

解 説 (I)

核反応の光学ポテンシャル研究の進歩(中)

(近畿大・原研) 大澤 孝明

In order to obtain physical ideas without adopting a theory, we must make ourselves familiar with the existence of analogies.

— James Clerk Maxwell

5. 領域別光学ポテンシャル——“Shell-by-shell” approach

すでにMoldauerポテンシャル¹³⁾に関連して言及したように、OMPパラメータは核構造と強い関連をもっており、したがって構造の大きな変化はパラメータの変化として現われる。単一粒子準位構造が大きく変化する魔法数の近傍の核はいうまでもなく、魔法数から離れた希土類や重核のような変形核の場合にも、変形に起因するパラメータの特有の変動がみられる。そうであれば、個別的な核種別OMPと一般的なグローバルOMPの中間に、性質の類似した一群の核種に対して適用できる“領域別OMP”が存在することが期待できる。この方向の研究はこれまで、筆者の知る限りでは、1 p殻領域、2 s-1 d殻領域、8 2 N殻領域、およびアクチニド核種領域について行なわれている。(図5)

(a) 1 p殻領域

これは $6 < A < 16$ の範囲の核種に対応する。このような軽核に対してOMPが適用できるかという原理的な問題はあるが、経験的にはこの領域の核による陽子散乱データはOMPで記述できることが知られている。²⁵⁾ Votavaら²⁶⁾も、1 p殻領域核の変形効果はSOMPのパラメータを適宜に選択することによりmaskできると報告している。

DaveとGould²⁷⁾は、⁶Li, ⁷Li, ⁹Be, ¹⁰B, ¹¹B, ¹²C, ¹³C, ¹⁴N, ¹⁶Oの中性子微分弾性散乱断面積データを求め、つぎに上記9核種に共通する領域別OMPを求めた。得られた領域別OMPパラメータは次のとおりである ($\eta = (N-Z)/A$) :

$$\begin{aligned} V_R &= 45.14 - 0.020E - 23.48\eta \\ W_D &= 11.32 + 0.237E - 16.08\eta \\ V_{so} &= 5.5 \\ r_R &= 1.508 - 0.0133A, & a_R &= 0.5 \\ r_D &= 1.353, & a_D &= 0.200 \\ r_{so} &= 1.15, & a_{so} &= 0.5 \end{aligned} \tag{8}$$

このポテンシャルの実数部と虚数部の核子1個当りの体積積分値 J/A と核半径の平均2

乗根 $\langle R^2 \rangle^{1/2}$ の値をJeukenneら²⁸⁾の理論値と比べると、実数部の一致は比較的よいが、虚数部については系統的なずれがある。 V_R と W_D のエネルギー依存項の符号は理論と一致しているが、絶対値は理論値より小さい。

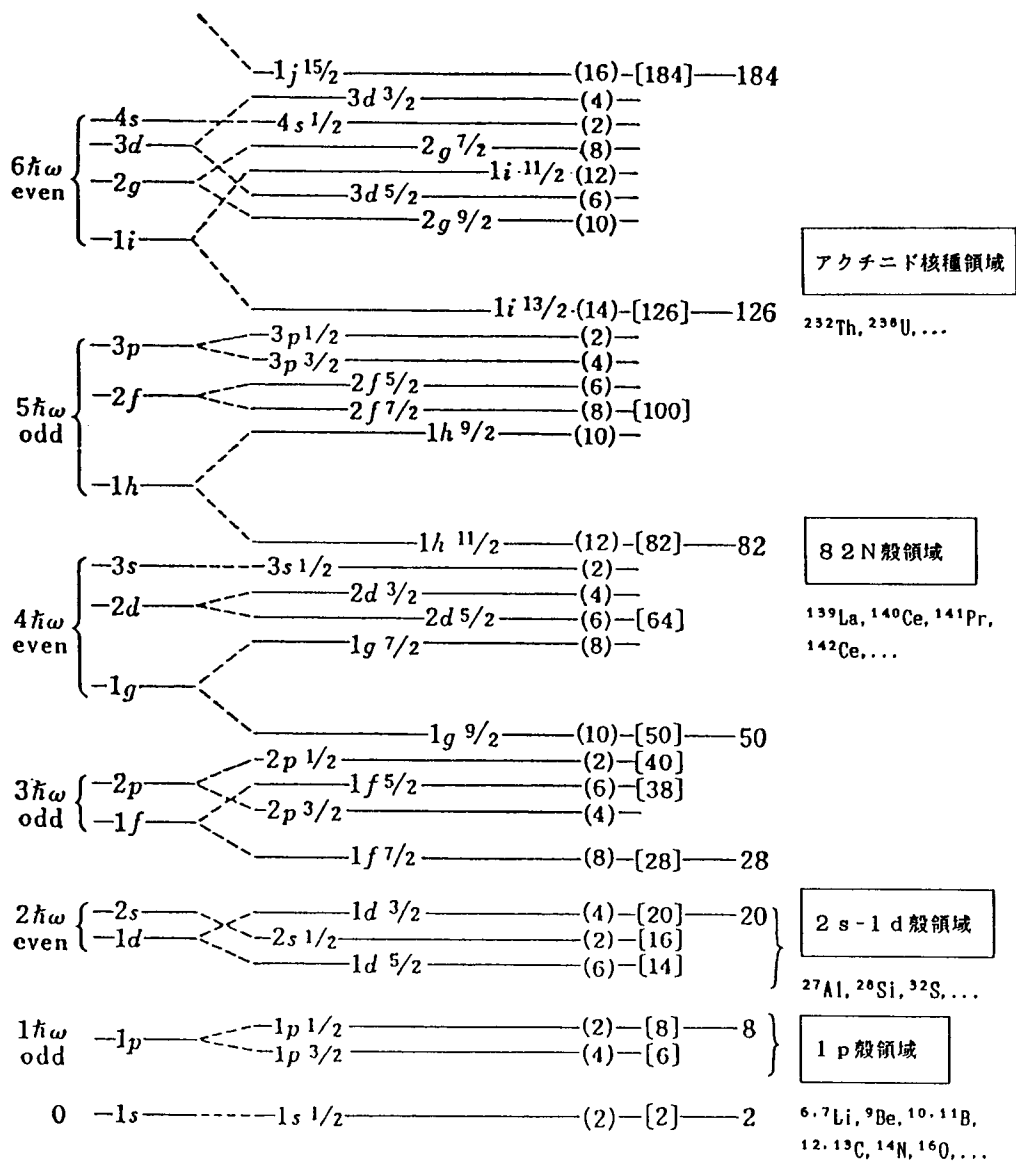


図5. 原子核の殻構造と領域別光学ポテンシャル

(b) 2s - 1d 殻領域

^{27}Al , ^{28}Si , ^{32}S の 14~40MeV 中性子に対する微分弾性散乱断面積の解析がごく最近 Martin²²⁾ により行なわれた。前章で言及した Rapaport²¹⁾ のグローバル OMP ではデータが十分良好に記述できないことが分かったので、Martin はこれを出発点として、まず核種ごとの OMP を定め、つぎに、これに基づいて 2s - 1d 殻領域の OMP を決めた。その値は次のとおりである：

$$\begin{aligned} V_R &= (52.6 \pm 2.6) - (0.26 \pm 0.03)E - (17.6 \pm 3.5)\eta \\ W_D &= (10.1 \pm 0.5) - (0.15 \pm 0.02)E - (15.7 \pm 2.7)\eta \\ W_V &= (-2.9 \pm 0.3) + (0.2 \pm 0.02)E \\ V_{so} &= 5.7 \pm 0.7 \\ r_R &= 1.18 \pm 0.08, & a_R &= 0.66 \pm 0.07 \\ r_D &= r_V = 1.28 \pm 0.19, & a_D = a_V &= 0.55 \pm 0.07 \\ r_{so} &= 1.00 \pm 0.01, & a_{so} &= 0.41 \pm 0.08 \end{aligned} \quad (9)$$

(c) 82N 殻領域

Phillips ら²⁹⁾ は、 $A=140$ 前後の 4 核種 ^{139}La , ^{140}Ce , ^{141}Pr , ^{142}Ce (このうち ^{142}Ce 以外は 82N 閉殻構造をもつ) につき、中性子エネルギー 5~50MeV の範囲の全断面積を測定し、これらに対する OMP を決定した。(このポテンシャルの虚数部表面項はガウス型であることに注意。これは、多数の核種の 14MeV での全断面積を解析した Dukarevich³⁰⁾ と同一の関数形を採用したことによる。) パラメータのエネルギー依存性は ^{140}Ce の全断面積を広いエネルギー範囲にわたって再現しうるように決められた。最終的な OMP セットは次のとおりである：

$$\begin{aligned} V_R &= 49.4 - 0.32E - (17.0 \pm 0.111E)\eta & (E < 25 \text{ MeV}) \\ &= 45.88 - 0.159E - (15.58 - 0.054E)\eta & (E > 25 \text{ MeV}) \\ W_D &= 7.456 + 1.4E - 26\eta & (E < 5 \text{ MeV}) \\ &= 16.32[1 - \exp(-E/2.3)] - 26\eta & (E > 5 \text{ MeV}) \\ V_{so} &= \text{not given in the paper} \\ r_R = r_G = r_{so} &= 1.26, & a_R = a_{so} &= 0.7 \\ b &= 1.0 \end{aligned} \quad (10)$$

(d) アクチニド核種領域

アクチニド核種は基底変形しており、集団運動単位の直接励起による非弾性散乱が無視できない効果をもつため、厳密に扱うには CC 計算が必要である。しかし、DWBA 計算などをおこなう際には SOMP も使うので近似的 SOMP を求めておくことも有用である。

Madland と Young³¹⁾ は 10keV~10MeV の中性子に対するアクチニド核種の領域別 OMP を導

いた。最初SOMPから出発して、それを3段階の最適化の過程を経ることにより、近似的なSOMPを求めた。その過程で、 ^{238}U に対してSOMとCCモデルによる反復計算を行うことにより、実数部深さ V_R と虚数部パラメータの積 W_{DaD} についてのスケーリング変換式として次式を見いだした：

$$V_R(\text{CC})/V_R(\text{SOM}) \simeq 1.025 \quad (11a)$$

$$W_{\text{DaD}}(\text{CC})/W_{\text{DaD}}(\text{SOM}) \simeq 0.705 \quad (11b)$$

CCとSOMでは特に虚数部の強さに大きな違いがある。これは次のように解釈できる。すなわち、変形核をSOMで扱おうとする場合、低い集団運動状態との結合の効果は虚数部を大きくすることにより近似的に表すことができる。一方、CCモデルにおいてはこの結合は別個に厳密に扱われており、その効果を実効的に虚数部に押し込める必要はなくなる。したがって、その分だけ虚数部は小さくなるのである。

以上4例を示したが、領域別OMPの研究は近年始まったばかりであって、(i)限られた殻領域に対する結果しか知られていない、(ii)同一殻内の他の核種についての検証が不十分である、(iii)得られたOMPの特徴の理論的解釈が行われていない、などの問題点はあるが、これはむしろ今後の課題の所在を示しているものと考えべきであろう。

6. 非局所性および等価局所ポテンシャル

核子は点粒子ではなく広がりをもった存在であるから、それが作り、あるいは感じる場も本来、時空の1点の関数としては十分に記述できない。すなわち空間的・時間的な非局所性をもつ。ここではさしあたり空間的非局所性について述べる。

ポテンシャルの非局所性は数学的には、波動関数に作用するつぎのような積分演算子で表される：

$$U \chi(\vec{r}) = \int U(\vec{r}, \vec{r}') \chi(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (12)$$

ここに、カーネル $U(\vec{r}, \vec{r}')$ は、対称性 $[U(\vec{r}, \vec{r}') = U(\vec{r}', \vec{r})]$ を有する r, r', θ [\vec{r} と \vec{r}' の間の角]の関数であり、多重極展開ができることを利用すると、部分波カーネルは次式で与えられる。

$$g_l(r, r') = 2\pi r r' \int U(\vec{r}, \vec{r}') P_l(\cos \theta) d(\cos \theta) \quad (13)$$

一般には、 $U(\vec{r}, \vec{r}')$ は重心座標 $\vec{p} = (\vec{r} + \vec{r}')/2$ 依存部と相対座標 $\vec{s} = \vec{r} - \vec{r}'$ 依存部に変数分離できるとしたPerey-Buck型¹⁶⁾の現象論的非局所ポテンシャル(3)式が使われることが多

い。

しかし、非局所ポテンシャルを使った計算は繁雑になるため、非局所性の効果を実効的に取り込んだ等価な局所ポテンシャルを作る試みが行われてきた。* 非局所ポテンシャルとは運動量依存性をもったポテンシャルであり、これは現象論的には深さパラメータのエネルギー依存性として現れることはすぐ後に項目Bで述べる。

*<注> 通常、局所ポテンシャルに含まれているスピン・軌道項は、核表面での核物質密度分布の勾配 $\nabla\rho$ と粒子の運動量 \vec{p} およびスピン \vec{s} に依存し、 $(\nabla\rho \times \vec{p}) \cdot \vec{s}$ に比例する項であり、定義からすればこれも非局所ポテンシャルの一種ではあるが、これはここで議論する非局所性とは意味合いを異にするので、特別扱いはしない。

さて、「等価」ポテンシャルの「等価」とはどのような意味であろうか。この意味を押さえておかないと応用上においても不都合を生じかねない。束縛状態の場合は、結合エネルギーが等しくなるものを等価ポテンシャルというが、散乱問題の場合は、通常、非局所ポテンシャルと同じ弾性散乱断面積——いい換えると、核半径の外側で同じ波動関数——を生成するような局所ポテンシャルをさす。それではその等価ポテンシャルはどのように見出されるか。

A. Trivially Equivalent Local Potential (TELP)¹²⁾

非局所ポテンシャルを含むSchroedinger方程式は

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] \chi_\ell(r) = \int g_\ell(r, r') \chi_\ell(r') dr' \quad (14)$$

と書ける。ここで ℓ 番目の部分波に対する等価局所ポテンシャルを

$$U_\ell^{\text{TELP}}(r) = \int g_\ell(r, r') \chi_\ell(r') dr' / \chi_\ell(r) \quad (15)$$

で定義すれば、これは非局所ポテンシャルの場合と厳密に同等な解をもつことは明白である。しかし、このようなtrivialな局所ポテンシャル(TELP)は実用的でない。それはつぎの理由による。

- i) TELPは r の滑らかな関数ではない。(15)式の分母の $\chi_\ell(r)$ に零点があれば $U_\ell^{\text{TELP}}(r)$ はそこで特異点をもつことになる。 $r=0$ で $\chi_\ell(r)$ は必ず零にならねばならないから $U_\ell^{\text{TELP}}(r)$ は原点で非正則な関数になる。
- ii) TELPは部分波ごとに異なった関数になる。
- iii) TELPは複雑な入射エネルギー依存性を持ち、しかもそれは部分波ごとに異なる。

このような特異な振舞いを示す関数は、取扱いに不便をきたすことは明かである。

B. 近似的等価局所ポテンシャル(AELP)

われわれが望むのは、できるだけ単純な関数で表現され、しかもよい近似で同等とみなしうるような波動関数を生成するポテンシャルである。これをAELP(Approximately Equivalent Local Potential)という。むろん、厳密解 $\chi^{(NL)}(r)$ と近似解 $\chi^{(L)}(r)$ は同一ではありえないから、両者は補正関数 $F(r)$ を用いて次のように表されるものとする：

$$\chi^{(NL)}(r) = F(r) \chi^{(L)}(r) \quad (16)$$

ここで漸近解に関する条件から、 $r \rightarrow \infty$ のとき $F(r) \rightarrow 1$ である。Perey-Buck¹⁶⁾は、非局所ポテンシャル $V(r, r')$ を(3)、(4)式のように2つの部分に分離できるとすると、エネルギー E において、角度分布を再現するという意味でほぼ等価な局所ポテンシャルは、次式で与えられることを示した。

$$U^{(NL)}(r) = U^{(L)}(r) \exp \left[\frac{\mu \beta^2}{2\hbar^2} [E - U^{(L)}(r)] \right] \quad (17)$$

すなわち、近似的等価局所ポテンシャルは、非局所性を消去した結果として陽のエネルギー依存性をもつ。*

*<注> OMPのエネルギー依存性には、非局所性に由来するもの(spurious energy dependence)と、核物質が分散性媒質であることに由来するもの(dynamic energy dependence)とがある。(第7章参照)

また、非局所性が運動量依存性を意味することは、より簡単には、波動関数 $\chi(r')$ の点 r の近傍の点 r' におけるTaylor展開

$$\chi(r') = \chi(r) + (r' - r) \cdot \text{grad} \chi(r) + \dots$$

においてgradientが現れることから推測がつく。ただし、実際には k ではなく k^2 に依存することは、これからすぐには分からない。

ここで注意すべきは、等価性の定義により、AELPで生成された波動関数は核半径外では厳密解のよい近似にはなっていない、核内部では必ずしもよい近似であるとは限らないことである。補正関数 $F(r)$ は、局所エネルギー近似では

$$F(r) = \left[1 + \frac{\partial U^{(L)}}{\partial E} \right]^{-1/2} \quad (18)$$

と表されるが、 $r < R$ では $\text{Re}F(r) \sim 0.85$ であることが知られている(これを"Perey effect"という)。すなわち、核内部でのAELP解は過大評価になっている。これはDWBA計

算において核内部波動関数からの寄与が大きい場合には断面積の過大評価をもたらすことを意味する。重粒子の場合は核表面近くでの吸収が強いので核内部での波動関数は小さいが、透過力の強い核子や軽粒子の場合は波動関数は核内部でも減衰しないため、この影響が顕著に現われやすい。図6³²⁾にそのような一例を示す。

直接非弾性散乱断面積を求める際に、歪曲ポテンシャルとして等価局所OMPを用いたDWBA計算値を遷移確率データで規格化して定めた値が、しばしば実験値と食い違いを示すことの一因もこの点にあるのかもしれない。

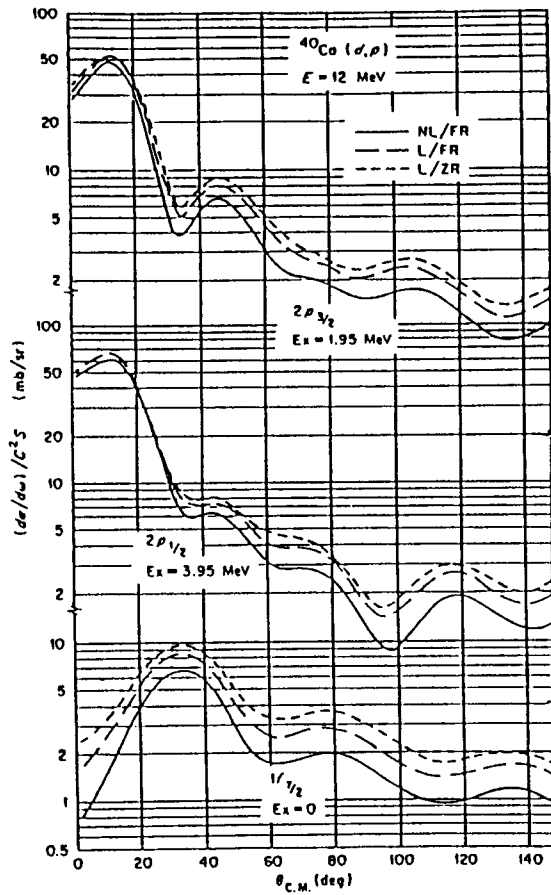


図6. 歪曲ポテンシャルとして局所OMPを使用した場合(L)と非局所OMPを使用した場合(NL)の比較。事例は12MeVにおける $^{40}\text{Ca}(d, p)$ 反応。有限レンジ(FR)とゼロレンジ近似(ZR)の場合の結果も示してある。³²⁾

より一般的な言い方をすれば、非局所OMPとエネルギー殻上(*on the energy shell*)*で等価な(弾性散乱データをうまく再現する)局所OMPは、エネルギー殻外(*off the energy shell*)でも等価であるとは限らず、波動関数までが等しいわけではない。“Perey effect”はそのひとつの現れである。いわば、非局所OMPを局所OMPに変換する際に元の情報の一部が失われているのであって、このことを念頭に置いておく必要がある。

*〈注〉 自由2体散乱ではエネルギーが保存されなければならないので

$$k^2\hbar^2/2\mu = E = k'^2\hbar^2/2\mu$$

を満たすような散乱行列要素しか現われない。これを“on the energy shell”という。しかし、多体問題(他核子の影響のもとでの核子-核子散乱)では、他核子による運動量の吸収があるから注目している2核子間にはエネルギー、運動量の保存則は必ずしも成り立たない。多体問題の特徴は、中間状態(virtual state)としてこのような“off the energy shell”の行列要素が理論の中に入ってくることである。

7. 分散性媒質としての核物質

従来はOMPの実数部と虚数部は独立であるとして扱われてきた。しかし、実際には両者は分散関係式により結びつけられている。このことは理論上の興味にとどまらず、応用上も大きな意味をもつことが明らかになり、最近この方面の研究が急速に進展しつつある。

ここでは分散関係式の意味と応用を述べるに先だて、その前提となる事実についてふれておく。

A. 光学モデルの多重散乱解釈

光学ポテンシャルによる散乱は理論的にどのように解釈できるかについての研究が進められてきた。それは、大きく2つの流れに分けられる。一つは、Serber³³⁾に始まりWatsonら³⁴⁾によって発展させられた多重散乱解釈であり、もう一つはLane, Thomas, Wigner⁷⁾による複合核に基づく中間結合解釈である。ここでは前者について概略を述べる。

Serber³³⁾は、核子-核散乱は第0次近似として入射粒子と束縛されていないA個の自由核子との衝突のように扱うことができると考えた。Watsonら³⁴⁾はこのアイデアを発展させて、核子-核散乱を入射粒子と個々の核内核子との散乱の重ね合わせとして理解する方法への道をひらいた。

Lippmann-Schwinger方程式から出発すると、粒子a (a = 1, 2, . . . A) に対する波動行列 $\Omega_a^{(+)}$ は

$$\Omega_a^{(+)} = 1 + \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} \sum_{b \neq a} t_b \Omega_b^{(+)} \quad (19)$$

と表される。ここに $H_0 = H_A + K_0$ は入射チャンネルの Hamiltonian、 K_0 は入射粒子の運動エネルギー、 t_b は t 行列である。この式は、粒子 a に対する '入射波' は a 以外の他のすべての粒子 b による散乱波の重ね合わせであることを意味する。全系の波動行列は

$$\Omega^{(+)} = 1 + \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} \sum_a t_a \Omega_a^{(+)} \quad (20)$$

と表され、これは全波動関数はすべての粒子による無限回の多重散乱の重ね合わせで与えられることを示す。

B. 光学ポテンシャルの非局所性と分散性

光学ポテンシャルのような 1 体ポテンシャルによる記述が成立する根拠は何か、また、その 1 体ポテンシャルはいかなる性質をもつか、という問題の理論的説明は、Feshbach³⁵⁾ の "unified theory" により行われた。(この理論が "unified theory" とよばれるのは、①複合核波動関数とチャンネル波動関数の overlap の符号が土いずれも同じ確率で現れる、②エネルギー準位がランダムに分布している、という 2 つの「統計仮説」により、光学ポテンシャルの存在と核反応の統計理論の両方の基礎づけが行えることにもとづく。)

全波動関数 Ψ は、 A 個の粒子系の固有関数 $\{\phi_i\}$ による展開の形に書ける：

$$\Psi = \sum_i \phi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) u_i(\vec{r}_0) \quad (21)$$

ここに $i=0$ の場合が (基底状態系 + エネルギー E の入射粒子) に相当する。Schroedinger 方程式を

$$H\Psi = E\Psi \quad : \text{全系} \quad (22a)$$

$$H = H_A(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) + T_0 + V(\vec{r}_0, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \quad (22b)$$

$$H_A \phi_i = \epsilon_i \phi_i \quad : A \text{ 粒子系} \quad (22c)$$

$$V_{ij}(\vec{r}_0) = (\phi_i, V \phi_j) : \text{結合ポテンシャル} \quad (23)$$

と書くと、振幅 u_i に対する結合方程式はつぎのように書き表わされる。

$$(T_0 + V_{1j} + \epsilon_1 - E) u_1 = - \sum_{i \neq j} V_{1j} u_j \quad (24)$$

これは多粒子系に関する連立方程式である。これから、標的核が基底状態の場合 ($i=0$) の振幅 u_0 のみに関する非結合方程式を抽出するために、 u_0 以外の u_i をまとめて

$$\vec{\Phi} = (u_1, u_2, \dots)^t \quad (25)$$

と表示し、上の結合方程式(24)を書き直すと

$$(T_0 + V_{00} - E) u_0 = - \vec{V}_0 \vec{\Phi} \quad (26a)$$

$$(\vec{H} - E) \vec{\Phi} = - \vec{V}_0^+ u_0 \quad (26b)$$

となる。方程式(26b)の形式解は

$$\vec{\Phi} = \frac{1}{E^{(+)} - \vec{H}} \vec{V}_0^+ u_0 \quad (27a)$$

$$E^{(+)} = E + i\eta, \quad \eta \rightarrow 0^+ \quad (27b)$$

である。 $+i\eta$ ($\eta \rightarrow 0^+$) は出口チャンネルに外向き波のみが存在することを表す。(27a)式を(26a)式に代入して Φ を消去すると、 u_0 に関する非結合方程式が得られる：

$$[T_0 + V_{00} + V_0 \frac{1}{E^{(+)} - \vec{H}} V_0^+ - E] u_0 = 0 \quad (28)$$

この式の中に現れる

$$\vec{V} = \vec{V}_0 \frac{1}{E^{(+)} - \vec{H}} \vec{V}_0^+ \quad (29)$$

を「一般化光学ポテンシャル」という。これは入射チャンネルにおける入射粒子と標的核との相互作用が一つの実効的ポテンシャルで記述できることを示す。 $E^{(+)}$ が複素数であるからこのポテンシャルは一般に複素数であることが知られる。

つぎに、より具体的な表式を得るために逆演算子の部分を H のスペクトル

$$\vec{H} \vec{\Phi}_n = \epsilon_n \vec{\Phi}_n \quad : \text{離散スペクトル} \quad (30a)$$

$$\vec{H} \vec{\Phi}(\epsilon', \alpha) = \epsilon' \vec{\Phi}(\epsilon', \alpha) \quad : \text{連続スペクトル} (\epsilon' > \epsilon_1) \quad (30b)$$

で表示すると次式を得る（(30a)式の離散状態は、励起標的核の場に束縛された核子を表わす。また、 α はエネルギー ϵ' をもつ種々の状態を表す）。

$$\tilde{V} = V_{00} + \sum_n \frac{\bar{V}_0 | \bar{\Phi}_n \rangle \langle \bar{\Phi}_n | \bar{V}_0^+}{E - \epsilon_n} + \int d\alpha \int_{\epsilon_1}^{\infty} d\epsilon' \frac{\bar{V}_0 | \bar{\Phi}(\epsilon', \alpha) \rangle \langle \bar{\Phi}(\epsilon', \alpha) | \bar{V}_0^+}{E^{(+)} - \epsilon'} \quad (31)$$

この式の第1項はHartree-Fockポテンシャルに相当し、第2項は離散項、第3項は連続項である。第2、第3項は消去されたチャンネルを中間状態とするvirtual excitationの効果を表わす。 \tilde{V} を次のように u_0 に作用させてみると、非局所性の定義式(12)と同じ形式になることから、 V は一般に非局所ポテンシャルであることが分かる。

$$\begin{aligned} \sum_n \frac{\bar{V}_0 | \bar{\Phi}_n \rangle \langle \bar{\Phi}_n | \bar{V}_0^+ | u_0 \rangle}{E - \epsilon_n} &= \sum_n \sum_{J, J_0} \frac{V_{01} u_1^{(n)}(r_0) \int [u_J^{(n)}(\vec{r}')]^* V_{J_0} u_0(\vec{r}') d\vec{r}'}{E - \epsilon_n} \\ &= \int K(\vec{r}_0 | \vec{r}') u_0(\vec{r}') d\vec{r}' \end{aligned} \quad (32)$$

\tilde{V} を実数部と虚数部に分けて書くとつぎのようになる。

$$\text{Re } \tilde{V} = V_{00} + \sum_n \frac{\bar{V}_0 | \bar{\Phi}_n \rangle \langle \bar{\Phi}_n | \bar{V}_0^+}{E - \epsilon_n} + P \int \frac{d\epsilon'}{E - \epsilon'} \int d\alpha \bar{V}_0 | \bar{\Phi}(\epsilon', \alpha) \rangle \langle \bar{\Phi}(\epsilon', \alpha) | \bar{V}_0^+ \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \text{Im } \tilde{V} &= -\pi \int d\alpha \bar{V}_0 | \bar{\Phi}(E, \alpha) \rangle \langle \bar{\Phi}(E, \alpha) | \bar{V}_0^+ && \text{if } E > \epsilon_1 \\ &= 0 && \text{if } E < \epsilon_1 \end{aligned} \quad (34)$$

積分の前の P はCauchyの主値を表す。 $\text{Re } \tilde{V}$ は $E = \epsilon_n$ に極をもち、 $E > \epsilon_1$ に切断をもつ。(33)、(34)式から \tilde{V} の実数部と虚数部の間につぎの分散関係式が成り立つことがわかる。

$$\text{Re } \tilde{V}(E) = V_{00} + \sum_n \frac{\bar{V}_0 | \bar{\Phi}_n \rangle \langle \bar{\Phi}_n | \bar{V}_0^+}{E - \epsilon_n} - \frac{1}{\pi} P \int_{\epsilon_1}^{\infty} \frac{\text{Im } \tilde{V}(\epsilon')}{E - \epsilon'} d\epsilon' \quad (35)$$

無限の核物質の場合には右辺第2項の離散項はなくなる。

上の式は一般化光学ポテンシャルの実数部と虚数部は独立ではないことを意味する。光学ポテンシャルについてこのことを示したのは、筆者の知る限りでは、Feshbach³⁵⁾が最初である。*

*<注> 上式は入射粒子と標的核内粒子の同種性を無視して導かれたが、Feshbach³⁶⁾はのちにPauli排他原理を考慮しても本質的に同型の関係式が成り立つことを示した。また、上ではFeshbachの第I論文³⁵⁾に従い、行列形式による展開を行なった(実はこの方がわかりやすい)が、Feshbachは第II論文³⁶⁾以降では射影演算子による一般化を行なった。それによると(28)式に相当する方程式の実効Hamiltonianは次のように表わされる:

$$H = H_{PP} + H_{PQ} \frac{1}{E^{(+)} - H_{QQ}} H_{QP}$$

ここにPは全波動関数をモデル空間(model space)へ射影する演算子、Qは消去チャンネルへの射影演算子であり、 $PHQ = H_{PQ}$ などの略記法を使用した。この式の第2項はQチャンネルを消去した代償として出現する項であって、P空間の状態がQ空間の状態を中間状態として結合されることを表わしている。この場合、中間状態が閉じたチャンネルであればこれはvirtual transitionであるから、エネルギー保存則は満たされなくてよい。もしQ空間の中に開いたチャンネルが含まれていれば、P空間のチャンネルからQ空間の開いたチャンネルへの確率束の喪失が起こる。これを表わすのがOMPの虚数部である。この事情を簡単に図式化して表わしたのが図7である。

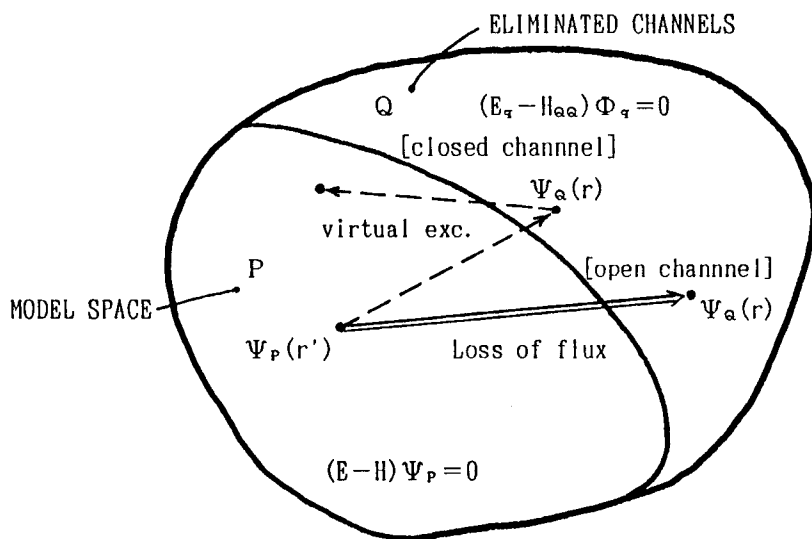


図7. モデル空間 (P) と消去チャンネル (Q) との関係

(31)式から明らかなように、一般化光学ポテンシャルはエネルギー依存性をもつ。これは核物質が分散性媒質*であることに基づく固有のエネルギー依存性である。すなわち、OMPのエネルギー依存性には、核物質の分散性によるものと、非局所性によるものがある。両者がそれぞれの程度寄与しているかについては、Feshbach³⁷⁾ およびPassatore³⁸⁾の研究がある。

*<注> 光学において屈折率（すなわち媒質中での伝播速度）が振動数（すなわちエネルギー）に依存する物質を分散性媒質という。空気は音波に対して非分散的であるが、通常の物質は光に対して分散媒質である。(35)式を分散関係式と呼ぶのは積分の形が、屈折率 n と振動数 ω との関係式

$$n^2 = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0} \sum_i \frac{N_i / m_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}$$

(e : 誘電率、 N_i : 振動子 i の密度、 ω_{0i} : 固有振動数、 m_i : 振動子 i の質量) に似ていることに基づくアナロジーである。

(つづく)

参 考 文 献

- 25) B. A. Watson, P. P. Singh and R. E. Segel, Phys. Rev. 182, 977 (1969)
 26) H. J. Votava, T. B. Clegg, E. J. Ludwig and W. T. Thompson, Nucl. Phys. A204, 529 (1973)
 27) J. H. Dave and C. R. Gould, Phys. Rev. C28, 2212 (1983)
 28) J. P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Rev. C16, 80 (1977)
 29) T. W. Phillips, H. S. Camarda and R. M. White, *Proc. Symp. on Neutron Cross Sections from 10 to 50 MeV* (1980) p. 769
 30) Yu. V. Dukarevich, A. N. Dyumin and D. K. Kaminker, Nucl. Phys. A92, 433 (1969)
 31) D. G. Madland and P. G. Young, *Proc. Conf. on Nuclear Physics and Nuclear Data*, Harwell, (1979) p. 349
 32) K. K. Seth, J. Picard and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A140, 577 (1970)
 33) R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947)
 34) K. M. Watson, Phys. Rev. 89, 575 (1953);
 N. Francis and K. M. Watson, Phys. Rev. 92, 291 (1953);

- W.B.Riesenfeld and K.M.Watson, Phys. Rev. 102, 1157 (1956);
A.K.Kerman, H.McManus, and R.M.Thaler, Ann. Phys. 8, 551 (1959)
- 35)H.Feshbach, Ann. Phys. 5, 357 (1958)
36)H.Feshbach, Ann. Phys. 19, 287 (1962)
37)H.Feshbach, Ann. Rev. Nucl. Sci. 8, 49 (1958)
38)G.Passatore, Nucl. Phys. A95, 694 (1967)
G.Passatore, Nucl. Phys. A110, 91 (1968)