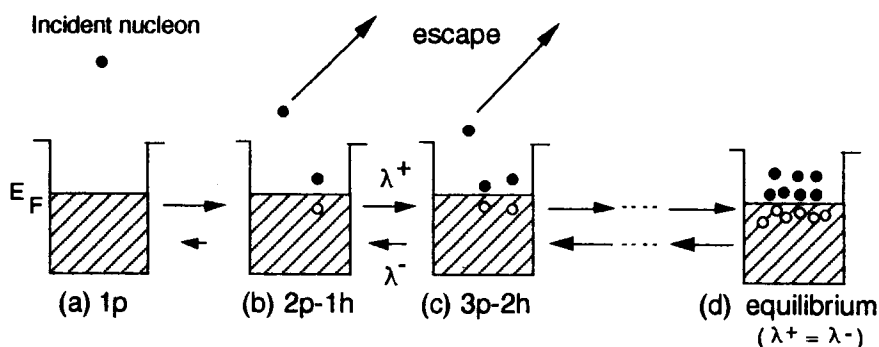


図4 励起子モデルが描く平衡化過程

孔相互作用の結果、対消滅を起こし、1つ前のステージへ遷移する。また、粒子が非束縛状態（散乱状態）にあれば粒子放出も起こる。このような2体相互作用を繰り返すことで、入射核子と標的核で形成された複合系（composite核と呼ばれる）は、時間とともにより複雑な状態（励起子数の大きな状態）を占有することになる。一般に、反応の初期段階では状態がより複雑になる方向、すなわち励起子数が増加する方向への遷移が支配的である。最終的には、この複合系は平衡状態（(d)図、いわゆる複合核状態）に達する。核が平衡状態に達する前に起こる $n \geq 3$ の各励起子状態からの粒子放出を前平衡粒子放出という。

EMの重要な仮定の1つは、励起エネルギーEを同じ励起子数nをもった異なった p-h 配位間に分配するすべての可能な方法は先験的に等確率であるという仮定である。この「先験的等確率」の仮定を導入することにより、内部遷移確率はすべての可能な配位に対して平均化されたものが使われる。この点が次節で述べるハイブリッドモデルと大きく異なる点である。

複合系の時刻 t における励起子数 n の状態の占有確率を $P(n,t)$ とすると、上述の非平衡過程は、以下に示すマスター方程式¹⁰⁾で記述される。

$$\frac{d}{dt}P(n,t) = \sum_m \lambda_{m \rightarrow n} P(m,t) - P(n,t) \left\{ \sum_m \lambda_{n \rightarrow m} + W_n \right\} \quad (2.1)$$

ここで、 $\lambda_{n \rightarrow m}$ は n 励起子状態から m 励起子状態への内部遷移確率、 W_n は n 励起子状態からの粒子放出率を表す。(2-1)式の右辺の第1項は2体相互作用の結果、着目している n 励起子状態へ入ってくる確率の流入を意味し、また第2項は内部遷移かあるいは連続状態への粒子放出による確率の流出を意味する。

$$\tau(n) = \int_0^{\infty} P(n,t) dt \quad (2.2)$$

で定義される n 励起子状態の平均寿命を用いて、放出粒子のエネルギー・スペクトルは、

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_{abs} \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} W_b(n,\varepsilon) \tau(n) \quad (2.3)$$

で表される。ここで、 σ_{abs} は composite 核の形成断面積で、 $W_b(n,\varepsilon)$ は n 励起子状態からエネルギー ε をもった b 粒子の放出率である。 $n=n_0$ （核子入射では $n_0=3$ ）の初期状態から始めて各ステージの成分の非干渉な和として与えられる。

次式で与えられる粒子放出率 W_b が一般によく使われる。この式は、個別つりあいの原理より導出されるが、複合核過程の統計モデルの記述と同様に時間反転過程には逆反応断面積が使われる。即ち、この式を使うことは、各 n ステージは準

熱平衡状態が成立しているという前提があることを意味している。

$$W_b(n, \epsilon) = \frac{2s_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} \mu_b \epsilon \sigma_b^{inv}(\epsilon) \frac{\omega(p - p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} Q_b(n) \quad (2.4)$$

ここで、 s_b 、 μ_b 、 σ_b^{inv} は b 粒子のスピン、換算質量、逆反応断面積である。 p_b は粒子 b 中の核子数、 U と E は残留核および複合核の励起エネルギー。 $Q_b(n)$ は複合核中に b 粒子を見いだす確率に相当する因子¹¹⁾。 ω は状態密度を表し、一般的には以下のような Williams の式¹²⁾が使われる。

$$\omega(p, h, E) = \frac{g(gE)^{p+h-1}}{p! h! (n-1)!} \quad (2.5)$$

ここで、一粒子単位密度 g として $A/13$ (A は質量数) あるいは $6a/\pi^2$ (a は単位密度パラメータ) が使われる。

(2.1) 式の内部遷移率 λ は、フェルミ黄金律より遷移行列要素と終状態の状態密度から計算でき、文献13によると、次式で与えられる。

$$\Delta n = +2 : \lambda^+ = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g^3 E^2}{2(n+1)} \quad (2.6a)$$

$$\Delta n = -2 : \lambda^- = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \frac{g p h (n-1)}{2} \quad (2.6b)$$

$$\Delta n = 0 : \lambda^0 = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g (gE - \frac{1}{2}(p^2 + h^2)) \frac{p(p-1) + h(h-1) + 4ph}{2n} \quad (2.6c)$$

ここで、 $|M|^2$ は残留相互作用行列要素の2乗平均である。平均化された行列要素が導入されるのは、先に述べた先験的等確率の仮定による。 $|M|^2$ として、次のようなパラメータ化された経験式¹⁴⁾がよく用いられる。

$$|M|^2 = K A^{-3} E^{-1} \quad (2.7)$$

ここで、 K は断面積の絶対値を決定する重要なパラメータ (国内の核データコミュニティの中では Kalbach 定数とも呼ばれている) である。このパラメータの入射エネルギー依存性や質量数依存性に関して、筆者ら¹⁵⁾ は陽子入射反応実験にもとづいた調査をおこなっている。

(2.5) 式の状態密度や (2.6) 式の内部遷移率に対して、パウリ排他原理や原子核の有限深さの補正が導入される場合がある。¹⁶⁾ (2.7) 式の K 値は、使用される粒子放出率や内部遷移率の公式に依存する。したがって、個々の論文の K 値を相互に比較する場合はこの点に注意が必要である。

ここで、(2.1)式のマスター方程式の解 $P(n,t)$ とエネルギースペクトル(相対値)の計算結果の1例¹¹⁾を図5に示す。図中の数字は適当な時間単位で測った非平衡過程の経過時間である。時間の増加とともに占有確率 $P(n,t)$ は励起子数の大きな状態を占めるように変化する様子がよくわかる。また、エネルギースペクトルの方は反応の初期には高エネルギー成分が支配的で、時間の経過とともに低エネルギー粒子の放出が増加していき、蒸発過程で放出される場合のスペクトルに近づいていく様子が示されている。

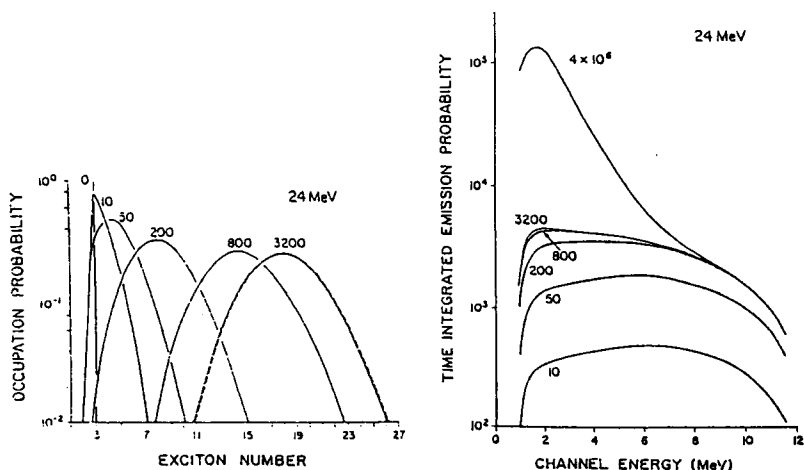


図5 質量数90近傍の composite核で励起エネルギー24 MeVに対するマスター方程式の解と時間積分された放出粒子エネルギースペクトル(文献11)

EMは、1975年 Mantzouranis等⁸⁾により角度分布の計算が可能な一般化励起子モデル(GEM)へ拡張された。GEMでは、複合系の状態は時刻 t における励起子数 n と”速い”粒子(入射方向の記憶のキャリアであり、核内核子との2体衝突後高い運動量を保持している核子)の核内での方向 Ω で記述されるとする。”速い”粒子は核内核子との2体衝突を繰り返すことで、エネルギーを散逸し、また入射方向との相関も失うことになる。 (n, Ω) 状態から粒子放出が起こったとき、放出粒子の方向は Ω と一致すると仮定する。(これを”速い”粒子近似とよぶ)その結果、初めの数回の衝突により粒子の放出がおこるならば、前方ピークの角分布を示すことになる。

この非平衡過程は以下に示す(2.1)式を拡張した一般化マスター方程式で表される。

$$\frac{d}{dt}q(n, \Omega, t) = \sum_m \lambda_{m \rightarrow n} \int d\Omega' G(\Omega, \Omega') q(m, \Omega', t) - q(n, \Omega, t) [W_n + \sum_m \lambda_{n \rightarrow m}] \quad (2.8)$$

ここで、 $q(n, \Omega, t)$ は時刻 t に (n, Ω) 状態を占有する確率である。(2.1) 式との違いは、角度依存の散乱カーネル $G(\Omega, \Omega')$ が内部遷移を表す右辺第1項に導入された点にある。GEMの発表当初は $G(\Omega, \Omega')$ として以下に示す自由な核子核子散乱の式 (CM系で等方散乱) が用いられた。

$$G(\Omega, \Omega') = \frac{d\sigma'}{d\Omega} / \int \frac{d\sigma'}{d\Omega} d\Omega = \frac{\cos \theta}{\pi} \Theta\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad (2.9)$$

ここで、 Θ はヘビサイド関数を表している。

Mantzouranis等⁹⁾は (2.8) 式を数値的に解くことで、次式で与えられる二重微分断面積を求めた。

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} = \alpha \sum_{n=n_0} W_n(\epsilon) \int_0^{T_{eq}} q(n, \Omega, t) dt + \left(\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} \right)_{HF} \quad (2.10)$$

ここで、 α は先に出てきた $|M|^2$ に比例する量で調整可能なパラメータである。 T_{eq} は平衡状態に達するまでの時間を表す。第二項は Hauser-Feshbach理論で計算できる複合核過程の断面積でCM系で 90° 対称の角分布を与える。

その後、吉田¹⁷⁾やAkkermans等¹⁸⁾により行列対角化による一般化マスター方程式の解法が開発され、高速演算処理が可能となった。この手法を簡単に述べると、 $q(n, \Omega, t)$ を次のようにルジャンドル級数展開し、

$$q(n, \Omega, t) = \sum_l \eta_l(n, t) P_l(\cos \theta) \quad (2.11)$$

さらに、(2.8) 式中の $G(\Omega, \Omega')$ を含む積分カーネルを積分演算子と見なし、

$$\int G(\Omega, \Omega') P_l(\cos \theta') d\Omega' = \mu_l P_l(\cos \theta) \quad (2.12)$$

より、固有値 μ_l を定義する。この μ_l に $G(\Omega, \Omega')$ に関する角度の情報は含まれることになる。この結果、(2.8) 式は角度 Ω を含まない $\eta_l(n, t)$ に関するマスター方程式が得られ、(2.1) 式と同様な解法を用いて、最終的な二重微分断面積が次式で与えられることになる。

$$\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega} = \sigma_{abs} \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}} W_b(n, \epsilon) \tau(n, \Omega) \quad (2.13)$$

$$\xi_l(n) = \int_0^{\infty} \eta_l(n, t) dt \quad (2.14)$$

$$\tau(n, \Omega) = \sum_l \xi_l(n) P_l(\cos \theta) \quad (2.15)$$

$\Delta n = \pm 2, 0$ のすべての遷移を考慮し、(2.13) 式で n に関する和をすべての可能な励起子数に対してとることで、前平衡成分と平衡成分（1 粒子放出成分）の両方を同時に求めることが可能である。

$G(\Omega, \Omega')$ に自由な核子核子散乱の式を用いた場合、(2.9) 式より 90° より後方への散乱が禁止されるので、後方角で大きく過小評価を与える結果となる。⁸⁾ そこで、核内での核子核子散乱を記述する Kikuchi-Kawai の式¹⁹⁾ を用いることで、フェルミ運動やパウリ原理を考慮する改良や幾何光学のアナロジーから核表面での屈折の効果が組み込む改良がなされた。^{18, 20, 21)} 筆者等¹⁹⁾ も、文献²¹⁾ にもとづいて、Akkermans 等¹⁸⁾ により開発された PREANG コードの改良を行った。14 MeV (n, n') 散乱二重微分断面積計算に適用した結果の一例を図 6 に示す。後方角の高エネルギー部で過小評価はある程度改善できているが、依然として過小評価の傾向は残っている。また、岩本・原田²³⁾ は“遅い”粒子（着目している“速い”粒子以外の粒子）が粒子-空孔対の形成に寄与する場合を評価したが、“速い”粒子近似の場合に比べ、さらに後方角での収量が減る結果となった。

その後、佐藤等²⁴⁾ は調和振動子ポテンシャル内に束縛されている標的核内核子との散乱過程を取り扱い、核の有限サイズ効果を含んだ散乱カーネル $G(\Omega, \Omega')$ を導出して、GEM の枠内での改良を行い、後方角での過小評価問題の解消を図った。また、De 等²⁵⁾ により、核内核子の運動量分布を核温度 T でのフェルミ分布で置きかえ、高い運動量成分をもった核子の割合を増加させることで後方角

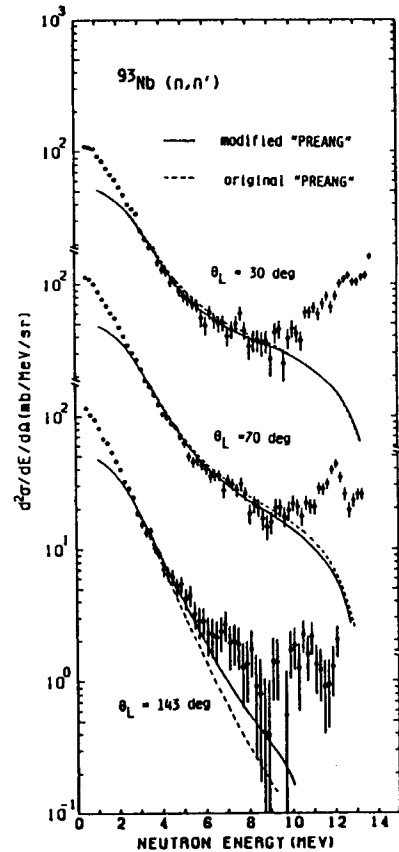


図6 14 MeV 中性子非弾性散乱二重微分断面積の実験値と PREANG コードによる計算値との比較 (文献²²⁾)

での過小評価を改善する試みも行われた。

2-3 ハイブリッドモデルからGDHモデルへ

ハイブリッドモデルは Blann²⁶⁾により提案されたモデルである。前節で述べたEMは内部遷移率に含まれるパラメータを与えなければ断面積の絶対値を計算できない。(相対的なエネルギー・スペクトルは計算可能)一方、HMBモデルでは、自由な核子核子散乱断面積を励起子の内部遷移率に使うことで断面積の絶対値を計算できる。このモデルは、EMとHMBモデルのコンセプトを組み合わせたという意味でハイブリッドモデルと呼ばれる。

ハイブリッドモデルによると、前平衡成分の断面積は次式で与えられる。

$$\frac{d\sigma_b}{d\epsilon} = \sigma_{abs} \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} \left[n X_b \frac{N_n(\epsilon, U)}{N_n(E)} \right] \left[\frac{\lambda_c(\epsilon)}{\lambda_c(\epsilon) + \lambda_+(\epsilon)} \right] D_n \quad (2.15)$$

右辺の第一括弧内は n 個の励起子のうちエネルギー ϵ と $\epsilon + d\epsilon$ の非束縛状態にあるタイプ b 粒子 (中性子か陽子) の数を与える。また第2括弧内は、 n 状態から $n+2$ 状態への内部遷移 (λ_+) と粒子放出 (λ_c) のうち後者が起こる割合を決める。また、 D_n は n 状態まで遷移するなかで粒子放出を受けずに残った割合を示す depletion 因子である。(なお、(2.15)式の記号の詳しい説明は文献27を参照のこと)

前述したように、EMとの大きな違いは λ_+ の計算にある。ハイブリッドモデルでは、個々の粒子のエネルギー ϵ の関数で与えられ、核内核子核子散乱断面積 (Kikuchi-Kawai断面積¹⁹⁾ $\langle \sigma_{KK} \rangle$ や光学ポテンシャルの虚部 W から計算できる核内での平均自由行程 MFP から導出される。

$$\lambda_+(\epsilon) = \frac{v}{MFP} = \sqrt{\frac{2(\epsilon + V)}{m}} / (\rho \langle \sigma_{KK} \rangle) \quad (\text{Kikuchi-Kawai断面積より}) \quad (2.16)$$

$$\lambda_+(\epsilon) = \frac{2W}{\hbar} \quad (\text{光学ポテンシャル虚部より}) \quad (2.17)$$

ここで、 v は核内ポテンシャル V 中での核子の速度、 ρ は核密度、 m は質量である。これらの式を使用すれば、原理的には調整可能なパラメータなしに断面積の絶対値が予言できるが、実験値との一致を得るには平均自由行程 MFP を約2倍大きくする必要がある。一般に、高エネルギー粒子放出は核表面での相互作用により支配的に起こる。核子密度が小さい核表面近傍では MFP が長くなるが、このことが考慮されていないことが原因である。そこで、核の幾何学形状を考慮したハイブリッドモデル (GDHモデル、Geometry-Dependent Hybrid model)²⁸⁾ が提案された。

G D Hモデルでは入口チャンネルの部分波 l について展開された形でエネルギースペクトルが与えられる。

$$\frac{d\sigma_b}{d\varepsilon} = \pi\lambda^2 \sum_{l=0} (2l+1) T_l P_b(l, \varepsilon) \quad (2.18)$$

ここで、 T_l は透過係数、 $P_b(l, \varepsilon)$ は (2.15) 式の和の部分 l で展開した項に相当する。各 l の成分は、衝突パラメータ $R_l = \lambda(l+1/2)$ で決まる標的核の幾何学的位置において反応が進むことに対応し (l の大きな成分ほど核の周辺部での寄与を与える)、その点での核密度を考慮すること (局所密度近似) で位置に依存したフェルミエネルギーとMPFを評価出来る特徴をもつ。この結果、調整可能なパラメータなしに計算できるように改善された。このモデルに基づいた汎用計算コードに中高エネルギー核データ評価への応用が期待される A L I C E コードがある。

さらに Blann等²⁹⁾はこの G D Hモデルを核子入射反応から放出される粒子の前平衡成分の角分布計算に適用した。G E M同様に、フェルミガス中での核子核子散乱は Kikuchi-Kawaiの式¹⁹⁾を用いた散乱カーネルで記述され、多重散乱成分 (励起子数 $n \geq 5$) は1回散乱カーネルの重みつきフォールディングとして計算される。この1回散乱と多重散乱との相対的割合を決めるために G D Hモデルが用いられた。彼等²⁹⁾は、核表面

の屈折やクーロン力による偏向効果を半古典的に考慮したが、先述の G E Mと同様、 $20 \sim 90^\circ$ では実験値との良い一致を示すが、後方角では過小評価を与える結

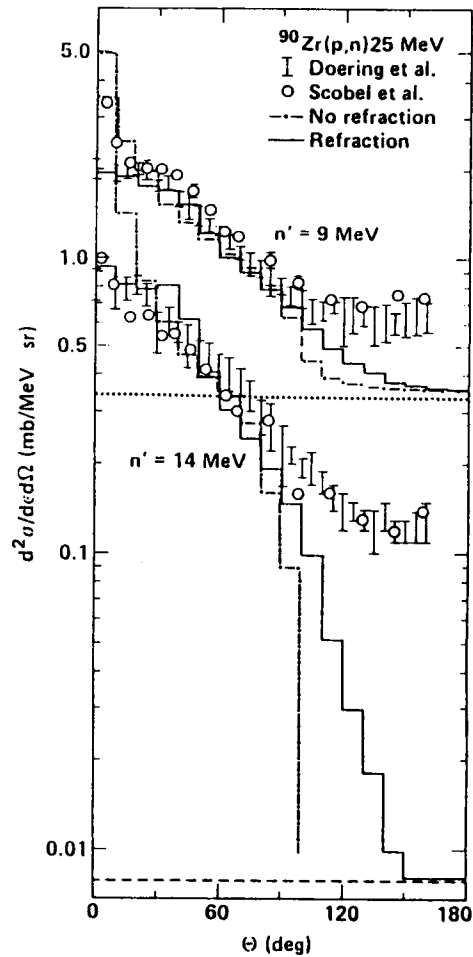


図7 G D Hモデルによる角分布の計算結果 (屈折考慮の有無) と実験値との比較 (文献29)

果となった。図7に計算結果と実験値との比較を示す。

2-4 その他のモデル

励起子モデル (EM) やハイブリッドモデルが発表されて以来、各種実験データの解析を通じて様々な改良がなされ、数多くのモデルが提案されてきた。紙面の都合上、それらすべてをここで網羅するわけにはいかないので代表的なものをいくつか簡単に紹介する。

その後のEMの進展の中で、GruppelaarやAkkermans³⁰⁾はスピン、パリティを導入し、角運動量・パリティの保存を考慮したマスター方程式を提案し、Hauser-Feshbachモデルとの統一化をめざす試みを行った。このモデルでは、離散的準位への遷移も取り扱うことが可能となる。

さらに、原子核を2コンポーネント (陽子と中性子) フェルミガスとして取り扱う励起子モデルが提案された。³¹⁾ この2コンポーネントモデルでは、内部遷移に対して同種核子同志と異種核子同志の相互の違いを考慮できる特徴をもつ。

アイソスピンを考慮したEMも提案され³²⁾、主として陽子入射反応に適用された。十数MeVの陽子入射反応では、複合核のアイソスピン混合が反応の時間スケールの中で起こらなければ、アイソスピン選択則により、 $T > T_0 + 1$ 状態 (T_0 : 複合核基底状態のアイソスピン) からの中性子放出が抑制され、陽子放出が増加する現象が起こる。筆者ら³³⁾が行った12~18MeV(p, p')スペクトルの解析においても、前平衡過程のアイソスピン保存則が重要な役割を果たすことが示された。

半古典的前平衡モデルの枠内で角分布を計算する方法には、上述のGEMやGDHモデルのように“速い”粒子近似の下で核内核子核子散乱カーネルを導入する方法の他に、Hauser-Feshbach理論を一般化して前平衡過程を含むように拡張する方法 (Plyuiko³⁴⁾モデル) がある。入射方向との相関はランダム位相が成立する平衡状態では全く喪失しているが、前平衡過程では一部相関が残って前方ピーク性を有する。Fu³⁵⁾は、後者のモデルに1部修正と簡単化を図ることで、相関の程度を理論的に推定せずに現象論的な重み因子 (パラメータ) を導入して、ランダム位相の場合と完全に相関のある場合の加重和をとる方法を採用し、前方ピークの角分布を計算した。ただし、励起子数3の状態からの粒子放出に対してのみこの方法を適用し、5以上の前平衡成分と平衡成分にはランダム位相を仮定する。このモデルを用いた核データ評価用計算コードにTNGコード³⁵⁾がある。

α 粒子や重陽子・3重陽子などのクラスター放出を取り扱う半古典的前平衡モデルも幾つか提案されている。^{4, 36)} 最近では、岩本・原田³⁷⁾や佐藤等³⁸⁾により提案されたLeading particle近似 (先述の“速い”粒子近似と同じ) のもとでpick-up過程を考慮したクラスター放出モデルが核データ評価にも応用されている。

2-5 まとめ

以上、前平衡過程の半古典的モデルの発展を振り返ってきた。一般に、半古典的モデルはその中に調整可能な幾つかのパラメータを含んでおり、これらを調節することでかなり実験値（とくにエネルギースペクトル）を再現することが可能である。また、多くの実験データの解析を通じて、これらのパラメータの系統性（入射エネルギー依存性や質量数依存性など）が調べられた結果、予言能力も向上しており、核データ評価などの実用面での有用性は実証されたと考えられる。しかしながら、GEMやGDHモデルによる角度分布計算のところで述べたように後方角での過小評価という問題を本質的に抱えている。これに対しては、システマティックスに基づくルジャンドル係数の経験式^{39, 40, 41)}を適用することで実用上は対処できるが、後方角での過小評価の理論的な解決を図るには、波動的性質を考慮できる量子力学的モデルの登場を待たねばならない。次回は、本稿の主テーマである統計的多段階過程に対する量子力学的アプローチを紹介し、半古典的アプローチとの比較を行う予定である。

この章を終わるにあたり、筆者が属する九州大学グループがこれまで行ってきた前平衡過程研究について一言だけふれておく。九州大学グループの前平衡過程研究は、コッククロフト加速器を利用した14 MeV中性子二重微分断面積測定ならびに解析に関する入江等のバイオニア的な仕事に始まり、その後、隈部等の九大タンデム加速器を利用した陽子入射反応実験（筆者もここから参加）へと継承されて現在に至っている。前半の研究成果に関しては文献42に整理されており、後半の陽子入射反応の系統的な研究成果については文献43の解説記事や文献44にまとめられているので、本稿と併せてご一読いただければ幸いである。

参考文献

- 1) Y. Watanabe, *Proc. the 1991 Symposium on Nuclear Data*, JAERI-M 92-027 (1992), p.70
- 2) 五十嵐信一、原田吉之助、日本原子力学会誌 Vol. 22, 213 (1980)
- 3) J.J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* 17, 478 (1966)
- 4) M. Blann, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25, 123 (1975)
- 5) P.E. Hodgson, *Proc. the Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology*, Mito, Japan, Ed. S. Igarashi (SAIKON PUBLISHING Co. Ltd., 1988) p.655.
- 6) B. Strohmaier (Ed.), *Proc. a Specialists' Meeting on Preequilibrium Nuclear Reactions*, Semmering, Austria, 10-12, February, 1988, NEANDC-245, "U"
- 7) K. Chen, G. Friedlander, G. Harp and J. Miller, *Phys. Rev. C* 4, 2234 (1971); H. Bertini, G. Harp and F. Bertrand, *Phys. Rev. C* 10, 2472 (1974)

- 8) G. Mantzouranis, H.A. Weidenmüller and D. Agassi, *Z. Phys. A* **276**, 145 (1976)
- 9) G.D. Harp, J.M. Miller and B.J. Berne, *Phys. Rev.* **165**, 1166 (1968)
- 10) C.K. Cline and M. Blann, *Nucl. Phys. A* **172**, 225 (1971)
- 11) C. Kalbach, *Z. Phys. A* **283**, 401 (1977)
- 12) F.C. Williams, *Phys. Lett.* **B31**, 184 (1970)
- 13) P. Obložinský, I. Ribanský and E. Běták, *Nucl. Phys. A* **226**, 347 (1974)
- 14) C. Kalbach, *Z. Phys. A* **210**, 593 (1973)
- 15) Y. Watanabe, K. Kodaka, Y. Kubo, N. Koori, M. Eriguchi, M. Hanada, and I. Kumabe, *Z. Phys. A-Atomic Nuclei* **336**, 63 (1990)
- 16) E. Betak and J. Dobes, *Z. Phys. A* **279**, 319 (1976); C. Kalbach, *Z. Phys. A* **283**, 401 (1977)
- 17) S. Yoshida, *Proc. IPCR Symp. on Macroscopic Feature of Heavy-Ion Collision and Preequilibrium Process*, Hakone, 359 (1977)
- 18) J.M. Akkermans, H. Gruppelaar and G. Reffo, *Phys. Rev. C* **22**, 73 (1980)
- 19) K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear Matter and Nuclear Reactions*, (North Holland, Amsterdam), 33 (1965)
- 20) S. Ziyang, W. Shunuan, Z. Jingshang and Z. Yizhong, *Z. Phys. A* **305**, 61 (1982)
- 21) C. Costa, H. Gruppelaar and J.M. Akkermans, *Phys. Rev. C* **28**, 587 (1983)
- 22) Y. Watanabe, M. Hyakutake and I. Kumabe, *Tech. Rep. Kyushu Univ.* **59**, 469 (1986)
- 23) A. Iwamoto and K. Harada, *Nucl. Phys. A* **419**, 772 (1984)
- 24) K. Sato, *Phys. Rev. C* **32**, 647 (1985)
- 25) A. De, S. Ray and S.K. Ghosh, *J. Phys. G* **11**, L79 (1985)
- 26) M. Blann, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 337 (1971)
- 27) M. Blann and H.K. Vonach, *Phys. Rev. C* **28**, 1475 (1983)
- 28) M. Blann, *Nucl. Phys. A* **213**, 570 (1973)
- 29) M. Blann, W. Scobel and E. Plechaty, *Phys. Rev. C* **30**, 1493 (1984)
- 30) H. Gruppelaar, *Proc. the IAEA Consultants Meeting on Nuclear Data for Structural Materials*, Vienna (1983), INDC(NDS)-152/L, 58 (1984)
J. M. Akkermans and H. Gruppelaar, *Proc. a Specialists' Meeting on Preequilibrium Nuclear Reactions*, Semmering, Austria, 10-12, February, 1988, NEANDC-245, "U"
- 31) S.K. Gupta, *Z. Phys. A* **303**, 329 (1983); J. Dobeš and E. Běták, *Z. Phys. A* **310**, 329 (1983); C. Kalbach, *Phys. Rev. C* **33**, 816 (1986)
- 32) C. Kalbach-Cline, J.R. Huizenga, and H.K. Vonach, *Nucl. Phys. A* **222**, 405 (1974);
C. Kalbach, S.M. Grimes and C. Wong, *Z. Phys. A* **275**, 175 (1975)

- 33) Y. Watanabe, I. Kumabe, M. Hyakutake, N. Koori, K. Ogawa, K. Orito, K. Akagi, and N. Oda, *Phys. Rev. C* **36**, 1325 (1987)
- 34) V. A. Plyuiko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **27**, 623 (1978)
- 35) C.Y. Fu, *Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross-Sections for Technology*, NBS-Sp 594, 757 (1979); Brookhaven Report BNL-NCS-51245, Vol. 2, 675 (1980); *Nucl. Scie and Eng.* **100**, 61 (1988)
- 36) H. Machner, *Phys. Lett.* **86B**, 129 (1979)
- 37) A. Iwamoto and K. Harada, *Phys. Rev. C* **26**, 1821 (1982)
- 38) K. Sato, A. Iwamoto and K. Harada, *Phys. Rev. C* **28**, 1527 (1983)
- 39) C. Kalbach and F.M. Mann, *Phys. Rev. C* **23**, 112 (1981)
- 40) C. Kalbach, *Phys. Rev. C* **37**, 2350 (1988)
- 41) I. Kumabe, Y. Watanabe, Y. Nohtomi and M. Hanada, *Nucl. Scie and Eng.* **104**, 280 (1990)
- 42) 的場 優、渡辺幸信、原子核研究 Vol. **36**, No.6, 3 (1992)
- 43) 隈部 功、渡辺幸信、日本原子力学会誌 Vol. **33**, No.1, 45 (1991)
- 44) Y. Watanabe, N. Koori, M. Hyakutake and I. Kumabe, *Proc. the XXth Int. Symp. on Nuclear Physics, Nuclear Reaction Mechanism*, Germany, Ed. D. Seeliger and H. Kalka (World Scientific, 1991) p.103