

理
246 函
1-4

学位申請論文

LION FILE

大久保茂男

論文内容の要旨

報 告 番 号	甲 第 号	氏 名	大久保 茂 男
論文調査担当者	主 査 玉 垣 良 三 武 藤 二 郎 ・ 小 林 晨 作		
(論 文 題 目) アルファ粒子-核散乱における後方角異常の研究 - $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱を中心に -			
(論文内容の要旨) 最近の原子核研究において，重イオン核反応と α グラスター構造との関連で，α 粒子と原子核の散乱問題が新しい興味で見直されるようになってきた。Ca 領域に至る軽い原子核と α 粒子の中間エネルギーでの散乱において，後方の角分布が顕著な振動を伴って異常に増大する現象が観測されている。この後方角異常は，光学ポテンシャル模型では到底理解しうるものでなく，その説明は理論的研究課題となっていた。申請論文は，この後方角異常の中でも，Rutherford 散乱断面積との比で表わしたとき，中間角より強い立上りを示す最も顕著な場合をとり上げ，その成因を研究したものである。 分析対象として後方角異常の典型例である $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱を選び，散乱の			

過程における高い励起エネルギーをもつ中間複合系の α クラスター構造が重要な役割を果たすとの観点に立って、研究を行なっている。 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ の系は、 ${}^{20}\text{Ne}$ の基底回転バンドにはじまる多くの回転バンドの系列を有している。その中で、約 8.6 MeV からにはじまる幅の広い偶パリティの $0^+, 2^+, 4^+$ の状態系列は、 ${}^{20}\text{Ne}$ の基底回転バンドに比べて軌道の節が 1 つ多い $K^\pi = 0^+$ の励起回転バンドをなすと考えられている。申請者は、この回転バンドの高スピン状態が散乱に対応する高励起エネルギー領域においても引続き発現する事が後方角異常に強く関連しているとの見地に立っている。具体的には、複合粒子間相互作用におけるパウリ原理の効果を簡単ながら良くとらえる直交条件模型をとり、核力としては現実的核力から構成した有効核力より導いた直接項ポテンシャルを採用して計算を行ない、大要次のような結果をえている。

顕著な後方角異常を示す入射エネルギー 20 ~ 25 MeV の角分布及び最後方角での励起関数の実験値がよく再現される。散乱振幅及び位相差の分析から、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常は、核表面部分波（軌道角運動量 $L = 6$ 及び 8）の幅広い共鳴の重なりによって生じることが明かになった。他方、 L が奇数の波はこのような幅広い共鳴を示すことなく、散乱に重要な寄与がないことを確め、これは ${}^{20}\text{Ne}$ の励起回転バンドの反転二重項のうち、偶パリティのバンドは幅広い共鳴として現れるが、奇パリティのバンドはもはや現れないというパリティ依存性に他ならないと指摘している。これは、従来現象論的説明として単一の部分波（今の場合は、 $L = 7$ ）によるとの見解が正しくなく、 $L = 6$ と 8 の共鳴の重畳的效果が後方角度では $L = 7$ の波の寄与であるかのように見えるというのが、正しい理解であることを示している。

論文では、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱と同様に後方角異常を示す空孔核と α 粒子の散

乱を分析し，中間複合系において α クラスター構造及び弱結合描像がよく成立することから， $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 系と同様な軌道の節の多い高励起状態が存在することの効果として理解しうることを示している。

先行の研究である参考論文 2 では，申請論文より大きい核（Ca 及び Ar）による 20 ～ 30 MeV の入射エネルギー領域の少しゆるやかな後方角異常が，周辺相互作用の反対称化効果に由来する角運動量依存性によって説明されることが示されている。他の参考論文も，申請論文と関連深い研究である。

結論として，申請論文は， α -核散乱の後方異常性は，特定の 1 個の部分波による効果ではなく，周辺相互作用によって支配される数個の部分波によって与えられるものであり，特に α と ${}^{16}\text{O}$ 核乃至 ${}^{16}\text{O}$ に空孔のある核の場合は，中間複合系での高励起クラスター状態の痕跡と見做しうることを明らかにしたものである。

アルファ粒子—核散乱における
後方角異常の研究— $\alpha+^{16}\text{O}$ 散
乱を中心に—

大久保茂男

概要

中間エネルギー領域での種々の標的核によるアルファ粒子散乱で広く見られる、後方角異常増大の現象が、後方角分布の振舞いに注目して3類型に分類される。類型Ⅲに属する $0p$ 殻核領域の標的核において、後方角異常と複合系の高い励起状態におけるアルファクラスター状態が関連するとの観点が提出される。

典型的な後方角異常を示す $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱がとりあげられ、直交条件模型（相互作用ポテンシャルとして2体HNY力より導かれた直接項ポテンシャルを使う）を用いて解析される。そして、 $E_\alpha = 20 \sim 25 \text{ MeV}$ での角度分布、励起関数がともによく再現されることが示される。

$\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常は、主に2個の幅広い核表面部分波によってもたらされていることが明らかにされる。これは ^{20}Ne の $\sim 8.6 \text{ MeV}$ (0^+)に始まるアルファ崩壊幅が大きく、 $\alpha+^{16}\text{O}$ クラスター構造をもち高次節状態 (higher nodal states) の高いスピン状態 6^+ および 8^+ に対応するものであ

る。高次節状態のこれらのスピン状態は、個々の共鳴準位としては見出し出されてないが、その継続的存在 (persistent existence) の痕跡を $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常の中に見ることが出来ると言える。

高次節帯の普遍的存在という同様の観点で、 ${}^{16}\text{O}$ 近傍空孔核を標的とするアルファ粒子散乱で見られる後方角異常が考察される。最後に、
 10 機構が議論され、アルファ粒子散乱で広く見られる後方角異常は、一見して特定の1個の核表面部分波による現象に見えるが、実際は共通して複数の核表面部分波により生じていることが明らかになる。

目次

第一章 序論

第二章 我が観点と直交条件模型

第三章 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の実験データの解析

第四章 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常のメカニズム

ム

第五章 $\alpha + \beta$ の散乱に ついての議論第六章 β の近傍空孔核での後方角異常

第七章 各類型での後方角異常

第八章 結論と今後の課題

謝辞

参考文献

第一章 序論

アルファ粒子散乱は、原子核のスピンパリティ決定や、軽核でのアルファクラスター構造の発見など、核構造研究の上で重要な役割を果たして来た。しかし複合粒子であるアルファ粒子の散乱は、陽子や中性子にくらば相互作用ポテンシャルをまだ十分明らかにできていない。アルファ粒子散乱特有の現象で、今日まで十分理解されるに至っていない問題のひとつに、後方角異常がある。

アルファ粒子散乱の最後方角度までの測定は、Correli et al.¹⁾の ^{12}C , ^{16}O を標的核とする実験ではじめて行われた。そして彼らは、後方角度での微分断面積が異常に増大することを発見したのである。更に、通常の光学模型でよく理解できると考えられていた ^{40}Ca 領域の標的核でも²⁾同じ現象が見い出されると、この現象は大きな注目を浴びるに至った。アルファ粒子散乱を目的意識的に後方角度まで測る実験が数多くなされ、この後方角異常は ^{12}C , ^{13}C , ^{15}N , ^{16}O 等の α 殻の標的

核³⁷⁻⁴⁸から³⁶Ar, ³⁹K, ⁴⁰Ca等のsd殻の標的核、更には⁴⁸Caなど⁴⁹⁻⁵⁰

にも見つかり、かなり広い範囲に存在することが明らかに存った。この後方角異常の現象を理解するため、現在まで多くの関心が払われ、また研究が行われてきている。

中間エネルギー領域で見られる後方角異常の顕著な特徴は、次のようにまとめることができる。

(1) 微分断面積のラザフォード散乱に対する比が、後方角度で非常に大きくなり、時にはその値が $10^2 \sim 10^3$ にも達する。

(2) 後方角度での角度分布は、前方角度での回折的なパターンとは異なり、特定の1個のルジャンドル関数によく似た顕著な振動を示す。又、後方角度でのピーク間の間隔は、前方角度でのそれよりも大きい。

(3) 後方角異常は、最後方角度での励起関数が、幅広いピークをもつようなエネルギー依存性を示す。又、入射エネルギーが高くなっていくと、後方角上昇は見えなくなる。

(4) 標的核によって殻効果 (shell effect) があらわれ、閉殻核および空孔核では後方角上昇が生じるが、粒子核では生じないか、生じていても小さい。

我々は、これらの特徴を基に後方角異常の現象を全体的に理解するために、問題を次のように整理することが方法的に有用であると考える。種々の標的核からのアルファ散乱は、後方角異常を起さないものをふくめて、角度分布の振舞いに注目して、3つの類型に分類することが可能である。^{30)~31)} この分類は、後方角異常の発生機構を解明していく上で有用であり、模式的な例が図1に示されている。第Iの類型は、前方角度から後方角度まで振動しながら減少するものである。 Ni, Zn, Pb 等重い核からのアルファ散乱はすべてこの類型に属する。第IIの類型は、前方角度では振動しつつ減少するが、後方角度では顕著な振動を伴った異常上昇を示す。ラザフォード比で表わされた角度分布は、V字型をしていり。 $^{36}Ar, ^{39}K, ^{40}Ca$ 等からのアルファ散乱は、この類型に属する。最後は、微分断面積

のうがフォード比が中間角領域においてさえ
 を上昇し、後方角度では非常に大きくなる(類型
 Ⅳ)もので、 ^{12}C , ^{15}N , ^{16}O 等からのアルファ散乱がこれ
 に属する。

5 類型Ⅰは、後方角上昇を起こさず、通常の標準
 的光学模型で良く理解され、我々の直接問題と
 する所ではない。類型Ⅱは、典型的な ^{40}Ca 散乱
 を中心に、実に多くの理論的な試み^{31)~41)}がなされて
 きた。我々は前の論文で、現象論的模型³¹⁾である
 10 パリティ依存光学模型を提出し、 Ca 領域の後方
 角異常の系統的な解析を行い、角度分布、エネル
 ギー依存性をかなり良く説明することができ
 た。そして、この模型はかなり強力であること
 がわかった。³¹⁾

15 次に類型Ⅲの機構を理解することが課題と
 なる。類型Ⅲは角度分布の振舞いが類型Ⅱと
 異なることから予想されるように、かなり違った
 機構が存在すると予想される。類型Ⅲを研究
 することは、その独自の機構を明らかにするに
 留らず、類型Ⅱの理解をより一層深めていく上

でも必要であるし、又アルファ散乱の後方角異常現象を全体的に理解するために、欠かせないものである。類型Ⅲは、標的核の質量数が小さく、個々の核によって核の性質の差が、類型Ⅱと
5 比べると顕著となってくる。このことは、核の構造との関係が密接ではないかということを示唆してゐる。従って、類型Ⅲを扱う際には典型的な核をとりあげて研究することが、そこで
10 の研究の足場をつくる上から必要であり、又方法としても有効であろう。本論文は、第一義的には類型Ⅲの理解を、典型的な $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の研究を通じて得ようとするものである。そして、
更に ^{16}O 近傍空孔核における後方角上昇を論じ、
15 類型Ⅲの後方角異常を、後方角異常を起ささないものを含めた、アルファ一核散乱全体の中で理解することをめざしてゐる。

さて、次に $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の研究の状況を概観してみよう。 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常増大の現象は、
Jodogne et al.⁵⁾ の実験によってはじめて系統的に
明らかにされた。その後を引きつづき多くの

実験が行われてきた。^{6)~13)}この現象は通常の4パラメータ Woods-Saxon 型の標準的光学模型では理解されなくて、他の多くの理論的アプローチがなされた。それらは、その描像にちとづいて次の3つに分類することができる。

(i) 共鳴過程, (ii) 複合核過程, (iii) 粒子交換過程

これらの3つの描像に分けることは、 α の散乱に限らず、¹⁴⁾ 類型 III 又 類型 II についてを共通にあてはまることである。

10 (i) の立場では、Cowley^{9), 42)} やその他^{13), 43)~45)} によって、Regge 極模型が適用された。この模型の要点は、後方角度の角度分布が特定の1個のルジャンドル関数によく似た振舞いをすることに注目する点にある。後方角分布の上昇は、現象論的に導入された共鳴振幅によって引き起こされると考えるのである。これは、後方角度の特徴を再現する上で、現象論の段階の模型ではあるが、かなりの成功をおさめていると言えよう。

15 又 Bryant と Jarmie³³⁾ によって、後光模型 (Glory model) が提案されている。これは後方角度の角度分布が

気象学での後光との類似から、 $J_0(kR_g \sin(\pi-\theta))$ で良く記述されると主張するものである (R_g : 核半径, k : 波数, θ : 散乱角度)。後方角の特徴的な振動を良く説明することができる。^{23), 33)~34)}

(ii) の描像では、入射チャンネルと放出チャンネルの間の角運動量不整合の考えに基づく、角運動量依存虚数ポテンシアル模型^{46)~48)}が提案されている。³⁷⁾ $\alpha + {}^{40}\text{Ca}$ 散乱などの重い標的核の領域、 α 重イオン散乱では、一定の成功をおさめているが、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱ではうまくいかなかった。⁴⁵⁾

(iii) では、Honda et al.⁴⁹⁾ & Noble と Coelho⁵⁰⁾、その他によって $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱過程における重粒子物行反応過程がボルン近似の枠内で評価された。これは後方角度の微分断面積の大きさは出すが、角度分布の振動の様相を再現することができない。Sünkel と Wildermuth⁵¹⁾ は微視的な共鳴群法 (Resonating Group Method) で、全反対称化を取り入れ、微分断面積を計算した。彼らは、角度分布や励起関数の系統だった解析は行っているが、角度分布の実験との一致は、それ程良いとは言え

存⁵在⁵い。我々は現象論的パリティ依存光学ポテンシヤル模型を $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱に適用し、実験の解析を行⁵うと、後方角度の上昇は出⁵すことができるが、角度分布の特徴的な振動につ⁵いては、実験との一致は $\alpha+^{40}\text{Ca}$ 散乱の場合にくらば良くない。

又、励起関数をよく再現されなく⁵て、模型の適用に問題があるように思われる。

現在までこうした種々の試みが行われてきて⁵いるにもかかわらず、 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常の諸特徴は、現象論の段階以上には満足に説明されて⁵いるとは言えない。我々は、類型Ⅲにつ⁵いての知見を得る上で、その典型である $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱につ⁵いては、少なくとも後方角異常の実験データの諸特徴が統一的に説明される必要があると考⁵える。同時に、我々は $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常のメカニズムにつ⁵いて、現象論的模型以上に深い認識を得ることが要求されて⁵いるであろうと考⁵える。そこで、我々は、 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常のメカニズムを理解する上で、散乱状態の中間複合系 (intermediate complex) の核構造を考慮に入⁵

れることが必要であろうと考える。つまり
 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 系において、後方角異常が複合系 ${}^{20}\text{Ne}$ 核にお
 けるアルファクラスター構造の存在と関連す
 るとの観点で研究することを提案する。

5 実際、軽い核では低い励起エネルギー領域で、
 アルファクラスター構造の重要性が、数多くの
 理論的および実験的研究を通じて明白にされ
 てきた。^{52)~55)} このことから、我々は散乱状態である
 高い励起エネルギー領域における現象につい
 10 て、アルファクラスター構造が関与している
 のではないかと考えるのである。従って、我々
 は上記の観点からこのエネルギー領域におい
 て、アルファクラスター構造が関与すると思わ
 れる現象を研究することによって、軽い核にお
 15 けるアルファクラスター構造を、低い励起エネ
 ルギー領域を^も含めて、包括的に理解することが
 可能となるであろうと考える。

さて、 ${}^{20}\text{Ne}$ 核は軽い核の中でもとりわけ精力的
 に多くの人々により、多くの模型で調べられ
 てきた。そして、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ クラスター構造の存在が

本質的に重要であることが明らかにされたのである。^{53), 54), 56)} それによれば、約 8 MeV の励起エネルギー領域にはアルファ崩壊幅の大きい状態が知られており、これは α - ^{16}O クラスタ-間相対運動が励起した高次節状態 (higher modal states) であろうと考えられている。我々はこの状態の、実験的には見つかっていない、高いスピン状態の継続的存在 (persistent existence) と後方角異常が関連を去っているのではないかと考えるのである。

我々は α - ^{16}O 散乱の後方角異常の研究を通じて散乱過程と核構造とが結びつけて理解されるとの観点を示すであろう。

次章で我々の観点が ^{20}Ne のアルファクラースタ-構造との関連で与えられる。又、解析に用いる直交条件模型を記述される。第三章で α - ^{16}O 散乱の後方角異常を示す角度分布および励起関数が解析され、第四章で α - ^{16}O 散乱の後方角異常のメカニズムが ^{20}Ne のアルファクラースタ-構造との関連で明らかにされる。第五章で α - ^{16}O

散乱についての議論が与えられる。第六章では、 $\alpha + 16$ の散乱で明らかにされた後方角異常のメカニズムの、類型Ⅲの空孔核の場合への適用可能性が論じられる。第七章で類型Ⅲのメカニズムが類型Ⅱ、類型Ⅰを含めたアルファ散乱全体との関連で理解される。第八章で結論と今後の課題が明らかにされる。

第二章 我々の観点と直交条件模型

^{20}Ne 核はアルファクラスター模型での研究が
 99 くなされ、基底帯 $K=0_1^+$ および 5.80 MeV の第1励
 起 $K=0_1$ 帯は $\alpha+^{16}\text{O}$ クラスターの反転二重項とし
 てよく記述される。励起状態 0^+ ($\sim 8.6\text{ MeV}$), 2^+ (~ 8.8
 MeV) および 4^+ (10.79 MeV) はそれぞれ 800 keV 以上,
 800 keV 以上, 349 keV の大きいアルファ崩壊幅を
 もち、基底帯より $\alpha-^{16}\text{O}$ の相対波動関数に節が1
 個多い高次節状態であると考えられている。
 これはクラスター間相対運動が励起した振動
 モードに相当するもので、このようなものとし
 て今まで見つかっているのは、 ^{20}Ne のこの例が唯
 一である。理論的な高次節状態の存在につい
 ては Nemoto と Bandō⁶¹⁾ により、生成座標を用いた $\alpha+^{16}\text{O}$
 クラスター模型による ^{20}Ne の研究(束縛状態近
 似の範囲内で)で、はじめて指適された。複合
 核散乱の微視的記述の研究の進展にとともに、
 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の境界条件を正しく解く試みが、生成
 座標の方法^{61), 62)} や共鳴群法^{63), 64)} を用いてなされた。こ
 れらの研究において、その位相差の振舞いは

高次節状態の存在を支持しているようである。
 (ただ、これらの研究で高次節状態の、例えば 0^+
 に対応する位相差が必ずしも 270° を切りないこ
 とも指摘されている。) Nemoto et al.⁽⁶⁵⁾ はこの高次節
 5 帯が、近くに存在する $[4] SU_3 (42)$ 成分が主と考え
 られる 6.72 MeV の $K=0_2^+$ 帯との結合をとり入れ
 れば、安定化される可能性があることを、束縛状
 態近似計算の範囲内で指摘している。

この高次節状態の $0^+, 2^+, 4^+$ が帯構造を形作っ
 4 10 ているとすれば、引き続く 6^+ や 8^+ の状態が果し
 て継続して存在するであろうか。我々は当然
 存在するであろうと期待するのであるが、その
 ような状態は今日まで、例えば慣性率から予
 想されるエネルギー領域には、個々の共鳴準位
 15 としては見つかっていない。核構造論の見地
 からは、このような 6^+ や 8^+ の高いスピン状態を
 ふくめて高次節状態についての理解が得られ
 るならば、クラスター間相対運動の振動状態と
 いふ概念は、より一層確固となるであろう。更
 に、このことは原子核における分子的構造とい

う観点に新たな根拠を与えることになるであ
らう。

さて我々は高次節状態に於いて次のように
考える。高次節状態は非常に大きいアルファ
幅をもち、散乱状態への崩壊の瀬戸際にあ
る準分子的状態であらう。従って、 6^+ や 8^+ の
高いスピン状態をまた継続的に存在している
であらうが、余りに幅広い共鳴のため、いわゆる
 $\Gamma/D \geq 1$ (D : 準位間隔, Γ : 準位幅) の高いエネルギー
領域で互に重なり合ってしまう、個々の共
鳴準位としては観測されない可能性がある。
しかし、そうだとすると、2つの幅広い共鳴状態
の何らかの相関は、そのエネルギー領域で、それ
に固有な特徴的な現象を示すのではないであ
らうか。一方核反応の見地からは中間エネルギー
領域での ^{16}O 核からのアルファ粒子散乱で、後
方角異常という特徴的な現象が知られている
。このことを結びつけて考えようというのが
我々の観点である。

我々は $\alpha + ^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常を ^{20}Ne 核の高い

励起状態におけるアルファクラスター構造の存在が関与するであろうとの観点から理解することをめざしている。従って、用いる模型は²⁰Neのアルファクラスター構造をよく記述するものであることが必要である。そこで我々はパウリ原理をとり入れ、²⁰Neのアルファクラスター構造をよく記述するだけでなく、その他のクラスター系においても強力な模型である直交条件模型をとる^{(6)~(7)}。この模型はアルファ粒子散乱の解析に対しても十分取り扱い易いものである。

直交条件模型の方程式は、

$$\mathcal{L}(E_{cm} - T_r - V_D(r) - V_{Coul}(r) - iW(r))\mathcal{L}\chi_L(r) = 0, \dots (1)$$

$$\mathcal{L} = 1 - \sum_{0 \leq 2n+L \leq 7} \mathcal{U}_{nL}(r, \frac{16}{5}\mu) \mathcal{U}_{nL}(r', \frac{16}{5}\mu) \dots (2)$$

で与えられる。ここで、アルファ粒子と¹⁶Oクラスターの内部状態は、ばねの同じ調和振動子波動関数であると仮定されている。射影演算子 $\mathcal{L}$ は、パウリ原理にそとづく相対運動の禁止状態を排除する働きをする。 $\mathcal{U}_{nL}(r)$ は調和振動

子波動関数である。 E_{cm} , T_r , χ_L , r はそれぞれ α - ^{16}O 間の重心系相対エネルギー、相対運動エネルギー、演算子、相対波動関数、相対座標を表わす。

$V_D(r)$ はいわゆる直接項ポテンシヤルと呼ばれる相互作用ポテンシヤルであり、有効2体ポテンシヤルから導かれる。有効2体ポテンシヤルにガウス型

$$V(r_{ij}) = \sum_n \{ V_n^{13} P_{13} + V_n^{31} P_{31} + V_n^{33} P_{33} + V_n'' P_{11} \} \exp[-K_n r_{ij}^2], \quad \dots \dots (3)$$

を仮定すれば $V_D(r)$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned} V_D(r) = \sum_n \{ 9 V_n^{33} + 3 V_n^{13} + 3 V_n^{31} + V_n'' \} & \cdot \left(\frac{32\mu}{32\mu + 27K_n} \right)^{3/2} \\ & \times \left\{ 4 - \frac{3 \cdot 2^4 K_n}{32\mu + 27K_n} + \frac{2^{10} \mu K_n^2}{(32\mu + 27K_n)^2} r^2 \right\} \\ & \times \exp \left[- \frac{32\mu K_n}{32\mu + 27K_n} r^2 \right]. \quad \dots \dots (4) \end{aligned}$$

ここで $P_{2T+1, 2S+1}$ は2体系のスピン S 、荷電スピン T の状態への射影演算子である。クローンの直接項ポテンシヤルは、

$$V_{\text{Coul}}(r) = \frac{16e^2}{r} \operatorname{erf} \left(\frac{32\mu}{27} r \right) - \frac{4e^2}{\sqrt{\pi}\mu} \left(\frac{32\mu}{27} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{32\mu}{27} r^2 \right) \quad \dots \dots (5)$$

で与えられる。ここで $\text{erf}(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$ である。 ν は振動数のパラメータで $\nu = m\omega/2\hbar$ で定義され、この論文では $\nu = 0.16 f_m^2$ をとる。吸収ポテンシャル $W(r)$ は現象論的に導入されている。

有効2体ポテンシャルとして、我々はガウス型3レンジの Hasegawa-Nagata-Yamamoto (HNY) ポテンシャル^(72,73)を用いる。これは反応行列理論に基いて作られており、その3重偶状態の第2レンジには、現実的 (realistic) 2体有効相互作用の強いテンソル力の効果をくりこむために、出発エネルギー値依存性をもたせてある。この有効中心力は、この依存性を通じて強い構造依存性をもち、クラスターが成長するにつれて、あたかも付加的引力が誘起されるかのように、引力的傾向が強まる^(74,75)。我々がリガンドの深い高次節状態は、基底状態にくらべよりクラスターの成長した状態であるので、我々はこのことを考慮に入れなければならぬであろう。

付加的引力は、HNY ポテンシャルの出発エネルギー値依存性を使って、およそ次のように与

えられる。⁷³⁾

$$\Delta V_2^{13} = a(W_{hn} - W_{gs}) \quad \text{--- (6)}$$

W_{hn}, W_{gs} はそれぞれ高次節状態、基底状態における有効出発エネルギー値であり、次のようにして大まかに評価できる。簡単な調和振動子でのクラスター表示で考えると、高次節状態は相対が $2\hbar\omega$ 励起されている状態である。これを殻模型的に閉殻外の粒子励起描像で見、2粒子(4粒子)励起がそれに対応するとすれば、1粒子当り励起エネルギーは $\hbar\omega$ ($\frac{1}{2}\hbar\omega$) となる。従って、 $W_{hn} - W_{gs} = \frac{1}{2}\hbar\omega \sim \hbar\omega$ となり、係数 a を文献⁷³⁾と同じく、 $a = -1.6$ とすると、 $\Delta V_2^{13} = -(0.8 \sim 1.6)\hbar\omega$ となる。

我々の模型で ^{20}Ne の基底状態のエネルギーを再現するのは重偶状態第2レンジを -538 MeV としたときである(HNY538)。 $\Delta V_2^{13} = -27 \text{ MeV}$ にとったとき(HNY565)、直交条件模型を用い、束縛状態近似で計算されたエネルギー準位が図2に載せられている。高次節状態のエネルギーは、よく再現できている。HNY538 ポテンシャルで計算された基底帯および第1励起 $k=0^-$ 帯が比較

のため載せられてゐる。HNYホテルの
パラメータは表Iに示されてゐる。

5

10

15

5

10

15

第三章 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の実験データの解析

この章で、我々は後方角異常の現象があらわれる $E_\alpha = 20 \sim 25 \text{ MeV}$ での $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱を解析する。最後方角度まで詳しく測定されている Takeda et al.¹⁰⁾ の実験データによると、ここでの後方角度での特徴は次の通りである。(i) 微分断面積のラサフォードに対する比が約 $10^2 \sim 10^3$ に達する。(ii) 後方角度から3個の角度分布の様子がルジャンドル99項式 $P_{99}(\cos\theta)$ のそれとよく似ている。(iii) 励起関数は $\sim 21.5 \text{ MeV}$ を最高とする幅約 2 MeV の幅広いピークを示す。後方角上昇はこの幅広いピークの裾野にあたる所で起こっている。小さい山や谷がこの幅広いピークの内に見えるが我々がここで問題とするのは幅広いピークの大まかな振舞いである。小さい山や谷については第五章で議論される。

直交条件模型で計算された、 $E_\alpha = 21.37 \text{ MeV}, 22.11 \text{ MeV}, 23.45 \text{ MeV}, 24.28 \text{ MeV}$ での角度分布が図3に示されている。顕著で特徴的な振動を伴った後方角上昇はかなりよく再現されている。また前方

角度、中間角度でほぼよい一致が得られている。ここでは前章で使った HNY565 ポテンシャルを用いている。吸収ポテンシャルは Woods-Saxon の体積型を使い、幾何学的パラメータは $r=1.36\text{ fm}$, $a=0.30\text{ fm}$ で、強さ W_0 は π - γ を再現するように適当にとられた。

最後方角度 $\theta_{\text{cm}}=176.6^\circ$ での励起関数が計算され、図 4 に示されているように、 $\sim 21.5\text{ MeV}$ 付近で最高となる幅広いピークを再現し、実験とのよい一致が得られる。幅が実験値にくらべて大きすぎるがこれは吸収ポテンシャルの強さ W_0 がすべてのエネルギーにおいて 2 MeV の一定に保たれているためである。角度分布の計算の時と同様に、 W_0 にエネルギー依存性を許せば幅をふくめて実験との一致は更によく改善される。

このパラメータの強さ W_0 を 2 MeV から他の値に変えても、微分断面積の大きさは勿論変わるが、このエネルギー付近に幅広いピークがあることは依然として同じである。

幅広いピークの大まかな振舞いの内に見え

る小さな山や谷は、1チャンネル近似の枠組内では取扱うことができず、他の種々のチャンネルとの結合をとり入れなければならぬであろう。

5 こゝでとられてゐる ΔV_2^{13} の値は -27 MeV であるが、これは第二章の議論より合理的な範囲内である。我々が ΔV_2^{13} に -20 MeV 前後の値を用いても後方角分布の一致はよく、また励起関数が幅広いピークを示すこととかわらない。しかし、 ΔV_2^{13} 10 として高次節状態 σ^+ のエネルギーの位置を出す -27 MeV がとられたとき、角度分布と励起関数とともに満足に再現される。かくして我々の模型で後方角異常の特徴がかなりよく再現できることがわかる。

第四章 $\alpha + 1/2$ 散乱の後方角異常のメカニズム

4

この章で後方角異常のメカニズムを我々の模型を通じて究明しよう。まず第1に後方角異常に対してどのような部分波が主に関係しているかを明らかにするため、最後方角度 $\theta_m = 180^\circ$ での散乱振幅の様子を調べる。図5から、後方角度での増大は(i)特定の1個の部分波によるものでないことがまず注目される。そして(ii)偶パリティ $L=6$ および $L=8$ の2つの部分波の寄与が大きく、(iii)一方隣接する奇パリティ部分波 $L=7$ の寄与は余り大きくなくむしろ小さい。これはこの附近の他のエネルギーでも同様である。

次に主な寄与をする部分波の性質を知る目的で位相差の様子をみる。図6には吸収ポテンシャルがない場合の位相差が示されている。 $L=6$ と $L=8$ の2つの部分波は、後方角異常の起るエネルギー領域で 270° をぐっぐり切り、あるいはその近くに横たわり、幅広い共鳴状態にある

ことがわかる。他方奇パリティの $L=7$ の部分波は 180° 近くにあり共鳴状態にない。これらの性質は吸収ポテンシャルがある場合でも余り強くない限りかわらない。但しこの場合は反射係数を見た方がよい(図7)。

後方角異常の各特徴は次のような理由で生じていることがわかる。第1に後方角上昇は偶パリティ表面部分波と奇パリティ表面部分波の位相差が上述のような異なる振舞いを示すため、後方角度でのルジャンドル関数 $P_L(\cos 180^\circ) = (-1)^L$ の性質に基づく隣接する部分散乱振幅の打消し合いが起こらないことによるのである。第2の特徴である後方角分布の振動が1個のルジャンドル関数 $P_L(\cos \theta_m)$ のように見えるのは、主として2つの幅広い共鳴部分波 $L=6$ と $L=8$ の重畳によつて引き起こされているのである。 $L=7$ という共鳴部分波が後方角度で単独で効いているように見えるが実際はその寄与は余り大きくなくむしろ小さいと言ふべきである。この特徴は数学的には次のように理解される。ルジ

ヤシドル多項式では漸化式

$$P_L(z) = \frac{1}{z} \left(\frac{L}{2L+1} P_{L-1}(z) + \frac{L+1}{2L+1} P_{L+1}(z) \right) \quad \dots (7)$$

が成立し、核表面部分波では $L \gg 1$ としてよく

$$P_L(z) \sim \frac{1}{2z} (P_{L-1}(z) + P_{L+1}(z)) \quad \dots (8)$$

となる。更に後方角度では $|z| \sim 1$ とすると

$$P_L(z) \sim \frac{1}{2} (P_{L-1}(z) + P_{L+1}(z)) \quad \dots (9)$$

となる。このことは同じパリティの隣接する部分散乱振幅が同程度の大きさ存らば、それらの寄与は後方角度では中間の1個のルジヤン

ドル多項式で表わされることを意味する。従

って、主な寄与をする $L=6, L=8$ の核表面部分波の散乱振幅が同程度であるとするれば、それらは後方角度では $L=7$ という単一の共鳴のように見え

ることとなる。第3の特徴である幅広いピー

クをもつ励起関数もこのエネルギー領域にお

いて1個の幅広い共鳴部分波ではなく、これら

の2つの幅広い部分波の重畳によって生じら

れていることがわかる。このピークが非共

鳴的核表面部分波の干渉によって偶然に生じ

たものでないことは、吸収ポテンシャルの強さ

を変えてもピークの位置が殆ど変わらず、相関をまっしていることからわかる。以上のことから我々は、後方角異常は $L=6$ と $L=8$ の2つの核表面部分波が $E_x=20\sim 25$ MeVのエネルギー領域において幅広い共鳴状態にあり、一方これとは対照的に、奇パリティの核表面部分波は幅広い共鳴状態にないという事情から生じていると言うことができる。

次に ^{20}Ne のアルファクラスター構造という観点から後方角異常のメカニズムを調べる。我々はHNYポテンシャルで、第二章で述べたように ^{20}Ne のアルファクラスター構造のエネルギー準位を再現できた。 $L=0, 2, 4$ の位相差は、図6に見られるように 270° を切り共鳴状態にある。これらの共鳴状態はそれぞれ図2に示されている高次節状態の $0^+, 2^+, 4^+$ に対応する。そして幅広い $L=6, L=8$ の2つの部分波の共鳴的共振舞いは、高次節状態 $6^+, 8^+$ の存在を示唆するものと考えられる。従って、後方角異常は高次節状態の幅広い共鳴によって引き起こされている現象

であると言えよう。かくして我々は²⁰ N_0 の高次
節状態に関して次のような認識に到達する。
高次節状態の高いスピン状態にあたる δ^+ および
 δ^+ は、低いスピン状態 0^+ , 2^+ , 4^+ のように単独の
5 共鳴準位としては見出し出されていないがそれ
らが帯構造のメンバーとして継続的に存在し
ていることの痕跡を我々は中間エネルギー領
域における α^{16} 散乱の後方角異常の現象の中
に見ることができると。それらが個々の共鳴
10 準位として見られぬのは99分位相差の振舞
いに見られるように準位間隔に比べ崩壊幅が
十分大きいというところによるであろう。

所で我々が問題にしているエネルギー領域
で奇パリティの核表面部分波の性質が偶パリ
15 ティのそれと異った性質を示すのは、奇パリ
ティ状態に関しては高次節状態があらわれぬ
という事実と関連していると考えられる。角
度分布に寄与してゐる部分波は、高次節状態の
それではなく $k=0$ 帯に属するからのである。

Cowley と Heymann⁴²⁾ は、高次節状態は固有内部状態(

intrinsic state)として α と ^{16}O が大変局在化した分子
的構造をえたため、分子との類似から反転二重
項の存在が期待できまうと主張している。反
転二重項が存在するならば、奇パリティについ
ても高次節状態が存在するはずである。そし
てもし存在すればギャップエネルギーが大変小
さく各状態は $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+$ という順をな
てあらわれるであらう⁴²⁾。所が実際には、奇パ
リティ高次節状態のまのと思われる $1^-, 3^-, 5^-$ の状
態は、考えられるエネルギーの位置には実験的
には見つかっていないのである。更に、図6に
見られるように理論的存位相差を 270° を切る振
舞いを示さないのである。これらの実験的お
よび理論的事実から奇パリティの高次節状態
は存在しないと考えてよいであらう。

この事情は反転二重項である第1励起 $K=0^-$
帯と基座 $K=0^+$ 帯の性格の対照性に関連して、次
のように理解できる。即ち、第1励起 $K=0^-$ 帯は
 $\text{SU}_3(90)$ 模型などでは説明できない程大きいア
ルファ換算幅をもち、その固有内部状態は局在

化した $\alpha + {}^{16}_0\text{ク}$ ラスターの分子的構造をえつ。^{52), 53)}

他方、基底 $K=0_1^+$ 帯は $SU_3(80)$ 模型で説明され、固有内部状態は2分子的構造と殻的構造の中間の遷移的性格をえつ。^{52), 53)} 前者は大きい局在化を

5 実現するため、相対波動関数は $SU_3(\lambda 0)$ 表現の基底で表わすと、(40)と同様に高い λ の $(\lambda 0)$ 成分を動員している。結局もう一つの十分局在化した2分子的構造をつくるべき $\lambda \geq 9$ の $(\lambda 0)$ 成分が第一励起 $K=0_1^-$ 帯で可成り尽くされてしま^{53), 56)} い、奇パ

10 リティにおいては偶パリティとは対照的に、高次節帯が実現し難いのである。

こうして我々は $\alpha + {}^{16}_0\text{散}$ の後方角異常の現象を複合系の核構造と結びつけて考えることによって理解することができたのである。

第五章 α の散乱についての議論

我々はまずパウリ原理の役割について議論する。軽い核ではパウリ原理の役割が重い核に比べ重要になる。そこで我々の解析でパウリ原理がどのような役割を果しているか調べる必要がある。我々は軽い核ではパウリ原理は内部領域で重要であろうと考え、直交条件模型により禁止状態を排除することにより入れた。直交条件の果している役割をみるため式

(1) で $L=1$ として解く。これにより計算された角度分布が図 8 に示されている。ここでポテンシャルパラメータはすべて以前と同じである。図 3 の直交条件が存在する場合の角度分布と比べ全体的に大きな変化を生じない。特に後方角領域では殆ど変化せず、直交条件がある場合と同様に実験との良い一致が得られる。すべてのエネルギーで $W_0 = 2 \text{ MeV}$ の一定にして計算された後方角励起関数を図 9 に見られるように殆ど変わらぬ。

そこで次に各部分波ごとの位相差が図 10 に

示されている。位相差は特に低い角運動量の部分波で、又低いエネルギー領域で直交条件が存在しないことの効果が見られ、全体的に位相差の起ち上りがゆるやかになる傾向を示す。

5 例え ば $L=0$ の位相差は直交条件が存在する場合は 270° を切るのに対し、 $L=1$ のときは 270° を切らなくなっている。又束縛状態では結合エネルギー計算などについての両者の差はまっとはっきり見られる。しかし全体として散乱断面積
10 や結合エネルギーについては直交条件が存在しなくなることで定性的な変化が殆ど生じないと言えよう。

何故直交条件が余り効力ないかは我々の用いている相互作用ポテンシャルと深く関係
15 していると考えられる。直接項ポテンシャル $V_D(r)$ は原点で約 150 MeV 程度で十分深く、式(1)が $L=1$ の条件のもとで解かれると、本来パウリ原理により(2)式より射影演算子 Λ で排除されるべき調和振動子形の禁止状態ときわめて類似した状態を、すべて束縛状態としてとつことが

可能となる。例えば $L=0$ および $L=1$ のこれらの波動関数はそれぞれ 90%以上の $0s, 1s, 2s, 3s$ 成分および $0p, 1p, 2p, 3p$ 成分を含み、禁止状態の波動関数に非常に類似していることがわかる。この事情は他の $L(\leq 7)$ についても同様である。これらの凝束縛状態 (unphysical bound states) の波動関数成分は、量子力学的状態の直交性の故に、 $L=1$ の条件の下に (1) 式を解いて得られる束縛状態や散乱状態の波動関数からは、常に排除されることになる。このような理由で直交条件が遮断されても、直交条件がある場合と種々の物理量において大きな定性的な差は生じないのである。特に後方角分布の振舞いには、直交条件の余り効かない高い角運動量の核表面部分波が主に寄与するため、直交条件がある場合と比べ角度分布は殆ど変化しないのである。

従って、我々は今用いている、くりこみポテンシヤル (folded potential) である直接項ポテンシヤルで、 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常を十分理解できるといえる。

くりこみポテンシャルについては最近 Buck
 et al.⁷⁶⁾ がクラスター間ポテンシャルにくりこみ
 ポテンシャルを用いて ^{20}Ne および ^{19}F の $^{16}\text{O}+\alpha$ およ
 び $^{16}\text{O}+\alpha$ クラスター模型による構造的研 究を行
 い、それが有用であることを報告していること
 が注 目される。

さて全反対称化による直交条件模型には含
 まれていない粒子交換は、後方角上昇に対して、
 どのような役割を果たすであろうか。 Sünkel と
 Wildermuth⁵¹⁾ は $\alpha+^{16}\text{O}$ 系について全反対称化を考慮
 した共鳴群法をはじめて解いた。2体有効相
 互作用として / レンジの Schmidt-Wildermuth ポテン
 シアルが用いられ、 ^{20}Ne の基底状態のエネルギー
 の実験値が再現されている。計算された角度
 分布は我々の直交条件模型での解析と比較し
 て、実験値との一致はそれ程よいとは言えない
 。そこで後方角度の微分断面積の絶対値を
 再現するために現象論的に吸収ポテンシャル
 が導入され、その強さは実験値を再現するよう
 に適宜に選ばれている。又パウリ原理による

交換換効果、例えば重粒子移行過程の角度分布への寄与は分析されていず、この効果のため後方角度の微分断面積がどれだけ増大されるかは明らかに存⁵、てい存¹⁰り。一方、Matsuse et al.⁽³⁾は⁵ ^{20}Ne の $K=0_1^+$ 帯のクラスター構造を理解することを中心として $\alpha+^{16}\text{O}$ 系について共鳴群法を解いた。彼らは角度分布そのものについては関心を持たず存¹⁰り、全反対称化により生じる交換積分核の位相差への影響を分析し、それが位相差に対しては引力的役割をすること¹⁰を明らかにした。高次節状態に対応する位相差は、交換積分項のため 270° への起ち上りが大きく存¹⁰る。

後方角異常は本質的に高次節状態の存在と関連して¹⁵いるから第一義的には共鳴過程が後方角異常に対して重要であるといえる。一方、全反対称¹⁵化による交換効果は、それが遮断された場合と比較すると高次節帯を幅広の共鳴として実現する働きをする。従って、共鳴群法のような微視的模型の段階では、後方角異常が共鳴過程によるのか、粒子交換過程によるのかの二

者は一般的に考えることは適当でないであろう。その意味で全反対称化の効果をとりに入れた微視的模型は交換過程と共鳴過程を統一するプロークとしての位置を占めていると言えよう。今後全反対称化による各粒子交換が位相差、角度分布にどのような寄与をするのか、系統的な解析を通じて明らかにされることが必要であろう。

次に後方角励起関数にみられる小さいピークについて議論する。これらの小さいピークに対しては、 ^{20}Ne の高い励起状態の準位構造を明らかにする、分光学的立場からの研究が進められている。Takeda et al.⁽¹⁰⁾は $E_{\alpha} \sim 20 \text{ MeV}$ 附近のアルファ散乱の角度分布を APBM (Akhiezer-Pomeranchuk-Blair-McIntyre) smooth cut off 模型で解析したが、特定の部分波に共鳴項を現象論的に付加しない限り、後方角分布をよく再現することができなかった。そこで彼らは位相差解析を行うことで共鳴準位のスピンプリティを仮に決めた。ここで注意すべきことは、彼らは各ピークが唯一個の

部分波の複合共鳴によるものであるとア priori に仮定してゐることである。こうして、 $E_x = 21.37 \text{ MeV}$, 22.11 MeV のピークに対して Γ 状態であると決定した。

5 一方、Bergman と Hobbie⁽¹¹⁾ は同じエネルギー領域で、アルファ散乱の励起関数をルジャンドル関数の零点となる角度で測定することにより多くの状態のスピン、パリティを仮に決めた(表Ⅱ)。
 $E_x = 20 \sim 25 \text{ MeV}$ 附近の後方角励起関数は、11° 11°
 10 の離れた角度の間でも相関をもっており、
 小さいピークが導く統計的ゆらぎによるものでないことを示す。これらのスピン、パリティの決定は、各ピークが幅広い共鳴との重畳である可能性を考慮しなされてゐるので、
 15 最終的なものとみることができないであろう。

これらのスピン、パリティ決定で興味深く思われることが Takeda et al.⁽¹⁰⁾ の位相差解析の過程に見られる。つまり、 $E_x = 21.37 \text{ MeV}$, 22.11 MeV の角度分布について 1 個の複合共鳴が存在するとし

て、まず $L=6$ の位相差が $\pi/2$ であるとして初期設定し位相差解析すると、 $L=8$ の位相差が同時に $\pi/2$ 近くに収束する。又、 $L=8$ の位相差が $\pi/2$ であるとして初期設定すると $L=6$ の位相差が $\pi/2$ 近くに収束する。

5. $L \geq 9$ および $L=7$ の位相差は殆ど 0 である。従って、彼らは 1 個の複合核共鳴が小さいピークを生み出しているとの考えから、これら 2 つのピークを 7 状態であるとした。しかし、位相差解析の結果はむしろ 1 個の準位でなく、2 重項の存在を示唆していると考えられる。これは、 $L=6$ および $L=8$ の幅広い共鳴の重畳がこのエネルギー領域に存在するとの我々の観点と一致する傾向のように思われる。

^{20}Ne の高い励起状態のアルファクラスター構造を調べる手段として、アルファ散乱の他に、アルファ粒子相行反転が有力であることが最近明らかになりつつある。Kurchatov グループは⁷⁷⁾
 $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{20}\text{Ne}$ 反応で Takeda et al.¹⁰⁾ および Bergman と Hobbie¹¹⁾
 と同じ励起エネルギー領域でのスピンのパリティ決定を行った。アルファ散乱で得られたと

のとは一致しないうちのがあるが、アルファ散乱によるものは仮のものであり、アルファ粒子移行反応で得られた方が精度が高いものである。

これらが表Ⅱに比較して示されている。この

5 実験で彼らは高次節帯の J^{π} に相当する状態を見つけようとしたが、実験では観測されな

かったと報告している。高い励起状態でのアルファ粒子移行反応が系統的に行われること

で、²⁰Neの高励起状態のクラスター構造がより明

10 らかに存するであろう。そしてアルファ散乱の後方角励起関数の細かい構造は高次節帯以外

のクラスター的あるいは殻的状态との4チャンネル結合を取り入れた枠組みにおいて理解され

るであろう。

15 最後に実験の後方角励起関数をより高いエネルギー領域に延長するとどうなるであろう

か。E $\geq$ 25 MeVの領域では入射エネルギーが高くなるとともに微分断面積は減少し、励起関数

におけるゆらぎも少くなる。約29 MeV附近で再び幅広い(約2 MeV)ピークがあらわれる。

Bergman と Hobbie¹¹⁾ は ルジヤントル関数の零点での
 励起関数の振舞いから、これを仮に 10^+ であると
 した。一方 Cowley と Heymann⁹⁾ は後方角分布の振舞
 いから、これが $L=8$ の軌道角運動量が主に効いて
 5 おり 8^+ の共鳴状態であるとしている。彼らは
 このエネルギーにおいて $^{17}O(^3He, \alpha)^{16}O$ 反応でも微
 分断面積がピークをまっこと示し、⁴²⁾ 確かに共
 鳴状態であろうとしている。我々の計算され
 た励起関数を更に高いエネルギー領域まで延
 4 10 長すると、約 31 MeV 附近に幅広いピークがあ
 らわれ、ピーク的位置は少しずれるが実験の様子
 とは定性的に一致する。しかしこのエネルギー
 領域では高次節状態の幅は更に広くなり、後
 方角分布は特定の1個の部分波ではなく、いく
 15 つかの部分波が重畳して寄与する。又 Ceuleneer
 と Michel⁴³⁾ は Regge 極模型による $E_x = 28 \sim 30$ MeV の $\alpha + ^{16}O$
 散乱の後方角分布の解析から、 $E_x = 28.1$ MeV, 29.5 MeV
 にそれぞれ 8^+ , 11^- の $\alpha + ^{16}O$ の共鳴状態が存在する
 としている。99分、彼らは幅広いピークでなく
 まっとう幅の狭い共鳴を抽出している⁴⁾ であろう

。いずれにしても、このようなエネルギー領域
では吸収が強まり又特定の1個というより、数
個の部分波が後方角異常に関係してゐると考
えるのが、励起関数の幅から合理的と思われ
る。 $E = 30 \text{ MeV}$ 以上になると後方角度の微分断
面積は、エネルギーと共に減少する。

第六章 ^{16}O 近傍空孔核での後方角異常

類型Ⅲで典型的な ^{16}O の他に、 ^{15}N , ^{14}C , ^{13}C 等の標的核からのアルファ粒子散乱でも同じく後方角異常がおこる。我々は高い励起状態におけるアルファクラスター構造が後方角異常と関連するとの観点で考察して来た。従って、この観点の有用性を明らかにする上で、 $\alpha+^{16}\text{O}$ 系以外の類型Ⅲの後方角異常についても適用可能であるかどうか検討することが必要である。

$^{20}\text{Ne} \sim ^{16}\text{O}$ の軽い核では、殻模型で“4粒子-1空孔”と考えられる状態が存在する。これらは (L_i, d_i) , (L_i, t_i) のアルファ粒子移行反応で強く励起され、アルファクラスターの状態と考えられている。 ^{19}F , ^{18}F , ^{16}O ではBrink-Block型のクラスター模型あるいは直交条件模型で計算が行われ、アルファ+芯のクラスター構造の重要性が明らかになった。^{(60), (75), (85)}同時にこれらの核のアルファ+芯クラスター状態においては、図11に示されるように ^{20}Ne の基底帯 $k=0_1^+$ と閉殻芯内の空孔の弱結合と11の描像が成立することがArima-Horiuchi-

Sebe⁷⁹⁾によって指適されている。実験値より評価されたアルファ-空孔間相互作用は0.86 MeVの力で殻模型のそれより遙かに小さく弱結合がよいことを示す。NemotoとBando⁶⁰⁾は弱結合がアルファ+芯のクラスター構造によって生じること、および¹⁹Fのアルファクラスター構造が²⁰Neの $k=0_1^+$ 帯と空孔の弱結合で理解できることをBrink-Block型のクラスター模型計算で示した。最近¹⁶Oおよび¹⁸Fでも弱結合の描像でかなりよく理解できることが定量的計算を通じて明らかになった。^{(68), (79)}これらの実験および理論計算は²⁰Ne~¹⁶Oのアルファ+芯のアルファクラスター構造においても弱結合がvとfの論理としてかなりよいことを示している。

弱結合はアルファ+芯クラスターが成長していればいる程、より一層成り立つと考えられる。²⁰Neの高次節状態は基底 $k=0_1^+$ 帯にくらば遙かに $\alpha+^{16}$ Oクラスターが成長しているので、芯に空孔がある場合にも、より一層弱結合が成立することになる。すなわち、弱結合の論理からは

$^{19}\text{F}(^{19}\text{Ne}) \sim ^{16}\text{O}$ においても相対運動の励起した高次節状態が、アルファ粒子の値からみて ^{20}Ne の高次節状態の励起エネルギーに対応して存在すると思われる。

5 実際には、 ^{20}Ne 以外には高次節状態と考えられる状態は今の所見つかっていない。これらの核では ^{20}Ne のように明確には見えないかも知れない。(^{20}Ne で高次節状態が共鳴準位として見えることが基底帯 $K=0^+$ の遷移的性格と関係

10 していると我々は考えた。この帯に対応するアルファ+芯クラスター構造が、 ^{20}Ne から多へと空孔が増えるに伴い少しずつ成長していくことを考えれば、対応する高次節帯があらわれにくくなるのは理解できる。) しかし、高次節状態

15 が存在しているとしたら、その高いスピン状態は ^{20}Ne の時とよく似た現象を示し、アルファ散乱での後方角異常と関係すると思われるよう。

空孔が1個で弱結合が最も良く成立する ^{15}N 核からのアルファ粒子散乱を考える。 $E_x = 24 \text{ MeV}$

での $\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱の角度分布が $\alpha+^{16}\text{O}$ のそれと比較
 して載せられている(図は)。 $\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱の角度分
 布は後方角度で顕著な振動を伴った上昇を示
 す。同時に注目されるのは、角度分布の振舞い
 が $\theta_m \approx 90^\circ$ の非常に広い角度範囲にわたって
 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱のそれと極めてよく似ていること
 である。これは $\alpha+^{15}\text{N}$ について $\alpha+^{16}\text{O}$ 系の場合と
 よく似た幅広い高次節帯が高い励起エネルギー
 領域において存在しているとするならば合理的
 に理解されるであろう。

そこで我々は $\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱に直交条件模型を適
 用して考える。標的核 ^{15}N の波動関数は $\bar{\nu}\bar{\nu}$ 結合
 殻模型($P_{1/2}$)⁷ であるとする。有効2体ポテンシヤ
 ルに(3)式のカウス型を仮定すると、 $\alpha-^{15}\text{N}$ 間の直
 接項ポテンシヤルは次のように表わされる。

$$V_D^{(L,J)}(r) = V_D^{(\alpha\text{-core})}(r) + V_D^{(\alpha\text{-hole})}(r), \quad \dots (10)$$

$$\begin{aligned}
 V_D^{(\alpha\text{-core})}(r) = & \sum_n \left\{ 9V_n^{33} + 3V_n^{13} + 3V_n^{31} + V_n^{11} \right\} \cdot \left(\frac{120V}{120D + 101Kn} \right)^{3/2} \\
 & \times \left\{ 4 - \frac{2^3 \cdot 3^2 \cdot 5Kn}{120D + 101Kn} + \frac{2^6 \cdot 3^2 \cdot 5^2 V K_n^2}{(120D + 101Kn)^2} r^2 \right\} \\
 & \times \exp \left[- \frac{120VKn}{120D + 101Kn} r^2 \right], \quad \dots (11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_0^{(\alpha\text{-hole})}(r) = & - \sum_n \left\{ 9V_n^{22} + 3V_n^{13} + 3V_n^{31} + V_n^{11} \right\} \left(\frac{120\mu}{120\mu + 101K_n} \right)^{3/2} \\
 & \times \sum_{\lambda} (2\lambda+1) \left\{ W\left(\frac{1}{2}, 1, J, L, \frac{3}{2}, \lambda\right) \right\}^2 \\
 & \times \left[1 - \frac{60K_n}{120\mu + 101K_n} + \frac{2^4 \cdot 3^2 \cdot 5^2 \mu K_n^2}{(120\mu + 101K_n)^2} (10\lambda 0 | L 0)^2 r^2 \right] \\
 & \times \exp \left[- \frac{120\mu K_n}{120\mu + 101K_n} r^2 \right]. \quad \dots\dots (12)
 \end{aligned}$$

$\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱と比較のため、有効二体ポテンシャルとして、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 系で用いたのと同じ HNY ポテンシャルを用いる。又、L.S 力は考えないこととする。 ${}^{15}\text{N}$, α の拡がりのパラメータは、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 系の場合より少し変え、 $\mu = 0.18$ とする。直交条件は簡単のため、 $N \leq 6$ (N : 相対の調和振動量子数) は禁止され、 $N \geq 7$ はすべて許されるとする。

$E_\alpha = 24 \text{ MeV}$ で計算された角度分布の結果が図 13 に示されている。吸収ポテンシャルの強さは、後方角度での絶対値を再現するように決められている。 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱と似た角度分布を示す後方角度の特徴は、大体よく再現されている。前方角度については、実験との一致はあまりよくない。

各部分波の後方角度における散乱振幅への

寄分を分析すると、 $\alpha+^{15}\text{N}$ 系における高次節帯に
 対応する幅広い共鳴的な $L=6, L=8$ の部分波の寄
 分が大きいことがみられる。 $L=7$ の部分波の寄
 分もあるが、これは $L=6, L=8$ の部分散乱振幅と逆
 5 位相で、後方角度での全散乱振幅を小さくする
 働きをする。フレイミタリーな段階の計算で
 あるが、全体として $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常でみ
 られた状況が、 $\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱においても存続 (persist)
 していることが指適されよう。

10 $W_0=0$ MeV の時の位相差の傾向は、 $\alpha+^{16}\text{O}$ 系の場
 合と大体同じであるが、全体的に 270° への起ち上
 りは弱くなる。例えば今の場合 $L=0$ の位相差
 は 270° を切らぬ。今の模型の範囲内では、この
 ことは直接項ポテンシャルの第2項 $V_0^{(\alpha-h)/e}(r)$ が付
 15 加的に働くことに起因している。 $\alpha+^{16}\text{O}$ 系と同
 じクーロン障壁をもち $\alpha+^{15}\text{N}$ 系で計算された位
 相差も、 $\alpha+^{15}\text{N}$ の場合と殆ど同じである。

$\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱における後方角異常のメカニズム
 を高次節帯の存在との関連で、更に明らかにす
 るためには、他のエネルギーでの角度分布、励起

関数の解析を系統的にすすめていくことが必要である。又、低い励起エネルギーでの ^{19}F の $\alpha+^{15}\text{N}$ クラスター構造の研究^{*)}を高次節帯に焦点をあててすすめていくことがあわせて必要である。一方、実験的な面からは、 $\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱のデータは、 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱にくらべると遙かに少い。今後、系統的なアルファ散乱のデータの蓄積が行われることが期待される。

更に、 $\alpha+^{14}\text{C}$, $\alpha+^{13}\text{C}$, $\alpha+^{12}\text{C}$ 等の空孔核からのアルファ散乱で見られる後方角上昇にも高次節帯が関係しているであろうか。空孔核からのアルファ粒子散乱の後方角上昇のメカニズムを明らかにするだけでなく、高い励起状態におけるアルファクラスター構造を明らかにする観点から、興味ある今後の研究課題である。

*) Dr. F. Nemoto は $\alpha+^{15}\text{N}$ の適交条件模型で ^{19}F のクラスター構造の研究をすすめている。有益な討論に対し筆者は深く感謝します。

第七章 各類型での後方角異常

我々は今まで類型Ⅲを考察してきた。第一章でアルファ一核散乱を類型Ⅰ,Ⅱ,Ⅲに分類したが、類型Ⅲがこれらの全体の中でいかなる位置を占めているであろうか。我々は類型Ⅲを含めて各類型のメカニズムを次のように理解することができる。

先ず類型Ⅰは図1に見られるように、後方角度で微分断面積は小さく、後方角異常を全じず通常の標準的光学模型でよく理解されている。これは類型Ⅰでは吸収がかなり強く、核内部領域の波動関数は減衰させられず、標的核は平均的な幾何学的パラメータのみでよく記述されるからである。後方角度の角度分布が下がる機構は、散乱振幅の表式で(i)全体的に吸収が強い、ため反射係数 R が小さくなること、(ii)各部分波にパリティの偶奇による差があらわれず、吸収が比較的弱い核表面部分波は、後方角度では、 $R_L(\cos 180^\circ) = (-)^L$ の性質より、隣接する偶奇パリティの部分散乱振幅が互に逆位相で打ち消し合い、

結果として全散乱振幅を小さくすることの理由による。

類型Ⅱでは後方角上昇が生じ、類型Ⅰのときのような平均的な光学ポテンシャル模型ではとらえきれない。吸収は比較的強いが類型Ⅰほどでなく、核表面領域では通常の光学模型ではとりこまれぬ効果が効くと考えられる。我々は、ここでは核表面におけるパウリ原理による交換効果をとり入れなければならぬだろうと考える。そして類型Ⅰとの関連で、パウリ原理の効果をポテンシャル描像でとり入れる。パウリ原理をとり入れた複合核間相互作用は、強い L -依存性をもつ局所ポテンシャルで表わされる。我々は強い L -依存性は、大まかにハリティ依存性で表わされるであろうと考え、核表面ハリティ依存ポテンシャル模型を文献31)で提案した。ハリティ依存ポテンシャル模型は次のように表わされる。

$$V(r) = V_{opt}(r) + V_{exch}(r)$$

ここで $V_{opt}(r)$ は前方角度の角度分布の振舞いを

記述する平均的な光学ポテンシャルであり、

$V_{\text{exh}}(r)$ は核表面パリティ依存ポテンシャルである。

この模型により後方角上昇の系統的な解析が文献 31) で行われている。 $\alpha + {}^4_2\text{He}$ 散乱の角度分布が図 14 に示されている。パリティ依存ポテンシャル模型で後方角度の上昇がよく再現されることがわかる。更に、後方角度だけでなく前方角度の角度分布もよく再現されているといえよう。

後方角上昇のメカニズムを知るため、最後方角度での散乱振幅の様子が各部分波ごとに図 15 に示されている。パリティ依存ポテンシャルが存在する場合と存在しない場合で、各部分散乱振幅の振舞いは $L=8$ 位までは大きい差があるが、 $L=9, 10, 11$ の核表面部分波の振舞いに差があらわれることがわかる。 $L \geq 9$ の核表面部分波はパリティ依存ポテンシャル項が存在しない場合には隣接する偶奇パリティで部分散乱振幅が逆位相で打消し合い、全散乱振幅を小さく

するのに対し、パリティ依存ポテンシャル項が存在する場合には、パリティ依存ポテンシャル項から生ずる部分散乱振幅が、順位相に加わるため、隣接する偶奇パリティの部分散乱振幅の間に打ち消し合いが起こらず、全散乱振幅が大きくなる。つまり、核表面領域のポテンシャルにパリティ依存性を導入することで、後方角上昇がよく説明されるのである。

この場合、後方角上昇が特定の1個の核表面部分波によってではなく、複数の核表面部分波がネットとして寄与することにより生じることは注目される。

我々のこの模型は、軽い核における共鳴群法を用いた微視的模型による研究成果に、基礎をきつ現象論的模型である。今後、微視的模型で類型Ⅱの領域を直接とり扱うことが可能と存在れば、その基礎づけがより明確になるであろう。

最後に類型Ⅲについて議論する。類型Ⅲは中間角領域から角度分布が上昇し、微分断面積

の絶対値も大きい。類型Ⅱで扱ったように核表面領域の効果をとるだけの現象論的模型では、後方角度の特徴を再現するのに困難がある。我々は類型Ⅱでは吸収が弱く、核表面領域だけでなく、内部領域においても波動関数が減衰させられなないと考える。従ってアルファ粒子と標的核のつくる複合系の構造を考慮に入れることが必要になるであろう。 $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の後方角上昇には複合系 ^{20}Ne の高次節帯の幅広い共鳴が重要である。又、核表面部分波のパリティによる性質の違いから、偶パリティは散乱振幅へ大きい寄与をするのに対し、奇パリティの部分波は寄与が小さく存在。従って類型Ⅰで見られるような隣接する偶奇パリティの部分散乱振幅の打消し合いが生じず後方が上昇する。これは類型Ⅱの現象論的模型とは内容的には同じではないが偶奇性の効果が同様に存在することは注目される。パウリ原理は第一義的ではなく、我々の直交条件模型あるいはくりこみポテンシャル模型でも理解される

。 $\alpha + {}^{15}\text{N}$ 散乱等、 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱以外の場合にも同じメカニズムが存在するであろうと考えられる。

注目すべきことは、類型Ⅲにおいても後方角上昇は特定の1個の部分波によるものではなく、
5 数個の核表面部分波の重畳により生じていることである。

以上のように、我々はアルファ散乱の後方角異常を、アルファ-核間の相互作用領域に注目
することにより後方角上昇を起こさないもの
10 を含めて、角度分布の3類型に応じて統一的な
描像のもとに理解することができると考える。

第八章 結論と今後の課題

我々はアルファ—核散乱を3類型に分類し、
 類型Ⅲを高励起エネルギーにおける中間複合
 系の核構造が効くとの観点から、典型である
 $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の後方角異常を、 ${}^{20}\text{Ne}$ の $\sim 8.6 \text{ MeV}$ から始ま
 る高次節帯の 6^+ , 8^+ 状態の継続的存在という問
 題意識で調べた。直交条件模型を使い、相互作
 用ポテンシャルには、出発エネルギー値依存性
 を考慮に入れて HNY ポテンシャルから導出さ
 れた直接項ポテンシャルが用いられた。この
 模型で $E_\alpha = 20 \sim 25 \text{ MeV}$ の後方角異常現象を解析し、
 角度分布、励起関数はともに良く再現された。
 後方角異常の発生機構は、本質的に核表面部分
 波 $L=6$ および $L=8$ の幅広い共鳴の重畳によること
 更にそれらが偶パリティのみにはバシクしてあ
 らわれ、奇パリティにはあられもないことを同
 時に重要であることが明らかにあった。 ${}^{20}\text{Ne}$ の
 アルファクラスター構造という見方からは、2
 つの幅広い共鳴は高次節帯の 6^+ および 8^+ の状
 態に対応するものである。これらは共鳴準位

としては今まで見つけられていないが、その継続的存在の痕跡は後方角異常現象の中に見い出されるといえる。かくして我々は核反応での現象を核構造と結びつけて統一的に理解することが出来る。

類型Ⅲの空孔核の標的核で見られる後方角異常について、この領域におけるアルファクワースター構造と弱結合描像との関連から、高次節状態が $\alpha+^{16}\text{O}$ 系以外においても普遍的に存在するとの観点から、合理的に理解できる可能性が指摘された。 $\alpha+^{15}\text{N}$ 散乱について、直交条件模型を用いた計算が行われ、プレリミナリー段階の結果ではあるが、 $E_\alpha = 24 \text{ MeV}$ での角度分布で、後方角度で実験値とよい一致が得られることが示された。

アルファ一核散乱全体は、後方角異常を起こさないものを含めて、類型Ⅰ,Ⅱ,Ⅲの分類で次のように理解される。共通してゐることは、後方角異常は一見すると特定の1個の部分波による現象に見えるが、数個の核表面部分波によっ

2 とた ら され て いる こと である。類型Ⅲの場
 合は吸収が弱く幅広い共鳴のようである。アルファ
 + 核の複合系の核構造が重要である。複合系
 のアルファクラスター構造を記述する模型で
 5 説明される。類型Ⅱでは、核の内部領域は吸収
 で覆われるが核表面領域ではパウリ原理が効
 くと考えられ、その効果を現象論的にとり入れ
 た、パリティ依存ポテンシャル模型で、系統的に
 説明できる。類型Ⅰになると強い吸収で核全
 10 体が覆われ、強吸収模型や標準的光学模型によ
 く記述される。

類型Ⅲについては、上のような観点で更に系
 統的な解析をすすめることが必要である。

次に今後の課題について述べる。第1は、粒
 15 子核からのアルファ散乱の角度分布の振舞い
 を理解することである。実験的には殻効果と
 して知られてはいるが、図12に見られるように、標
 的核が¹⁵Nのように空孔核の場合には閉殻核¹⁰
 と似て後方角上昇を示すのに対して、標的核が
 10 のように粒子核の場合には、後方角上昇が生

じないののである。そして $\alpha + D$ ¹⁸ 散乱の角度分布
 は、この質量附近の標的核に対する平均的な標
 準的光学ポテンシャル模型で記述されるので
 ある。このようにアルファ散乱の後方角分布
 5 に対しては、空孔と粒子は全く対照的な役割を
 演じるのである。我々は空孔核からのアルファ
 散乱については高い励起エネルギー領域に
 おける複合系のアルファクラスター構造の存
 在との観点から理解する方向を述べた。粒子
 10 核からのアルファ散乱で、何故後方角上昇が生
 じないか、特に高い励起状態における複合系の
 構造との関連で研究することは、類型Ⅲのメカ
 ニズムを更に明確にする上でも必要であり、か
 つ興味ある課題である。共鳴群法など微視的
 15 模型を $\alpha + D$ ¹⁸ に適用することと、この方向とし
 てあり得るが、まず簡単な現象論的模型での試
 みが必要であろう。

第2は類型Ⅲで得られた認識を基礎に類型
 Ⅱの問題を再度招え直してみることである。
 パリティ依存ポテンシャルと類型Ⅱの $\alpha + D$ ¹⁶ 散

乱で共鳴がパリティによりバンクしてあられ
 ることは、後方角度で散乱振幅が逆位相で打
 消し合いを起こさないという共通の働きをし
 ている。類型Ⅱで例えば $\alpha + {}^{40}\text{Ca}$ 散乱で、後方角異
 5 常が ${}^{14}\text{C}$ の高励起状態での核構造とどのような
 関係にあるのかを明らかにすることは興味あ
 る課題である。更に、類型Ⅱでの殻効果(${}^{36}\text{Ar}$, ${}^{39}\text{K}$ 等
 の空孔核では後方角異常が生じ、粒子核と対照
 的)も類型Ⅲとの関連で調べる必要がある。

4 10 第3は、アルファ一核散乱で明らかにされた
 認識の重イオン散乱への適用可能性を検討す
 ることである。後方角上昇の現象が ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$,
 ${}^{16}\text{O} + {}^{18}\text{O}$, ${}^{16}\text{O} + {}^{19}\text{F}$ 等で存在することが、最近の重イ
 オン散乱で明らかに存しているが、これらは通
 15 常の光学模型では理解できない現象である。

アルファ一核散乱の研究は最も簡単な系の複
 合粒子間相互作用を明らかにする上で重要で
 あるだけでなく、急速に発展する重イオン散乱
 への、ひとつの手がかりを与えるものとなると
 考えられる。

謝辞

著者は本研究を終始御指導下さった宮崎大学永田忍教授に心から感謝します。又、有益な議論と共同の研究に対し、基礎物理学研究所の近藤祥夫氏に深く感謝します。京都大学の堀内昶博士および玉垣良三教授には貴重な議論と激励に対し深甚なる謝意を表わします。

数値計算は京都大学大型計算機センターおよび北海道大学大型計算機センターで行われました。

参考文献

- (1) J. C. Corelli, E. Bleuler and D. J. Tendam, Phys. Rev. 116 (1959), 1184.
- (2) A. Budzanowski, K. Grotowski, S. Micek, H. Niewodoniczański, J. Śliż, A. Strzałkowski and H. Wojciechowski, Phys. Letters 11 (1964), 74.
- (3) W. D. Plouffe, Phys. Rev. 122 (1961), 1232.
- (4) S. S. Wong and E. Bleuler, Phys. Rev. 125 (1962), 280.
- (5) J. C. Jodogne, P. C. Macq and J. Steyaert, Phys. Letters 2 (1962), 325.
- (6) E. T. Boschitz, J. S. Vincent, R. V. Brecaw and J. R. Priest, Phys. Rev. Letters 13 (1964), 442.
- (7) W. T. H. Van Oers, G. J. C. Van Niftrik, H. L. Jonker's and K. W. Brockman, Nucl. Phys. 74 (1965), 469.
- (8) M. K. Mehta, W. E. Hunt and R. H. Davis, Phys. Rev. 160 (1967), 791.
- (9) A. A. Cowley and G. Heymann, Nucl. Phys. A146 (1970), 465.
- (10) M. Takeda, S. Kato and T. Yamazaki, J. Phys. Soc. Japan 30 (1971), 56.
- (11) C. Bergman and R. K. Hobbie, Phys. Rev. C3 (1971), 1729.
- (12) H. Oeschler, H. Schröter, H. Fuchs, L. Baum, G. Gaul, H. Lüdecke, R. Santo and R. Stock, Phys. Rev. Letters 28 (1972), 694.
- (13) H. Oeschler, H. Fuchs and H. Schröter, Nucl. Phys. A202 (1973), 513.
- (14) B. I. Kuznetsov, I. P. Chernov and R. E. Ovsyannikova, Sov. J. Nucl. Phys. 18 (1974) 490.

- (15) S. So, C. Mayer-Böricke and R.H. Davis, Nucl. Phys. 84 (1966), 641.
- (16) K.A. Eberhald and C. Mayer-Böricke, Nucl. Phys. A142 (1970), 113.
- (17) M. Takeda, S. Kato and T. Yamazaki, J. Phys. Soc. Japan 31 (1971), 625.
- (18) J. Lega and P.C. Macq, Nucl. Phys. A218 (1974), 429.
- (19) A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, Mrs. B. Łazarska, S. Micek, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski and Mrs. Z. Wróbel, Phys. Letters 16 (1965), 135.
- (20) C. R. Gruhn and N. S. Wall, Nucl. Phys. 81 (1966), 161.
- (21) R. Bock, Nucl. Phys. A92 (1967), 539.
- (22) C. P. Robinson, J. P. Aldridge, J. John and R. H. Davis, Phys. Rev. 171 (1968), 1241.
- (23) A. Bobrowska, A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, S. Micek, H. Niewodniczański, A. Strzałkowski and Z. Wróbel, Nucl. Phys. A126 (1969), 361.
- (24) E. Labie, J. Lega and P.C. Macq, Nucl. Phys. A135 (1969), 145.
- (25) G. Gaul, H. Lüdecke, R. Santo, H. Schmeing and R. Stock, Nucl. Phys. A137 (1969), 177.
- (26) R. Stock, G. Gaul, R. Santo, M. Bernas, B. Harvey, D. Hendrie, J. Mahoney, J. Sherman, J. Steyaert and M. Zisman, Phys. Rev. C6 (1972), 1226.
- (27) H. Eickhoff, D. Freckers, H. Löhner, K. Poppensieker, R. Santo, G. Gaul, C. Mayer-Böricke and P. Turek, Nucl. Phys. A252 (1975), 333.
- (28) H. Schmeing and R. Santo, Phys. Letters 33B (1970), 210.
- (29) W. Trombik, K.A. Eberhald and J. S. Eck, Phys. Rev. C11 (1975), 685.

- (30) O. Tanimura, S. Ohkubo and S. Nagata, *Soryushiron Kenkyu* (mimeographed circular in Japanese) 45 (1972), E57.
- (31) Y. Kondo, S. Nagata, S. Ohkubo and O. Tanimura, *Prog. Theor. Phys.* 53 (1975), 1006.
- (32) A. Budzanowski, K. Grotowski, L. Jarczyk, H. Niewodniczanski and A. Strazalski, *Intern. Nuclear Physics Conf.* (Academic Press, New York and London, 1967), P81.
- (33) H.C. Bryant and N. Jarmie, *Annals of Physics* 47 (1968), 127.
- (34) A. Budzanowski, A. Dudek, R. Dymarz, K. Grotowska, L. Jarczyk, H. Niewodniczanski and A. Strazalski, *Nucl. Phys.* A126 (1969), 369.
- (35) M.C. Schmeing, *Nucl. Phys.* A142 (1970), 449.
- (36) J. Eichler, *Proceedings of Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions* (North-Holland Publishing Co. Amsterdam, 1970), P 347.
- (37) K. A. Eberhald, *Phys. Letters* 33B (1970), 343.
- (38) D. Agassi and N. S. Wall, *Phys. Rev.* C7 (1973), 1368.
- (39) G. W. Greenlees and Y. C. Tang, *Phys. Letters* 34B (1971), 359.
- (40) A. S. Rinat, *Phys. Letters* 38B (1972), 281.
- (41) E. Boridy, *Phys. Letters* 48B (1974), 413.
- (42) A. A. Cowley and G. Heymann, *Phys. Letters* 30B (1969), 618.
- (43) R. Ceuleneer and F. Michel, *Phys. Letters* 43B (1973), 365.

- (44) K.W. McVoy, Phys. Rev. C3 (1971), 1104.
- (45) B.I. Kuznetsov and I.P. Chernov, Sov. J. Nucl. Phys. 20 (1975), 340.
- (46) J.S. Eck, R.A. LaSalle and D. Robson, Phys. Rev. 186 (1969), 1132.
- (47) R.A. Chatwin, J.S. Eck, D. Robson and A. Richter, Phys. Rev. C1 (1970), 795.
- (48) A.E. Bisson, K.A. Eberhald and R.H. Davis, Phys. Rev. C1 (1970), 539.
- (49) T. Honda, Y. Kudo and H. Ui, Nucl. Phys. 44 (1964), 472.
- (50) J.V. Noble and H. Coelho, Phys. Rev. C3 (1971), 1840.
- (51) W. Sünkel and K. Wildermuth, Phys. Letters 41B (1972), 439.
- (52) Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 52 (1972), "Alpha-Like Four-Body Correlations and Molecular Aspects in Nuclei" and references therein.
- (53) Proceedings of the INS-IPCR Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy Ions, Tokyo, March (1975), Part I and references therein.
- (54) A. Arima, H. Horiuchi, K. Kubodera and N. Takigawa, in Advance in Nuclear Physics, edited by M. Baranger and E. Vogt (Plenum, New York, 1972), Vol. 5, P. 345.
- (55) K. Wildermuth and W. McClure, Springer Tract in Modern Phys. 41 "Cluster Representation of Nuclei" (Springer Verlag Berlin, 1966).
- (56) Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 52 (1972), "Alpha-Like Four-Body Correlations and Molecular Aspects in Nuclei" Chapt. III, IV, VI.

- (57) H. Horiuchi and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. 40 (1968), 277.
- (58) H. Horiuchi, K. Ikeda and Y. Suzuki, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 52 (1972), 89.
- (59) F. Aizenberg-Selove, Nucl. Phys. A190 (1972), 1.
- (60) F. Nemoto and H. Bando, Prog. Theor. Phys. 47 (1972), 1210.
- (61) F. Tanabe and F. Nemoto, Prog. Theor. Phys. 51 (1974), 2009.
- (62) A. Weiguny, Proceedings of the INS-IPCR Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy-Ions, Tokyo, March (1975), P. 203.
- (63) T. Matsue, M. Kamimura and Y. Fukushima, Prog. Theor. Phys. 53 (1975), 706.
- (64) S. Ohkubo, H. Horiuchi and A. Tohsaki, private communication.
- (65) F. Nemoto, Y. Yamamoto, H. Horiuchi, Y. Suzuki and K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. 54 (1975), 104.
- (66) S. Saito, Prog. Theor. Phys. 40 (1968), 893.
- (67) S. Saito, Prog. Theor. Phys. 41 (1969), 705.
- (68) Y. Suzuki, Proceedings of the INS-IPCR Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy-Ions, Tokyo, March (1975), P. 58. Prog. Theor. Phys. 55 (1976), 1751, 56 (1976), 111.
- (69) H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. 50 (1973), 529.
- (70) H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. 51 (1974), 1266.
- (71) T. Matsue and M. Kamimura, Prog. Theor. Phys. 49 (1973), 1765.
- (72) A. Hasegawa and S. Nagata, Prog. Theor. Phys. 45 (1971), 1786.

- (73) Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. 52 (1972), 471.
- (74) H. Bando, S. Nagata and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. 44 (1970), 646.
- (75) H. Bando, S. Nagata and Y. Yamamoto, Prog. Theor. Phys. 45 (1971), 1515.
- (76) B. Buck, C.B. Dover and J.P. Vary, Phys. Rev. C11 (1975), 1803.
- (77) K.P. Artemov, V.Z. Goldberg, I.P. Petrov, I.N. Serikov, V.P. Rudakov, V.A. Timofeev, R. Wolski and J. Szmider, Sov. J. Nucl. Phys. 22 (1976), 125.
- (78) T. Sakuda, S. Nagata and F. Nemoto, Prog. Theor. Phys. 56 (1976), 1126.
- (79) A. Arima, H. Horiuchi and T. Sebe, Phys. Letters 24B (1967), 129.
- (80) W. Von Oeretzen, H.H. Gutbrod, M. Müller, U. Voos and R. Bock, Phys. Letters 26B (1968), 291.
- (81) U.C. Voos, W. Von Oeretzen and R. Bock, Nucl. Phys. A135 (1969), 207.
- (82) C.K. Gelbke, R. Bock, P. Braun-Munzinger, D. Fick, K. Hildenbrand, A. Richter and W. Weiss, Phys. Rev. Letters 29 (1972), 1683.
- (83) A. Gamp, W. Von Oeretzen, H. G. Bohlen, M. Feil, R.L. Walter and Marguardt, Zeit. Phys. 261 (1973), 283.
- (84) K. Fujii, J. Schinazu, K. Takimoto, Y. Kondo, S. Ohkubo and J. Muto, Proceedings of the INS-IPCR Symposium on Cluster Structure of Nuclei and Transfer Reactions Induced by Heavy-Ions, Tokyo, March (1975), P711.

表の説明

表 I : HNY ポテンシャルのパラメータ。この論文では Δ は -27 MeV にとられてゐる。(単位は MeV)

表 II : アルファ散乱およびアルファ粒子移行反応により決められた ^{20}Ne の高励起エネルギー状態のスピン、パリティ。

図の説明

図 1 : アルファ粒子一核散乱の角度分布の模式図。

図 2 : ^{20}Ne のエネルギー準位。(a) HNY565 ポテンシャルでの計算値。(b) HNY538 ポテンシャルでの計算値。ポテンシャルパラメータは表 I に載せられている。

図 3 : $\alpha + ^{16}\text{O}$ 散乱の $E_\alpha = 21.37, 22.11, 23.45, 24.28 \text{ MeV}$ での角度分布。黒丸は実験値⁽¹⁾を表わし、実線は直交条件模型での計算値を表わす。

図 4 : $\alpha + ^{16}\text{O}$ 散乱の $\theta_{\text{cm}} = 176.6^\circ$ での励起関数。太線は実験値⁽¹⁾を表わし、実線は直交条件模型による計算値を表わす。吸収ポテンシャルはすべてのエネルギーで 2 MeV の一定に保たれている。

図 5 : 直交条件模型による $\alpha + ^{16}\text{O}$ 散乱の $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$ での全散乱振幅が各部分散乱振幅の和の形で示されている。それぞれの線分が各角運動量での部分散乱振幅

を表わし、数字は角運動量の大きさを表わす。

図 6 : 直交条件模型による $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の位相差。吸収ポテンシャルは含まれてない。

図 7 : 直交条件模型による $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の反射係数。

図 8 : $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の $E_\alpha = 21.37, 23.45 \text{ MeV}$ での角度分布。黒丸は実験値¹⁰⁾を表わし、実線は直交条件が存在し¹⁰⁾ない場合の計算値を表わす。

図 9 : $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の $\theta_m = 176.6^\circ$ での励起関数。太線は実験値¹⁰⁾を表わし、実線は直交条件が存在し¹⁰⁾ない場合の計算値を表わす。吸収ポテンシャルはすべてのエネルギーで 2 MeV の一定に保たれている。

図 10 : 直交条件が存在し¹⁰⁾ない場合の $\alpha+^{16}\text{O}$ 散乱の位相差の計算値。吸収ポテンシャルは含まれてない。

図 11 : $^{20}\text{Ne}-^{16}\text{O}$ におけるアルファクラスター構

造をまっエネルギー準位の弱結合の様子。エネルギー準位は文献59)による。

図12: $E_\alpha = 24 \text{ MeV}$ での $\alpha + {}^{15}\text{N}$, $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の角度分布。後方角上昇を示さない $\alpha + {}^{16}\text{O}$ 散乱の角度分布が比較のため載せられている。この図は文献12)による。

図13: $\alpha + {}^{15}\text{N}$ 散乱の $E_\alpha = 24 \text{ MeV}$ での角度分布。黒丸は実験値⁽¹²⁾を表わし、実線は直交条件モデルでの計算値を表わす。

図14: $E_\alpha = 24.1 \text{ MeV}$ での $\alpha + {}^{40}\text{Ca}$ 散乱の角度分布。実線はパリティ依存光学モデル、点線は通常の光学モデルによる計算値を表わす。この図は文献31)による。

図15: $\alpha + {}^{40}\text{Ca}$ 散乱 ($E_\alpha = 22 \text{ MeV}$) の $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$ での全核散乱振幅が各部分散乱振幅のベクトル和として表わされている。それぞれの線分は部分散乱振幅を表わし、角運動量の大きさが線分の終点に示されている。実線がパリティ依存光学

ポテンシャルによるものであり、点線
が通常の光学ポテンシャルによるもの
のである。全散乱振幅は $-f_c(180^\circ)$ から終
点へのベクトルで表わされることを
注意せよ。この図は文献31)による。

表 I

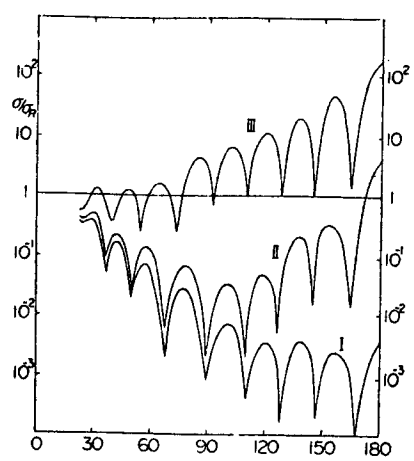
range No	$\kappa \text{ (fm}^{-2}\text{)}$	V_n^{13}	V_n^{33}	V_n^{31}	V_n^{11}
1	0.160	-6.0	5/3	-5.0	15.0
2	1.127	-538 $\pm$ Δ	-50.0	-360.0	50.0
3	3.404	1655.0	162.0	1145.0	0.0

表 II

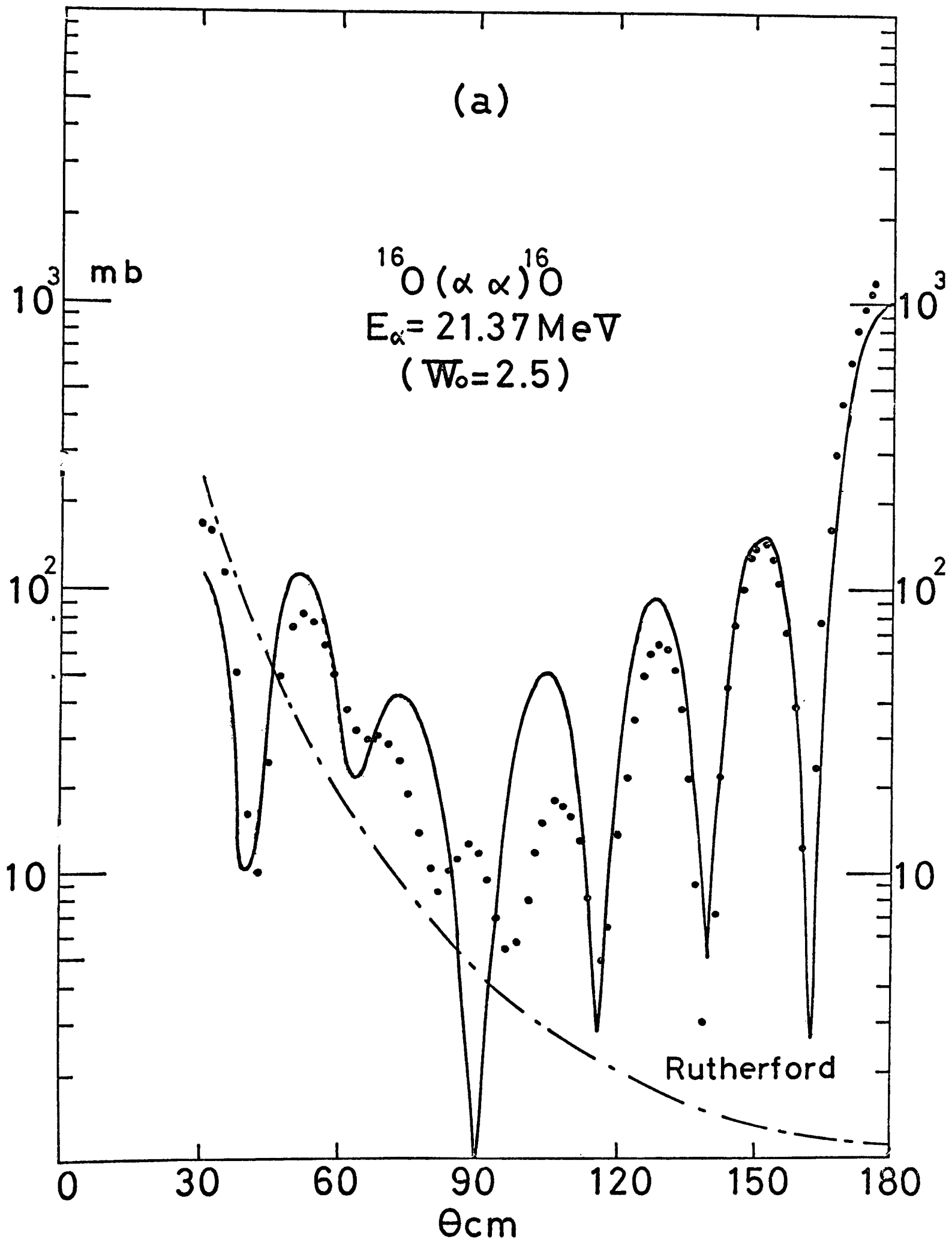
Bergman & Hobbie ^(a) $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$			Takeda et al. ^(b) $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)^{16}\text{O}$			Artemov et al. ^(c) $^{16}\text{O}(^6\text{Li}, d)^{20}\text{Ne}$		
$E_x(^{20}\text{Ne})$ (MeV)	Γ (keV)	J^π	$E_x(^{20}\text{Ne})$ (MeV)	Γ (keV)	J^π	$E_x(^{20}\text{Ne})$ (MeV)	Γ (keV)	J^π
						19.4	400	7^-
						19.9	400	7^-
20.70	120	9^{-*}						
21.05	200	7^-						
21.10	80	9^{-*}						
			21.29	300	7^-	21.3	300	8^+
21.70	250	7^-	21.82	400	7^-	21.8	300	8^+
22.70	500	9^-						
22.85	250	9^-						.
23.3	500	8^+	23.49	550	8^+	23.2	--	8^+
24.1	300	8^+	24.15	400	8^+	23.6	--	$9^-(8^+)$

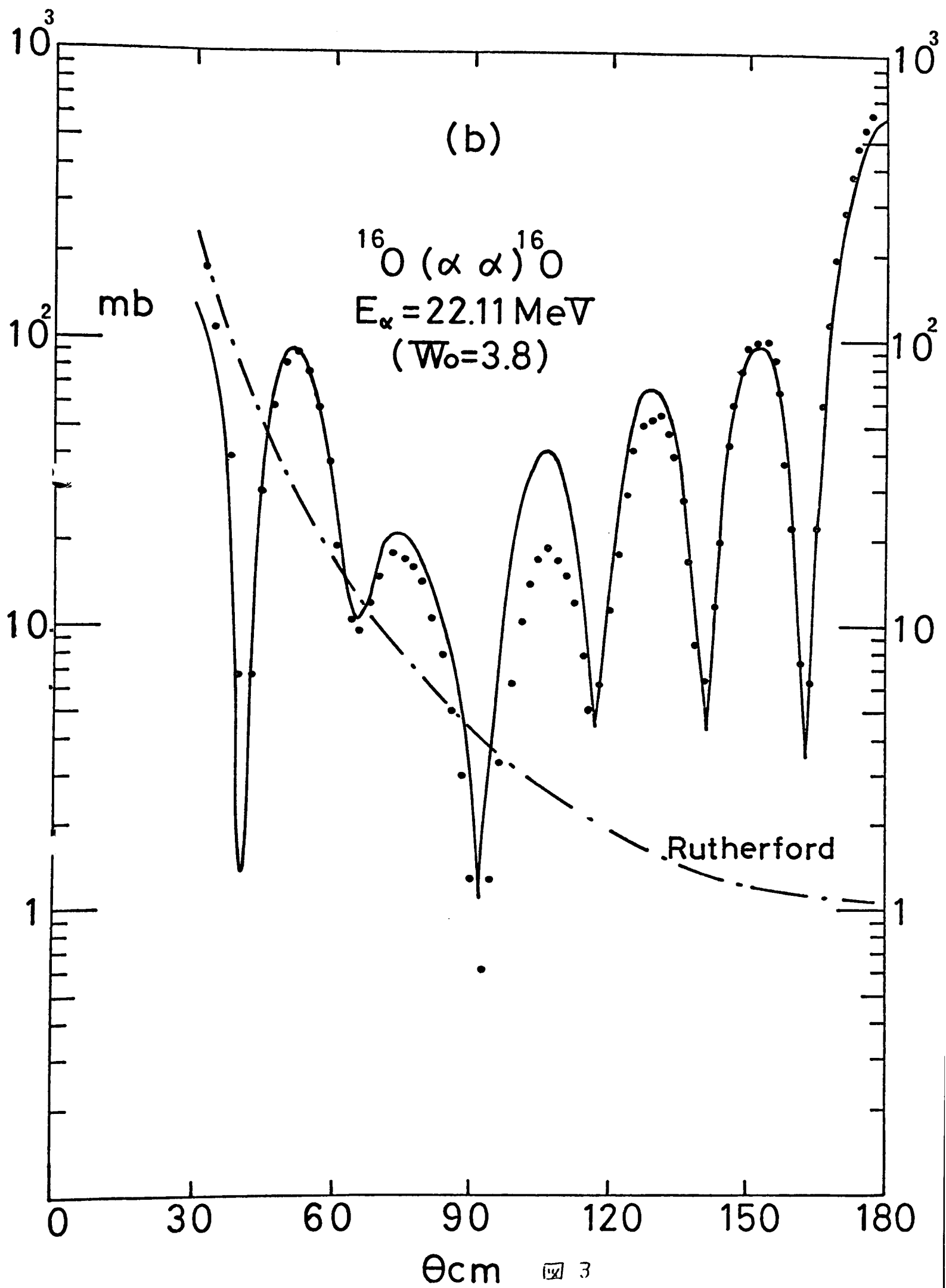
(a) Ref.11 (b) Ref.10 (c) Ref.77

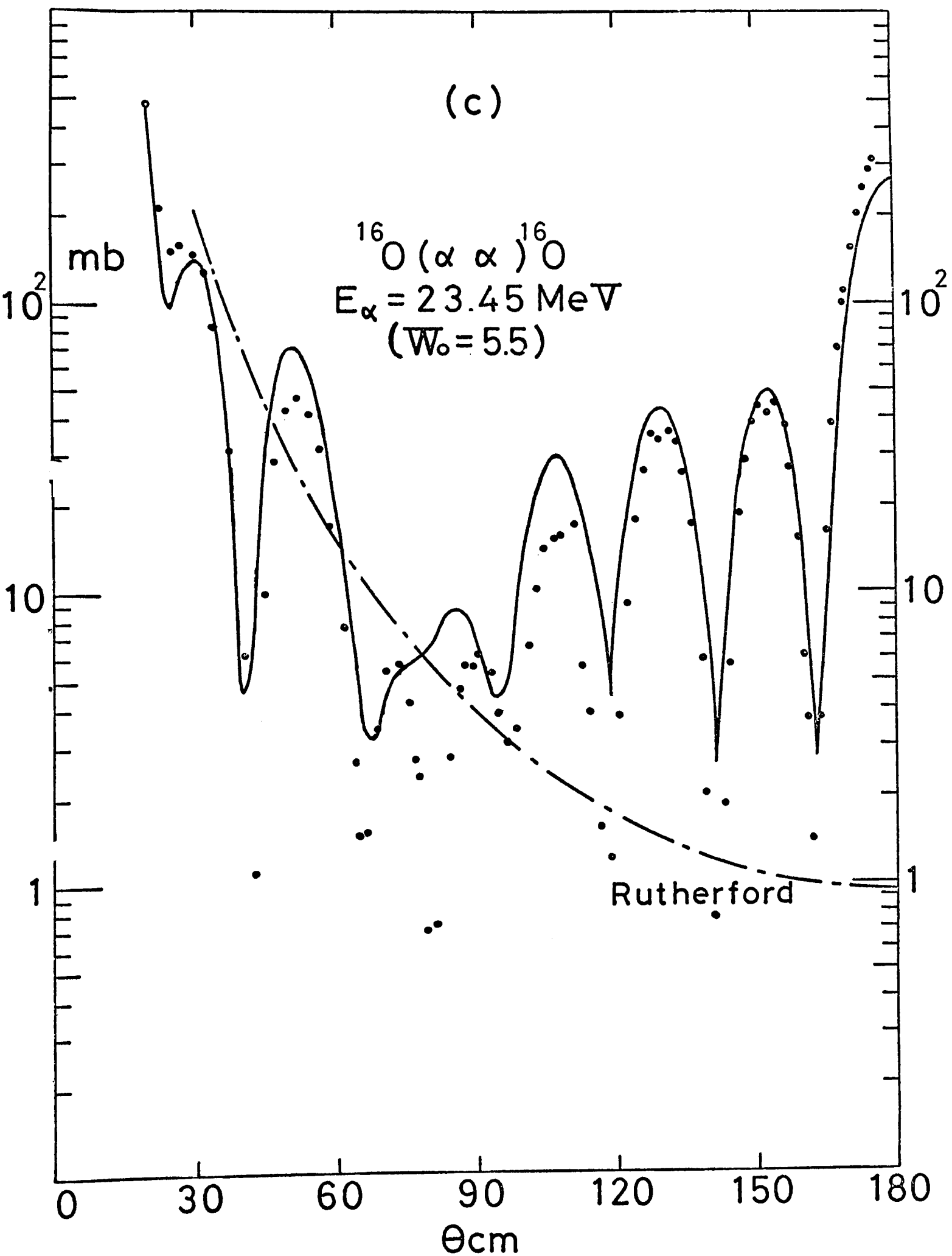
(アルファ 散乱では *以外はすべて 偽であるとされている)

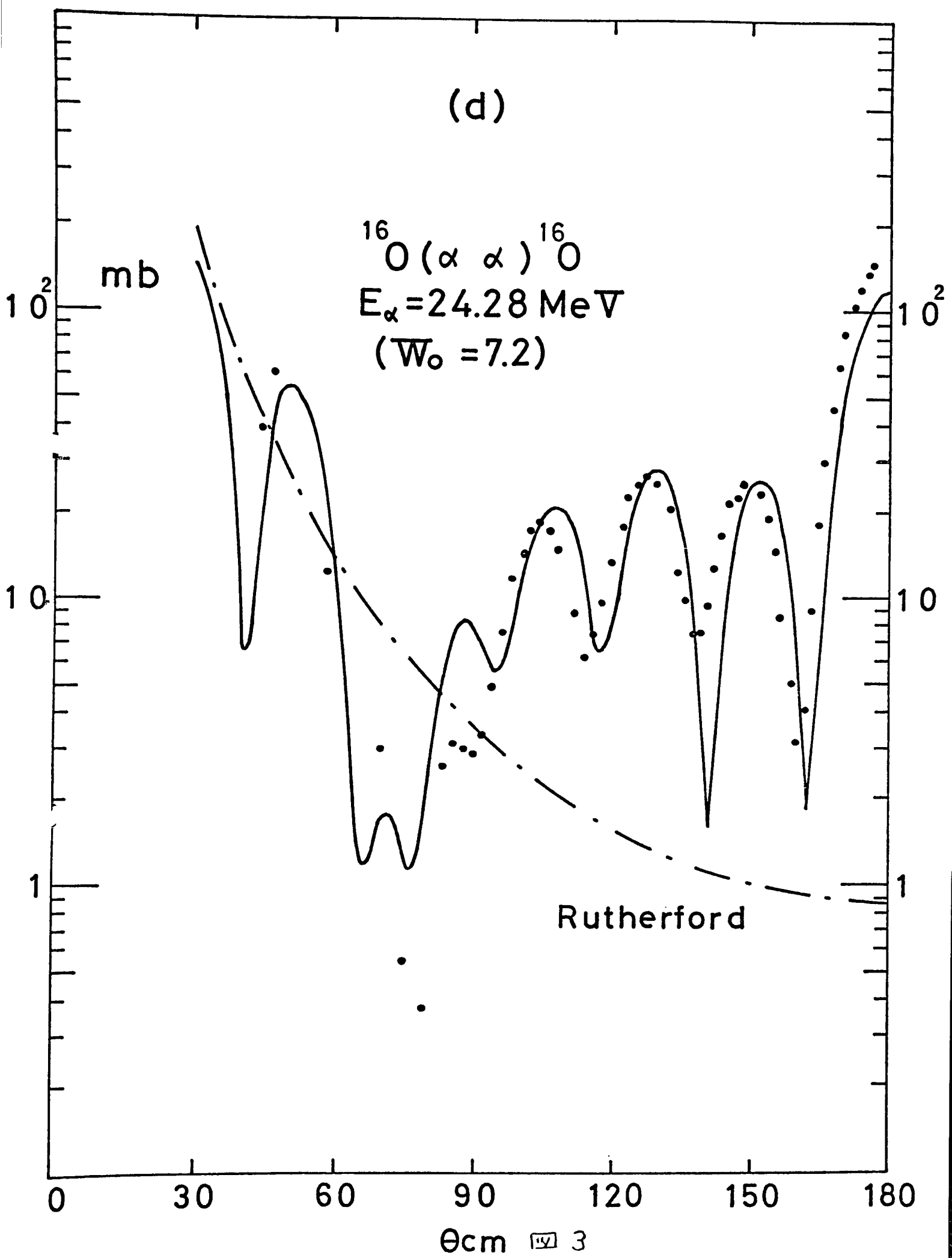


IV 1









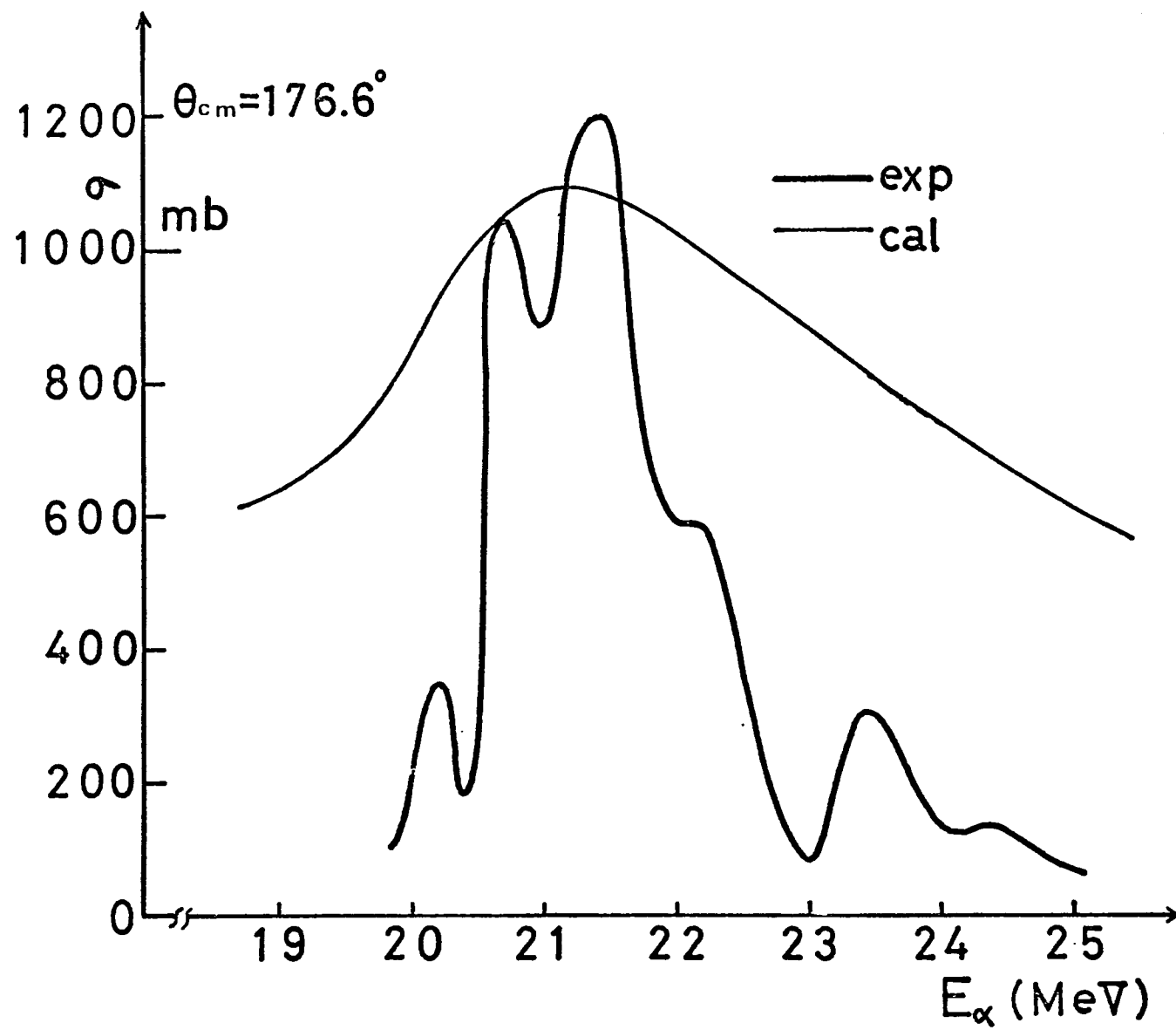
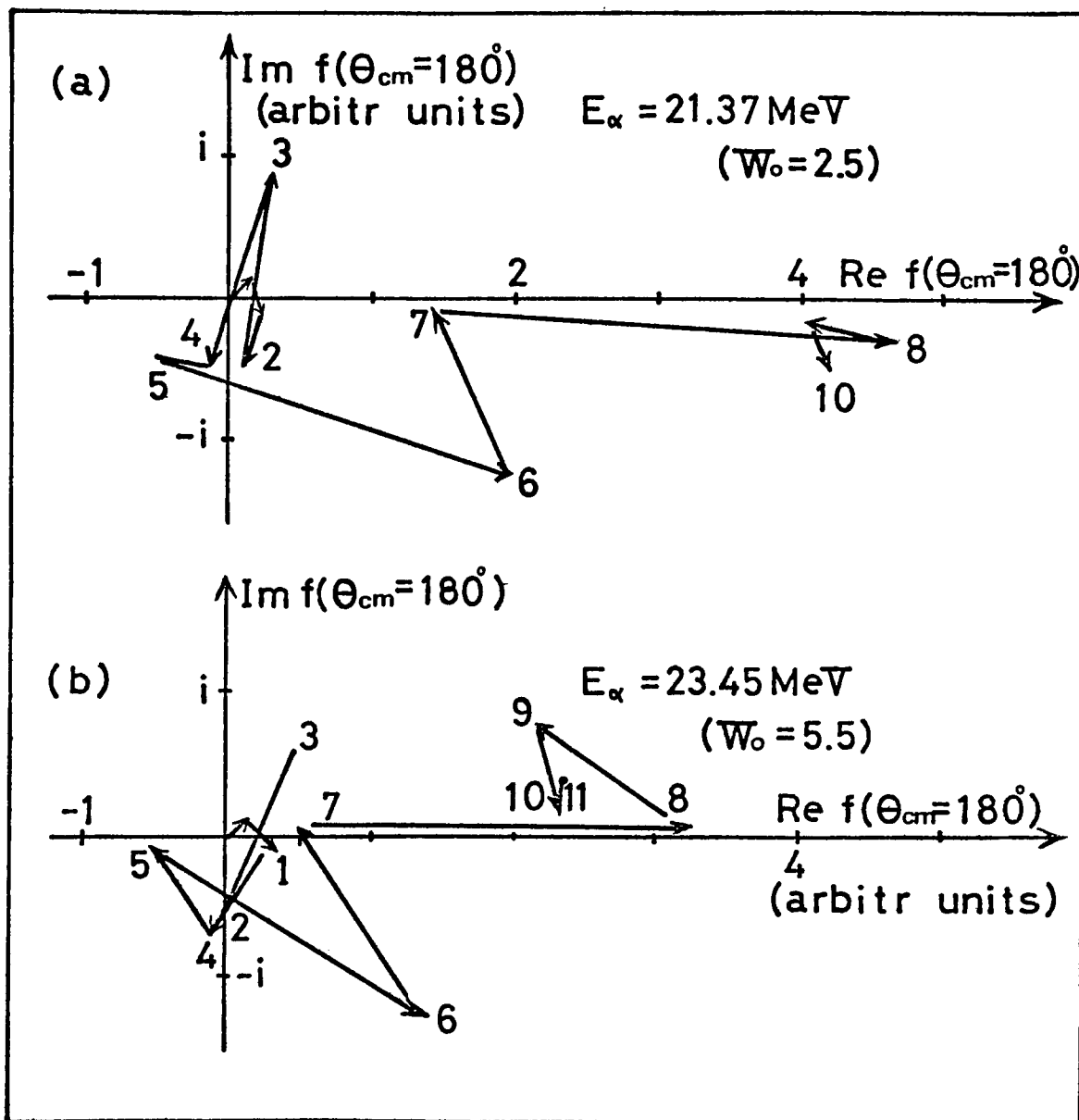


图 4



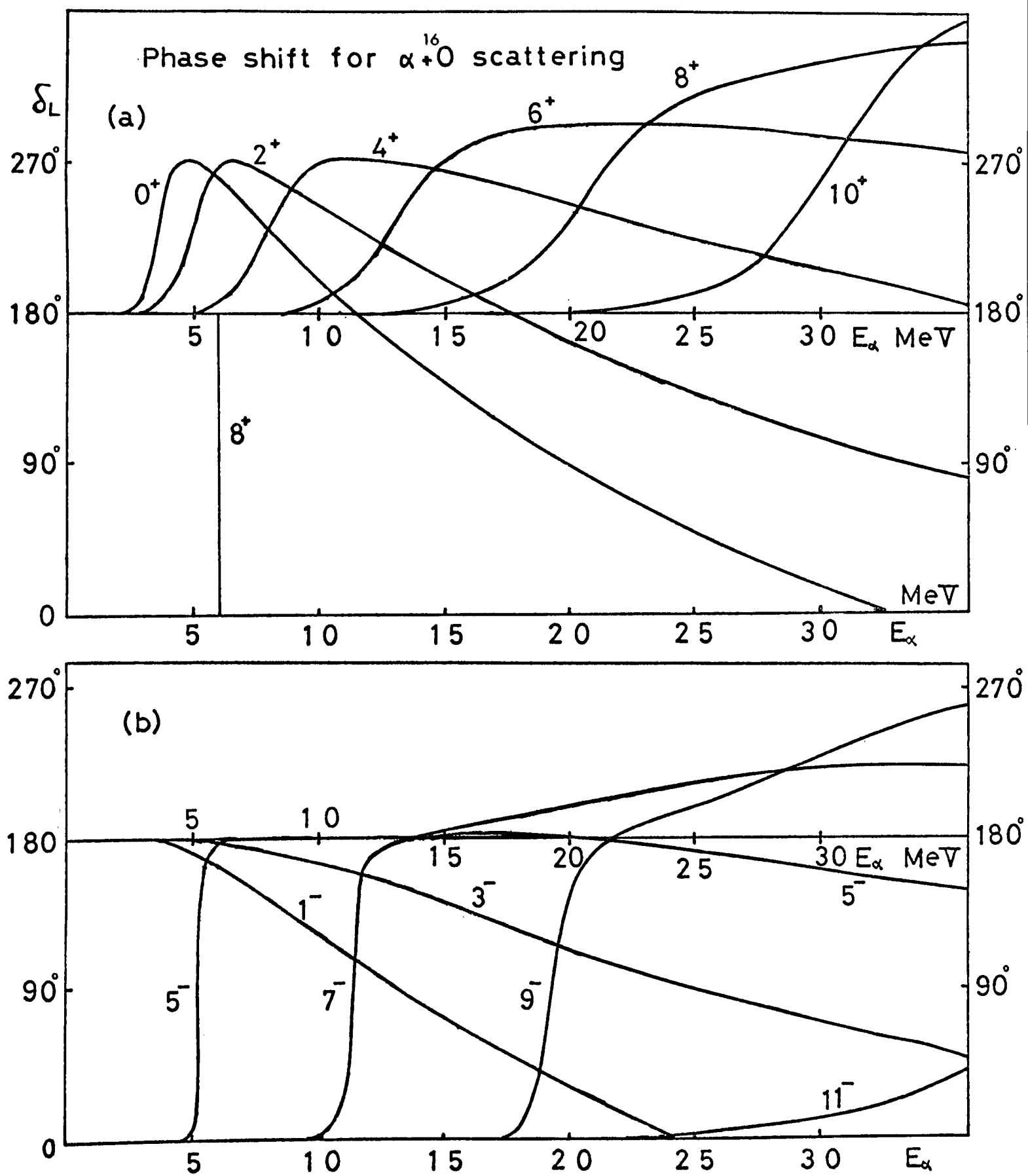


图 6

