

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	14-MeV中性子による(n・α)反応
Title(English)	
著者(和文)	北沢日出男
Author(English)	
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第260号, 授与年月日:1968年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:山室 信弘
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第260号, Conferred date:1968/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis



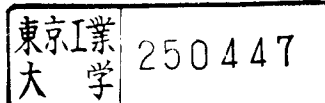
14-MeV 中性子による(n, α)反応

1968年 1月

指導教官 山室信弘助教授

東京工業大学大学院原子核工学専攻

北沢日出男



目 次

第一章 序 論

第二章 ^{12}C の (n, α) 反応

§1 実験方法及び装置

a) 散乱箱及び α 粒子の検出器

b) パルス波形識別法による

反応粒子の識別

c) ファースト・ディスクリミネーター による

γ 線バックグラウンドの除去

d) 測定回路系の性能

§2 実験結果の処理及び検討

§3 実験結果の解析及び考察

第三章 重い核の (n, α) 反応の実験

§1 実験方法及び装置

a) 反応ターゲットの製作方法

b) 散乱箱, 検出器及び測定回路系

§2 実験結果の処理及び検討

§3 重い核の (n, α) 反応の解析及び考察

第四章 結 論

謝 辞

参考文献

第一章 序 論

過去十数年の間の 14-MeV 中性子を用いた原子核反応の実験的研究の集積と相俟って、 (n, α) 反応の研究も核物理学に於て重要な位置を占めるようになってきた。従来の研究は主として放射化法によるもので、標的を中性子で照射し (n, α) 反応によって出来た放射性の原子核から生じる β 線及び γ 線の放射能を測定するものである。最初 Wäffler⁽¹⁾ によって行われ、次いで Paule 及び Clarke⁽²⁾ の実験がある。この種の実験は殆ど (n, α) 反応の全断面積を測定すること、又は入射中性子のエネルギーを変えて (n, α) 反応の励起曲線を求め、これを統計理論から予期されるものと比較することによって (n, α) 反応機構を論じている。もちろんこのような方法は (n, α) 反応の実験的研究の一つの立場であるが、この種の研究によって取り扱い得るのは原子核のある側面にすぎない。

さて一般に原子核の基底状態及び低い励起状態では殻模型が極めて有効であることは良く知られている事実である。しかし核が比較的重く、その上高い励起エネルギーを問題にするような場合にはエネルギー準位の密度が急速に増大し、最早殻の概念が適用出来なくなる。このような場合しばしば統計理論が用いられる。この理論に於ては原子核は閉じた熱力学的平衡状態と考えられ、統計熱力学の法則が適用される。複合核はこのような熱力学的平衡状態にあり、原子核反応過程に於ける中間状態である。このような状態を経由して原子核反応が起こる場合には、複合核から放出される粒子の状態は、複合核をつくった過程を忘れ去ってしまい、残留核のエネルギー準位密度と生じる粒子の運動量空間に於ける統計的な重みだけからきまる。しかしながら一般的には (n, α) 反応において統計的な過程の他にこれと競争する直接過程があるから、反応機構の詳しい解析にはこの反応によって生じる α 粒子の

エネルギー・スペクトル及び角度分布の測定がなされねばならない。しかしこれに関するデータは極めて少ない。これはこの種の実験を遂行するには、いろいろの困難があるからである。

一般に 14-MeV 中性子による原子核実験は中性子源の周辺の構造材による中性子の非弾性散乱に基づく線バックグラウンドが非常に高い中で行う事を余儀なくされる上に高速中性子の遮蔽も又極めて困難な問題である。その上、14-MeV 中性子による (n, α) 反応の断面積が小さいので S/N 比の良い実験はなかなか望めない。更に原子核反応によって生じる荷電粒子を検出する場合粒子の識別をしなければならないが、これによって一層検出効率を下げることもおこる。現在までの多くの実験では原子核乾板が用いられ、⁽³⁾⁻⁽¹¹⁾ 温度現象法によって粒子の識別がなされた。数少ない例ではあるが E 及び dE/dx - カウンターとしてプロポーショナル・カウンターとシンチレーション・カウンター、プロポーショナル・カウ

ンターと半導体検出器又は薄い半導体検出器と厚い半導体検出器から成るカウンタ・テレスコープを用いた実験もなされた。⁽⁴²⁾⁻⁽⁴⁶⁾ この場合生じる粒子の質量及び原子番号を夫々 M , Z とすれば粒子のエネルギーが特に低い場合を除き大略 $E \cdot dE/dx \propto M Z^2$ の関係が成立する。従って二つのカウンターの出力の積を利用して粒子の識別が行なわれる。その他無機シンチレーターを構成する核種の (n, α) 反応によって生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルが測定される場合には、パルス波形による識別が用いられ、シンチレーターは検出器及び標的として使われる。測定は NaI , KI , CsI 及び CsBr シンチレーターを用いて行われた。⁽⁴⁷⁾⁻⁽⁴⁹⁾

重い核だけを研究の対象とする場合には1個の半導体検出器を用いるだけで以上の目的が達せられる。即ち重い核に於ける (n, α) 反応に対する Q 値は大きいので、エネルギー・スケールの上だけで α 粒子の識別とエネルギー・スペクトルの測定が可能で

ある。⁽²⁰⁾⁽²¹⁾ 本研究では重い核の測定に際してこの方法が用いられている。又軽い核の (n, α) 反応によって生じる α 粒子の識別は前述のパルス波形による識別によって行われた。

以上のような各種の方法で 14-Mev 中性子による (n, α) 反応で生じる α 粒子の角度分布及びエネルギー・スペクトルが測定され、その反応機構が調べられている。しかし多くのデータは放射化によるものである。Menichella⁽²²⁾ 等は (n, α) 反応による励起曲線及びこの反応によって生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルを統計理論を用いて解析した。エネルギー準位密度は、原子核をポテンシャルの中に閉じこめられた陽子と中性子の Fermi ガスと考える事によって導かれたものであった。⁽²³⁾ その結果 Al から Br までの核種に対しては実験と理論の一致は極めて良かった。又励起曲線から求めたエネルギー準位密度のパラメーターは α 粒子のスペクトルから計算したもの及び遅い中性子の共鳴から計算し

たものと非常に良く一致している。従って 14-Mev 中性子による (n, α) 反応によって生じる α 粒子は特に軽い核を除き $A < 80$ の領域の核種に対しては熱力学的平衡状態にある複合核からの蒸発過程をとると結論された。この結論は α 粒子の角度分布が 90° 対称である事によって裏づけられた。

Facchini 達⁽²⁴⁾ は 0 から ∞ までの領域の核種の 14-Mev 中性子による (n, α) 反応断面積を Menichella と同様に統計理論に基づき、エネルギー準位密度として Fermi 自由ガス模型を用いて解析した。その結果が第 1-1 図に示されている。縦軸は実験値と理論値との比であり、横軸は核内中性子の数である。その結果 $A < 80$ の核種に対する (n, α) 反応の断面積の理論値と実験値は良く一致した。これはこれらの反応に対する蒸発理論の妥当性を示すものであり、Menichella 達の結論と一致している。更にこれと同様の結論が (p, α) 反応を解析することによって導かれた。⁽²⁵⁾ 次に第 1-2 図からわかる

ように $N \approx 50$ 及び $N \approx 82$ の核種はその附近の核種の断面積の10倍位の断面積を有するが、これは魔法数の近くではエネルギー準位密度が小さくなり、その結果 α 粒子の方が中性子の放出よりも容易になるためであるとして、統計理論に殻効果を考慮して説明された。そしてこれらの魔法数の間の領域では実験と理論の一致は悪く蒸発過程と比肩する直接過程の寄与があるだろうと述べている。更に $N > 82$ の核種に対する (n, α) 反応の断面積の実験値と統計理論に基づく計算値とは著しく相違している。第1-2図からわかるように $82 < N < 126$ の領域に於ける核種の (n, α) 反応の断面積は一つの特異なピークをなしている。

Kulišić⁽⁴⁶⁾ は 14-Mev 中性子を用いてこの領域の核種 (^{139}La , ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{209}Bi) の (n, α) 反応から生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルを測定しこれを統計理論で解析することによって実験と理論との間に著しい相違がある事を示した。この事は

α 粒子の角度分布がすべての核種について鋭い前方ピークを示していることによって裏付けられた。これ等の事実を理解するために Hodgson⁽²⁶⁾ の模型に従い、 (n, α) 反応を核表面に存在する自由な α 粒子の中性子による knock-on の過程と考えることによって、核表面に於ける α -フラスターの形成確率が計算され、これらの α -フラスターの寿命が評価された。しかしこの領域に於ける (n, α) 反応の断面積は極めて小さく（放射化法のデータからおよそ 1 mb と予測される）、測定が困難であったため、 α 粒子のエネルギー・スペクトル及び角度分布に関するデータは以上に述べてきた他には殆んどない。従って本研究では 14-MeV 中性子を用いてこの領域のいくつかの核種について α 粒子のエネルギー・スペクトル及び角度分布を測定し、これから反応機構を論じる試みがなされた。

一方軽い核に於ける (n, α) 反応の最近の研究⁽²⁷⁾⁻⁽³⁰⁾によれば、これらの反応には non-exchange

interaction 及び exchange interaction が関与している事が明らかになった。この場合 (n, α) 反応は入射中性子による ${}^3\text{He}$ pick-up のような non-exchange interaction か knock-on 又は heavy-particle stripping 反応のような exchange interaction が可能であろう。どのような過程をとるかは原子核内のクラスター構造によると考えられる。Bruckner model⁽³⁰⁾によれば原子核内で生じる核子間の強い相互作用によって2個又は3個等の核子からなる準安定な複合粒子が形成される。 α -クラスターが高い確率をもって存在することは、特に軽い核 (${}^{12}\text{C}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{16}\text{O}$ など) に於て α -クラスター構造を考える事によってその基底状態及び低いエネルギー準位がうまく記述されることから知られている。⁽³²⁾⁽³³⁾ 又高エネルギーによる (p, α) 反応によっても ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ のような軽い核の中に α -クラスターが相当の確率を持って存在することが証明された。⁽³⁴⁾ それ故軽い核の (n, α) 反応を研究することによってクラスター構

造を知る事は意義があろう。本研究ではそのために ^{12}C が選ばれた。 P 殻に含まれるような軽い核の14-Mev中性子による (n, α) 反応の実験データは極めて少ない。

従来 (n, α) 反応を直接過程で解析するためにButlerの平面波 cut-off Born近似が用いられて来た。その遷移行列要素は

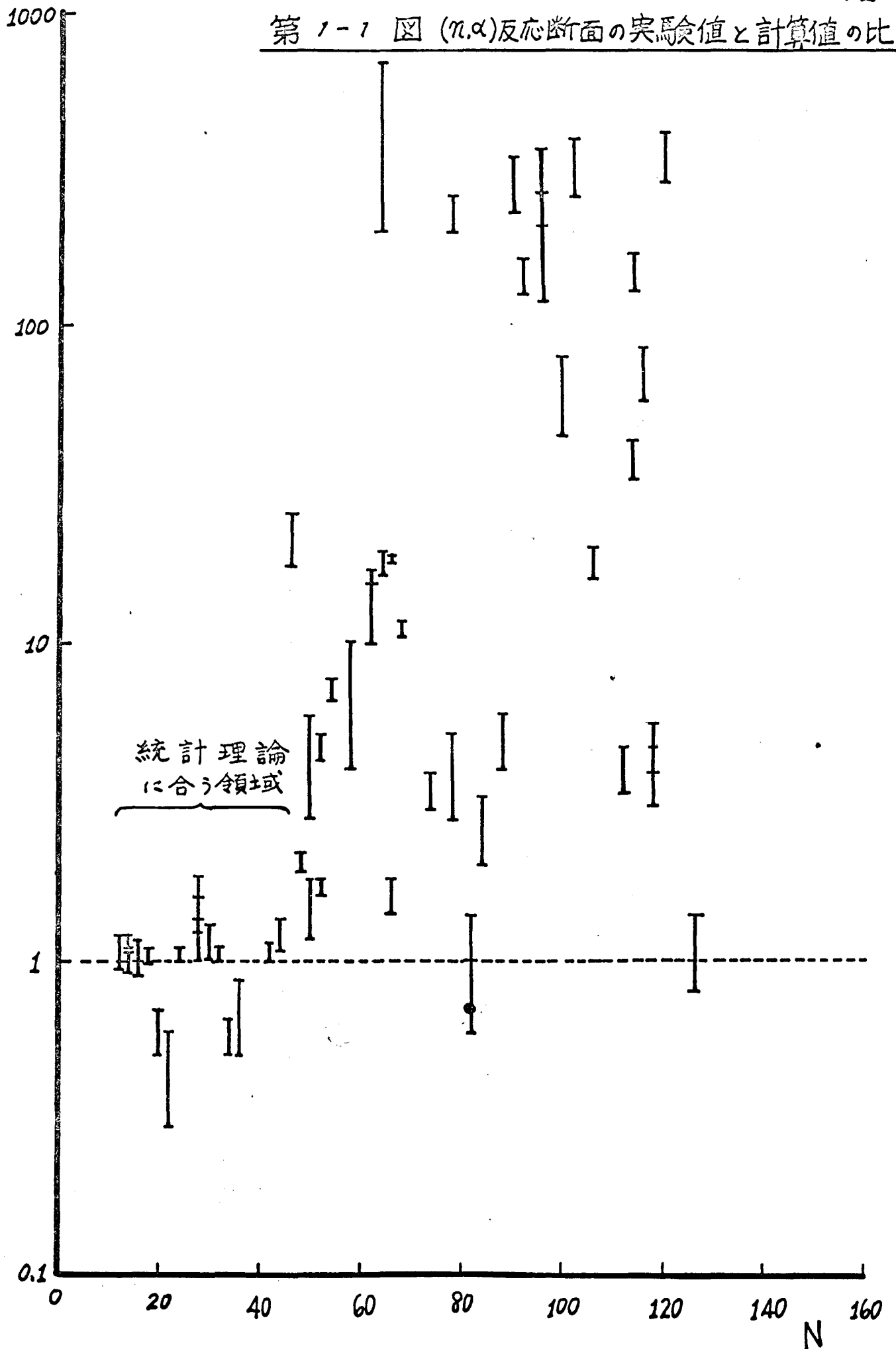
$$T_{c'c} \approx \langle e^{i\vec{k}_{c'} \cdot \vec{r}_c} \chi_{c'} | V_c | e^{i\vec{k}_c \cdot \vec{r}_c} \chi_c \rangle_{\text{ext}}$$

と表わされる。ここで $\vec{k}_c, \vec{k}_{c'}$ は入射粒子及び放出粒子の運動量ベクトル, $\chi_c, \chi_{c'}$ は標的核及び残留核の状態関数, $\vec{r}_c, \vec{r}_{c'}$ は入射粒子及び放出粒子の座標である。Honda及びUi達はcut-off Born近似を用いて核子のクラスターがtransferする場合に実験値との比較からそのクラスターの換算幅が求められるような式をつくり上げた。⁽⁴⁹⁾ 本研究ではこれをを用いて $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ 反応の解析を行い、

クラスターの換算幅を実験から求め比較検討した。
現在ではDWBAが用いられているが、本実験に於けるデータの精度から考えDWBAの解析は行われなかった。

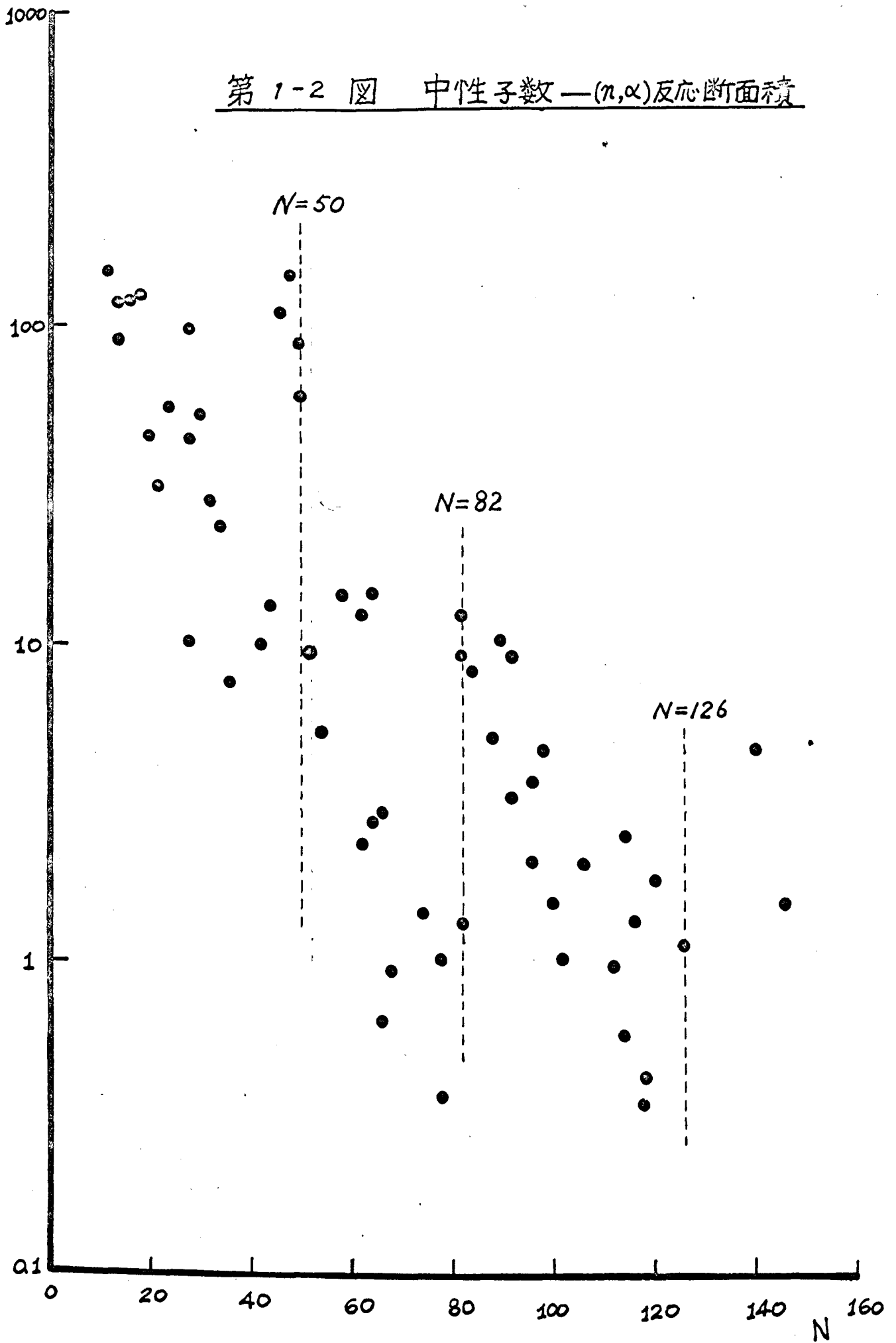
$$\frac{\sigma(n, \alpha)_{\text{exp}}}{\sigma(n, \alpha)_{\text{calc}}}$$

第 1-1 図 (n, α) 反応断面積の実験値と計算値の比



$\sigma(n, \alpha)_{\text{exp}}$ mb

第 1-2 圖 中性子數 — (n, α) 反應斷面積



第二章 ^{12}C の (n, α) 反応

§1 実験方法及び装置

a) 散乱箱及び α 粒子の検出器

第2-1図は散乱箱及び α 粒子の検出器の配置を示す。コッククロフト・ワルトン型加速器を用いて 250 keV に加速された重陽子でトリチウム・ターゲットを衝撃し、 $^3\text{H}(\alpha, n)^4\text{He}$ 反応 (Q 値は 17.59 MeV) によって 14-MeV 中性子 (この反応で発生する中性子の一般的な名称で発生角度によりエネルギーは異なる) が発生された。そして中性子発生と同時に生じる α 粒子を CsI (Tl) シンチレーターを用いた α -カウンターで検出する事によって、中性子発生量の絶対値が測定された。更にプラスチック・シンチレーション・カウンター及び Pu-Be 中性子源で校正された BF₃ カウンターを用いて中性子発生量の監視が行われた。加速器の運転を続けると加速された重陽子イオンがトリチウム・ターゲットの上に蓄積し、

これによって ${}^2\text{H}(\alpha, n){}^3\text{He}$ 反応 (Q 値は 3.27 MeV) が起こり、中性子を発生するのでこの中性子を除くようにプラスチック・シンチレーション・カウンターのバイアス・レベルが設定された。BF₃ カウンターはこの中性子と 14-MeV 中性子の区別が出来ないので中性子発生量の目安に用いたにすぎない。 14-MeV 中性子の発生量は全実験を通じておおよそ 5×10^8 個/秒であった。

散乱箱は鉄(厚さ 3 mm)で製作され、重陽子の加速方向に対して 90° の位置に取り付けられた。箱内には内壁から発生する荷電粒子を抑えるためにタンタル板(厚さ 0.1 mm , 純度 99.9%)の内張りが施された。 ${}^{181}\text{Ta}(n, \alpha){}^{178}\text{Lu}$ 反応の Q 値は $7.50\text{ MeV}^{(95)}$ であり、この反応で生じる α 粒子のエネルギー範囲はおおよそ $16 \sim 22\text{ MeV}$ である。一方 ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ 反応の Q 値は $-5.70^{(95)}\text{ MeV}$ であるからこの反応で生じる α 粒子のエネルギーは 8 MeV 以下である。

従って ^{12}C から生じる α 粒子は ^{181}Ta から生じる α 粒子とエネルギーで十分区別がつけられる。更に $^{181}\text{Ta}(n, \alpha)^{178}\text{Lu}$ 反応に対する断面積はおよそ 1mb で非常に小さい。 ^{12}C ターゲットとしては、ポリエチレン(厚さ 1.3 mg/cm^2 , 面積 $20 \times 20\text{ mm}^2$)を用いた。ターゲットはこの場合にはタンタル板(厚さ 0.1 mm , 純度 99.9%)を支持板とし、重陽子の加速方向に対し 90° の散乱面内に取り付けられた。この面内に於ける中性子のエネルギーは 14.1 Mev である。更に α 粒子の計数率を高め S/N 比を良くするために中性子発生点と検出器を結ぶ直線に対して対称に2個のターゲットを取付け、夫々のターゲットから生じた α 粒子が同じ散乱角で検出器に入るように工夫された。ターゲットと検出器の間の距離は 53 mm であった。ターゲットから生じる α 粒子の検出器として Harshaw 製の CsI(Tl) シンチレータ(直径 20 mm)を用いた。γ線バックグラウンド(主として周辺鉄材で生ずる中性子の非

弾性散乱による) 及び中性子によってシンチレータ
 内部で生ずる荷電粒子の計数率を少なくするために
 このシンチレータは市販の齒磨き粉を十分に乾燥
 したもの及び鹿皮を用いて厚さ 0.4 mm の薄片に研磨
 された。更にライト・パイプとして用いたアクリル樹
 脂から生じる中性子による反跳陽子及び炭素の (n, α)
 反応によって生ずる α 粒子が CsI(Tl) シンチレータ
 に入るのを抑えるために、タリウムによる活性化を
 施さない CsI 結晶 (直径 20 mm) を 0.3 mm の厚さの薄
 片に研磨して、これを CsI(Tl) シンチレータとラ
 イト・パイプの間に挿入した。これは活性化されない
 CsI は荷電粒子に対するシンチレーション効果が極
 めて小さいという性質⁽³⁶⁾ が利用されたものである。
 さらに都合の良い事には Cs 及び I の (n, α) 断面積
 は合せておおよそ 2 mb ⁽³⁷⁾ と小さく又生じる α 粒子のエネ
 ルギーはおおよそ 9 Mev 以上である。(これは ^{12}C の
 (n, α) 反応から生じる α 粒子のエネルギーより高い)
 その上周囲から生じる荷電粒子を抑え、シンチレー

ションによる光の反射板としての効果を与えるために Au 箔 (厚さ 0.1 mm , 純度 99.9%) でこれらのシンチレーターを囲んだ。 $^{197}\text{Au}(n, \alpha)^{194}\text{Ir}$ 反応に対する Q 値は 7.25 MeV で, この反応から生じる α 粒子のエネルギーはおよそ $16 \sim 22\text{ MeV}$ であるから

^{12}C からの α 粒子と容易に区別される。更にこの反応に対する断面積はおよそ 0.4 mb で非常に小さい。以上の諸種の手段によってバックグラウンドはかなり低くできたものと思われる。

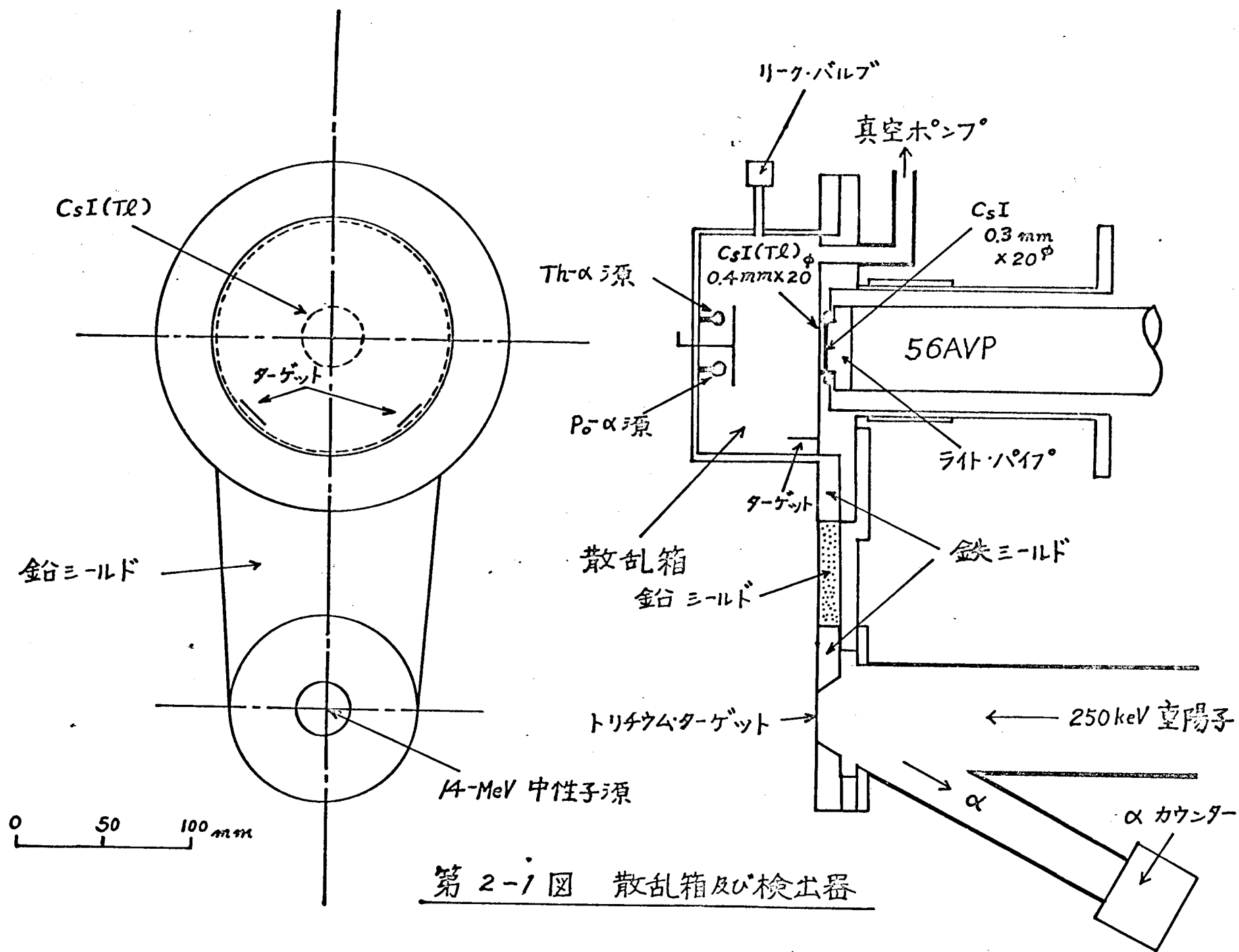
このようにして CsI(Tl) と CsI を組み合わせたシンチレーターが中性子発生点から 229 mm の所に取付けられた。光電子増倍管としては Philips 製の 56 AVP が用いられた。これは §2 で述べるように本実験で採用された粒子識別法のためには利得の多い光電子増倍管を用いた方が都合が良い為である。第 2-2 図は光電子増倍管のブリーダーの回路図及びゲイノードの電圧分布を示す。

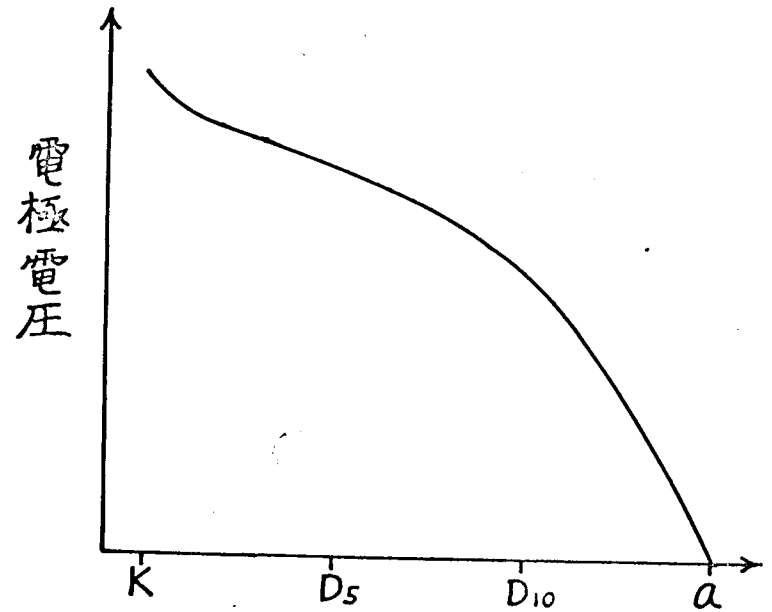
パルス波形による識別法を満足に行うために

はシンチレーションパルスが持っている粒子に関する情報を忠実に取出す必要がある。そのために各種の考慮が払われた。即ち光電子増倍管には負の高圧が供給され又信号は電流パルスで取り出された。これは電源のリップルの影響を少なくすること、光電子増倍管の出力^と回路系との間の高圧用の結合容量を用いないようにすること、実験中の突発事故に於けるサージ電圧から回路系を防護することなどを考慮したためである。

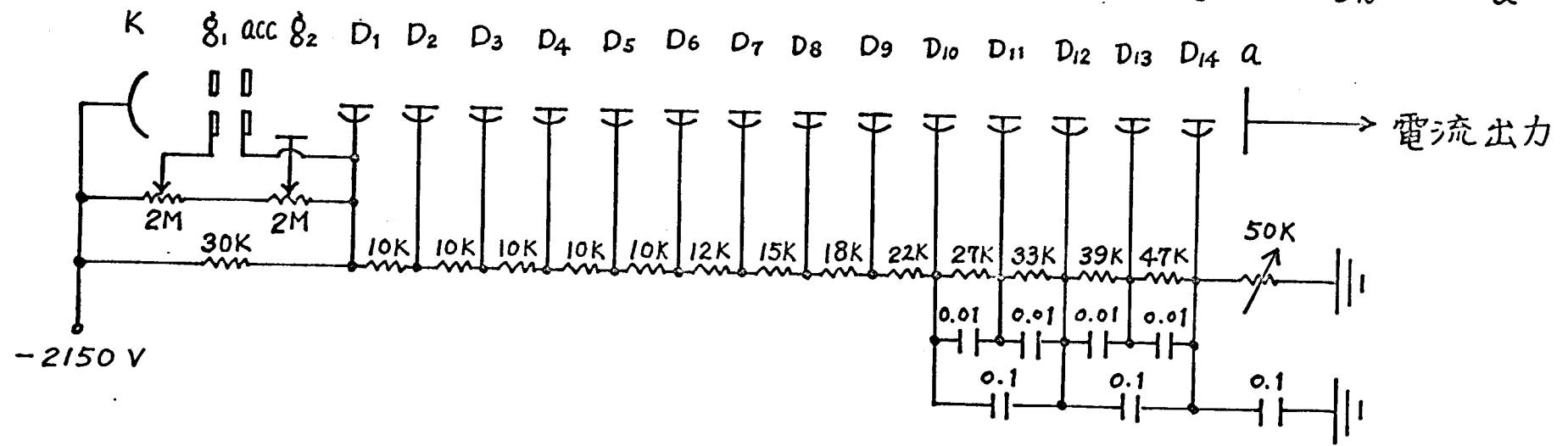
次に中性子発生点の周辺の鉄材で生じる中性子の非弾性散乱によるノイズ線を遮蔽するために、この点とシンチレーターの間に厚さ 10 mm の鉛板が用いられた。更に中性子発生点から直接シンチレーターに中性子が入らないように非弾性散乱の断面積が高い鉄の遮蔽が施された。この時シールド内で中性子が出来ただけ多重散乱をうけないような形状が選ばれた。この遮蔽によってバックグラントをおよそ $1/10$ 位にすることが出来た。

検出系のエネルギー目盛の較正を行うために
電着によってポロニウム及びトリウムの α 線源がつ
くられ、散乱箱の中に組込まれた。この目的のため
に用いられたものは ^{210}Po (RaF) からの 5.30 MeV α
線, ^{232}Th からの 4.00 MeV α 線 及び ^{212}Po (ThC') か
らの 8.78 MeV α 線である。これらの α 線に対する検
出器の分解能は線源の厚さによる広がりも含めて約
11%であった。





- K : カソード
- ϕ_1 : 集束電極
- acc : 加束電極
- ϕ_2 : 偏向電極
- D_n : ダイノード
- a : アノード



第2-2図 56AVP フォトマルチプライヤーのブリーダー回路図

6) パルス波形識別法による反応粒子の識別

原子核反応によって生じたいくつかの粒子が同じエネルギー・スペクトルの上に現われるような場合には粒子の種類を識別することが要求される。パルス波形識別法はそのための一つの有力な方法である。パルス波形識別法に関しては既にいくつかの研究⁽³⁸⁾⁻⁽⁴⁴⁾が報告され、波形識別回路として各種の回路が開発された。本実験ではゼロクロスィングを用いるパルス波形識別法が用いられた。以下この方法の原理を簡単に述べる。

シンチレーション・カウンタでは、シンチレータに入射した粒子によってつくられたシンチレーションがこれと同じ時間変化を行う電流パルスに変換される。一方シンチレーションはおおよそ2つの成分即ち早い減衰時間と遅い減衰時間の成分を有している。この2つの成分の比及び減衰時間は入射した粒子の種類によって異なる。参考のために R.S. Storey 達⁽⁴⁵⁾によって調べられた、CsI(Tl) シンチレータ

の中に於ける各種の粒子のシンチレーションの性質を第2-1表に列挙する。

第 2 - 1 表

粒 子	電 子	陽 子	α
エネルギー (Mev)	0.66	2.2	4.8
早い減衰 時間成分 (μsec)	0.70 ± 0.03	0.52 ± 0.01	0.43 ± 0.01
早い成分/ 遅い成分	1.00	2.33	3.00

従って光電子増倍管から導びかれる電流パルスと積分して得られる電圧パルスの立上り時間は粒子の特性を反映している。もしこの電圧パルスを微分すれば、同じ型をしたパルスはそのパルス波高に無関係にすべて同じ瞬間にベースラインを横切る。パルスの立上りからベースラインを横切るまでの時間即ちゼロフロッシング・タイムは電圧パルスの立上り時間の変化に伴ってかわる。(第2-3図参照)この事實は粒子の識別のために利用できる。即ちパルスの立

上りの瞬間からこれがベースラインを横切るまでの
 時間を測定することによって粒子の識別が可能であ
 る。本実験ではブートストラップ回路によってゼロ
 クロッシング・タイムをそれに比例する波高をもつパ
 ルスに変換し、それをシングル・チャンネル波高分析
 器を用いて識別することによって対応する種類の粒
 子を選択した。この方法はシンチレーションの早い
 減衰成分と遅い減衰成分の強度及び夫々の減衰時間
 に関するすべての情報を利用しており又シンチレ
 ションにより生れる光電子の数の統計的なゆらぎ及
 びパルスの波形のリップル⁽⁴⁴⁾ (CsI(Tl) のシンチレ
 ションに他の減衰成分が混合している事によつて生
 ずると考えられる。)によるパルス波形による識別の
 能力の低下を緩和するなどの点に於て他の方法⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾
 より優れている。

しかしながら CsI(Tl) シンチレータを用い
 るに当って次の様な困難が伴う。即ち CsI(Tl) に於
 けるシンチレーションの減衰時間が比較的長いため

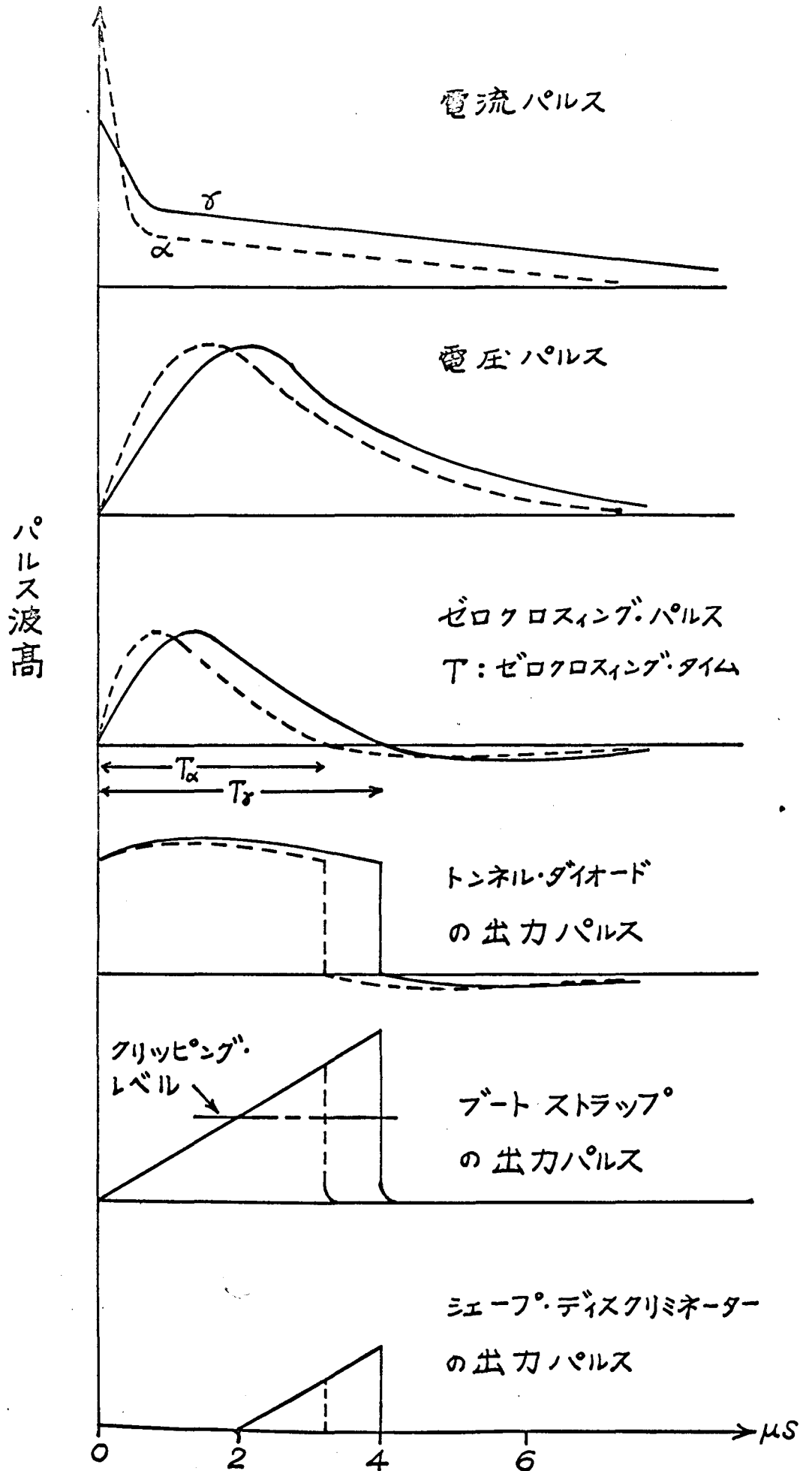
に不感時間が長くなること及びパルスのパイルアップの効果が大きくなることである。従ってゼロクロスイングによる波形識別として現在までに開発された回路は $CsI(Tl)$ の場合にそのまま利用することは出来ない。本実験で開発された回路はこれらの困難をかなり除去した。第2-3図はパルス波形識別器によるパルスの処理方法を示す。点線は α 線を示し、実線は γ 線を示す。第2-4図はパルス波形識別器の回路図を示す。光電子増倍管から導かれた負の電流パルスは R_1, C_1 積分回路(時定数 $4.5 \mu\text{sec}$)によって積分され電圧パルスに変換される。増幅器 Tr_3 をへて電圧パルスは C_2 によって微分されゼロクロスイングパルスがつくられる。ゼロクロスイングタイムは 5.3 MeV の α 粒子に対しておおよそ $3.5 \mu\text{sec}$ であった。 Tr_4 及び Tr_5 は増幅器である。 Tr_6 からのゼロクロスイングパルスはバイアスされたトンネルダイオードTDに導かれる。トンネルダイオードのバイアスはこれが通常は特性曲線の谷の点にあるように

ヘリポット VR_1 , 及び VR_2 によって調整される。トンネルダイオードは $Tr6$ からの正のパルスによって駆動され, ツェナー領域へ移される。そしてパルス波高が減少するに従って特性曲線の頂点に近づく。もしヘリポット VR_1, VR_2 及び負荷抵抗 R_L が適当に調整されていれば, トンネルダイオードはゼロフロッシングパルスの立上りからこれがベースラインを横切るまでの時間幅の矩形波を生じる。 $Tr7$ は増幅器であり, $Tr9$ はブートストラップ回路のスウィッチとして用いられる。この回路によってゼロフロッシング・タイムに比例したパルス波高の鋸歯状波がつくられる。更に異なる粒子のパルス波高の比を拡大しパルス波形識別を容易にするためにブートストラップの出力パルスは一定のレベルでバイアスされたダイオードによってフリップされた。フリッピング・レベルはヘリポット VR_3 によって調整される。

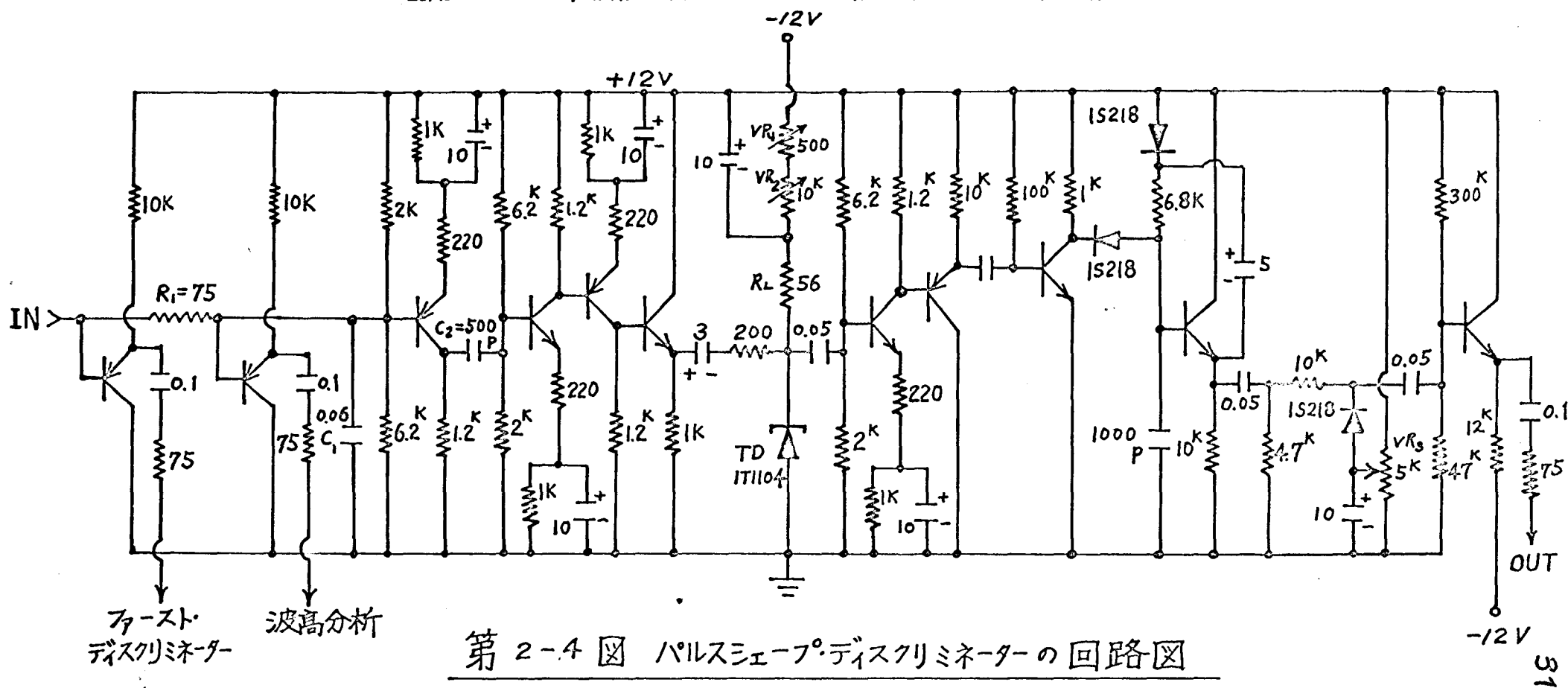
パルス波形識別を行うのに最適な条件は積分の時定数 $R_1 C_1$ 及び微分の時定数によってきまる。

積分の時定数に関しては $CsI(Tl)$ の場合少なくとも 5μ
 sec 位は必要であることが Máthé⁽⁴⁴⁾ の研究によっ
 て知られている。一方微分の時定数に関しては Fülle
 達⁽⁴²⁾ が $CsI(Tl)$ のシンセレーションパルスと解析し
 た結果 400 nsec 位が適当であろうと述べている。
 本実験では積分の時定数は $4.5\mu\text{sec}$ とされた。更に
 α 線と γ 線の場合の中でパルス波形識別器の出力パル
 スのスペクトルを測定して、微分のための容量 C_2 の
 値として 500 PF 位が適当であるとされた。但しこ
 の場合識別に対するフィグアー・オブ・メリットとして
 γ 線によるピークの半値幅を α 線と γ 線のピークの
 位置の差で割ったものが考えられた。これからの微
 分の時定数はおよそ 600 nsec である。第 2-5 図は
 ^{210}Po (RaF) から出る 5.30 MeV の α 線, Pu-Be 中性
 子源からの γ 線及びそれから出る中性子でポリエチ
 レンを照射して得られた^{反跳陽子による}パルス波形識別器の出力パ
 ルスのスペクトルを示す。(n, α) 反応の実験ではこ
 の α 粒子に相当するパルス波高がシングル・チャンネルパ

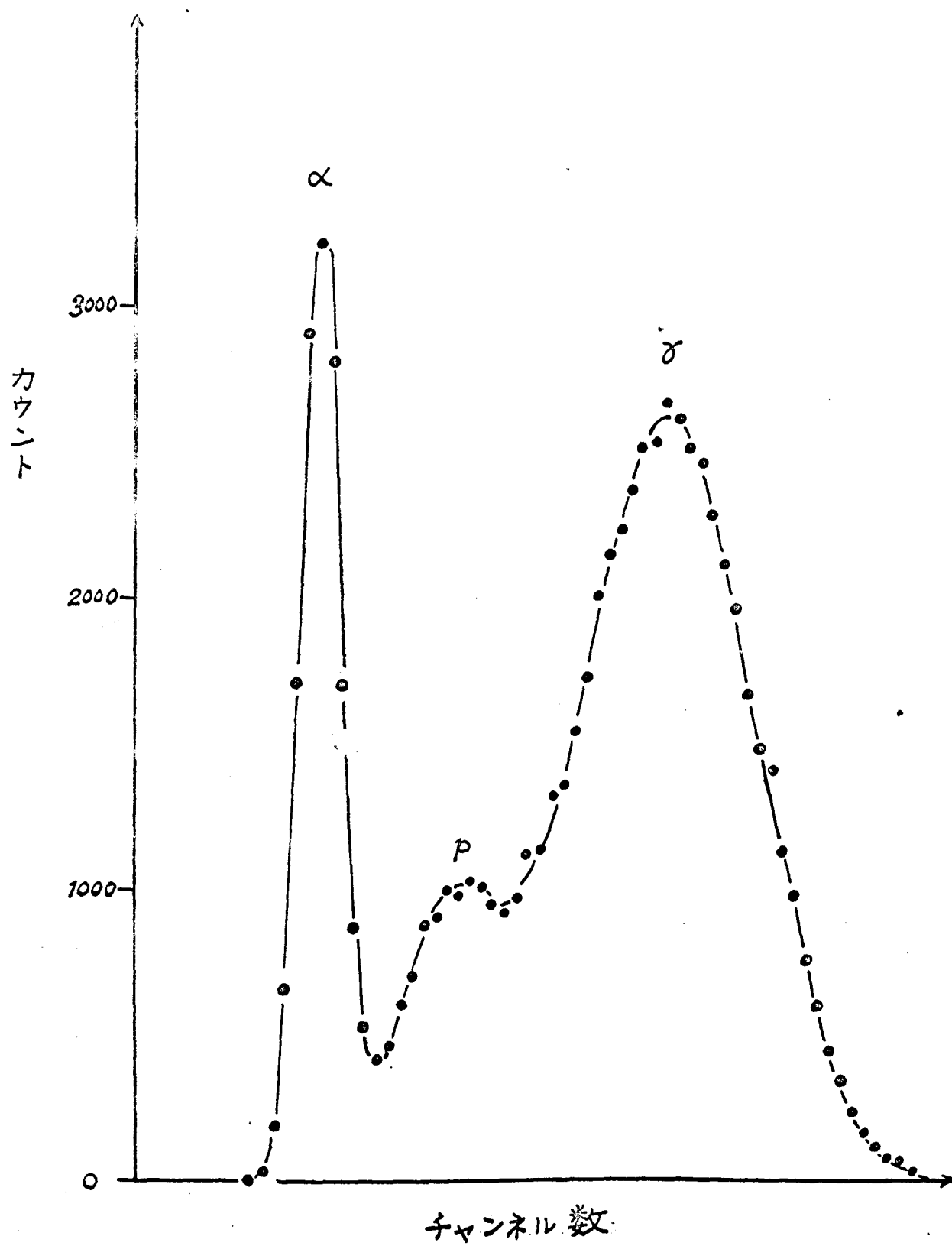
ルス波高分析器で選択される。



Tr1	Tr2	Tr3	Tr4	Tr5	Tr6	Tr7	Tr8	Tr9	Tr10	Tr11
2SA278	2SA278	2SA500	2SC384	2SA500	2SC373	2SC384	2SA500	2SC373	2SC373	2SC373



第 2-5 図 パルスシェーパ・ディスクリミネーターの出力パルスのスペクトル



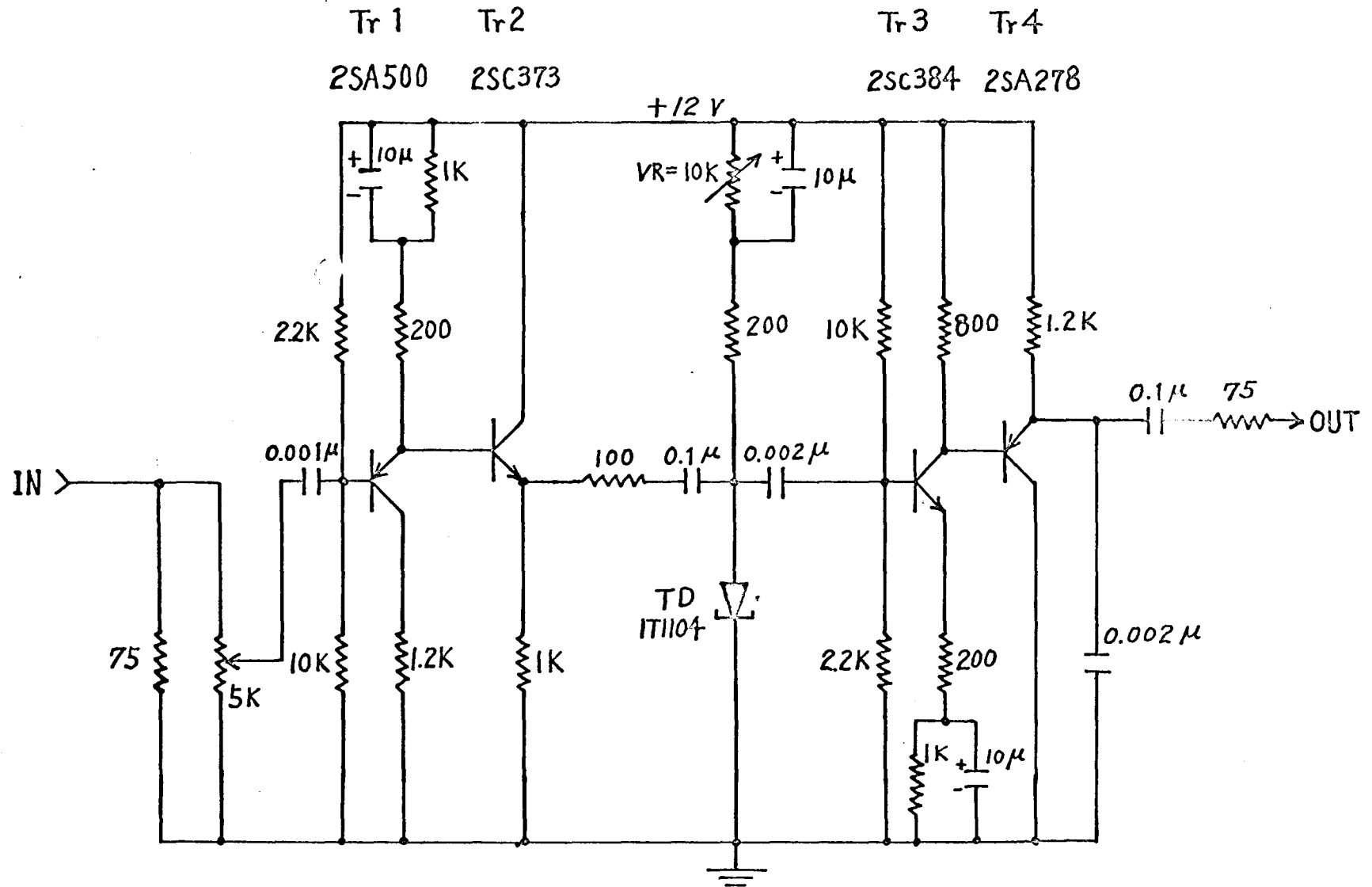
C)ファースト・ディスクリミネーターによる γ 線バックグラウンドの除去

本実験を行う場合、前述したように検出器の周辺にある鉄の構造物による中性子の非弾性散乱の γ 線バックグラウンドが極めて強い。この事はCsI(Tl)シンチレーションの減衰時間が長い事と相まって次の様な困難を惹き起す。即ち第2-5図に示された α 粒子に対応するパルス波高もシングルチャンネルパルス波高分析器で選択しても、 α 粒子に対応するパルス波高のピークの中には低エネルギーの γ 線がまじっている。そのためにこの γ 線がスペクトルの上にあられる。(第2-8図参照) もしパルスのパイル・アップがない様な理想的な場合にはエネルギー・スペクトルの上で γ 線と α 粒子とは区別することが出来るはずである。しかし実際にはパイル・アップが存在して γ 線による大きなパルスが僅かに生ずる。従って短時間の実験では問題にならなくとも、本実験のように一つの散乱角で行う測定が平均20 時間位

の長時間になると無視できなくなる。そこで (n, α) 反応によって生じる α 粒子のパルス波高よりも低いパルス波高の γ 線を除き、パイル・アップの効果を減らすためにファースト・ディスクリミネーターが準備された。この回路は α 粒子の検出の場合には特に便利である。なぜなら CsI(Tl) の場合には α 粒子による電流パルスのピークの強度（早い減衰時間の成分）は他の粒子によるそれよりも相対的に強いのである。（第 2-1 表参照）

第 2-6 図はファーストディスクリミネーターの回路図を示す。光電子増倍管から導かれた電流パルスがファースト・ディスクリミネーションのために用いられる。パルス波高のディスクリミネーションはトンネルダイオード TD によってなされる。トンネルダイオードのバイアスは、通常その特性曲線の原点とピークの間のある一定の点に存在するようにヘリポット VR によって調整される。トンネルダイオードを通過したパルスはストレッチャーで幅

第 2-6 図 ファースト・ディスクリミネーターの回路図



2 μ のパルスに変換されゲート・パルスとして用いられる。

d) 測定回路系の性能

第2-7図 は本実験に用いられた測定回路のブロック・ダイアグラムを示す。 光電子増倍管

から導かれた電流パルスは RC 積分回路によって電圧パルスに変換され、エミッター・フォロワーを経て増幅された後に 256 チャンネル波高分析器に導かれ α 粒子のエネルギー分析のために用いられる。更にこの電圧パルスは波形識別回路に導かれ粒子によって定まるパルス波高をもったパルスに変換される。

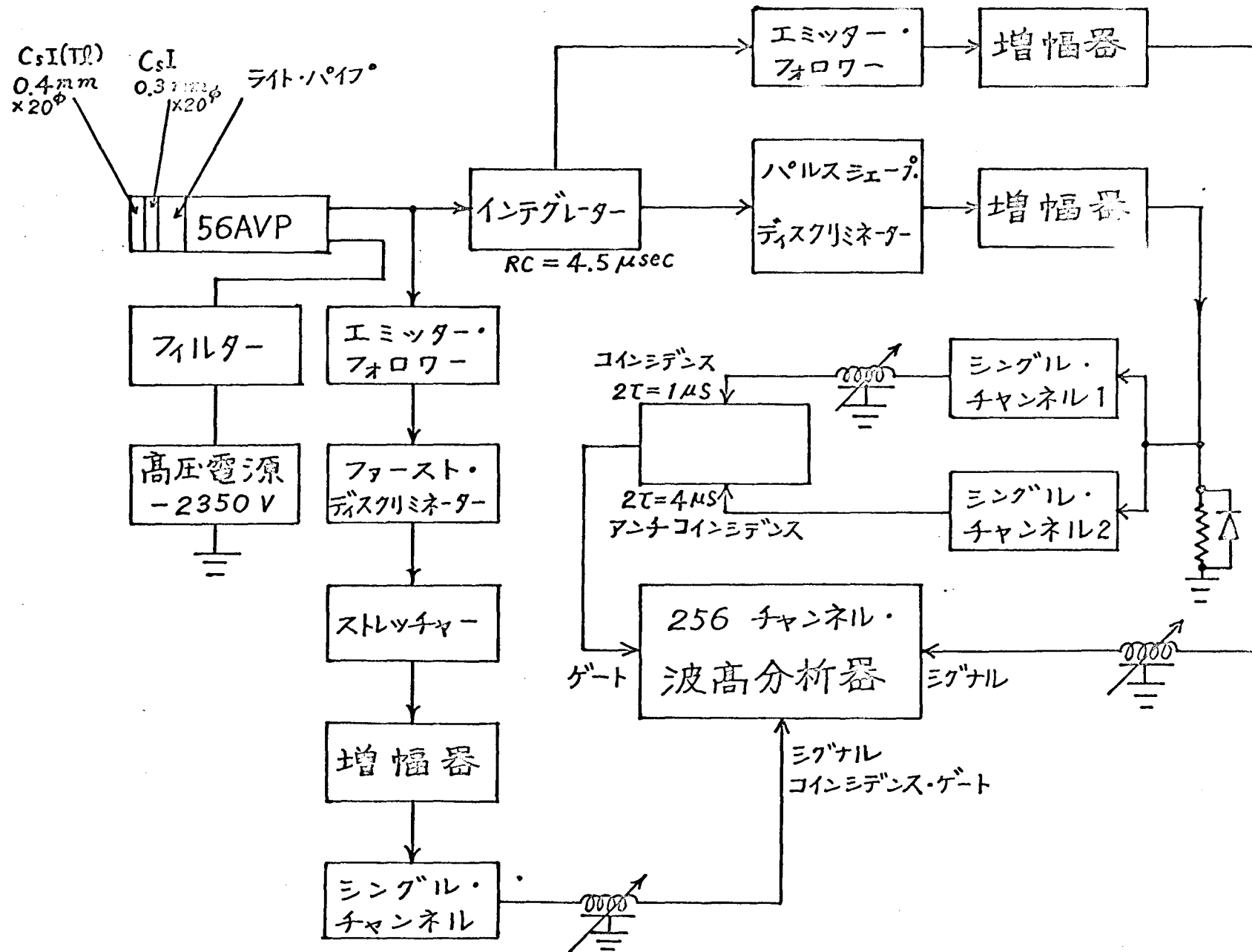
このパルスは鋸歯状波のために立上りが悪いので次段の増幅器の入力で適当に微分され、鋸歯状波がゼロに遷移する瞬間に生ずるアンダー・シュートのパルスが波高分析される。このパルスの負の部分はダイオードで切られシングルチャンネル1, 2 及び同時・非同時回路によって α 粒子に対応するパルスが選択されこれを用い 256 チャンネル波高分析器のゲート

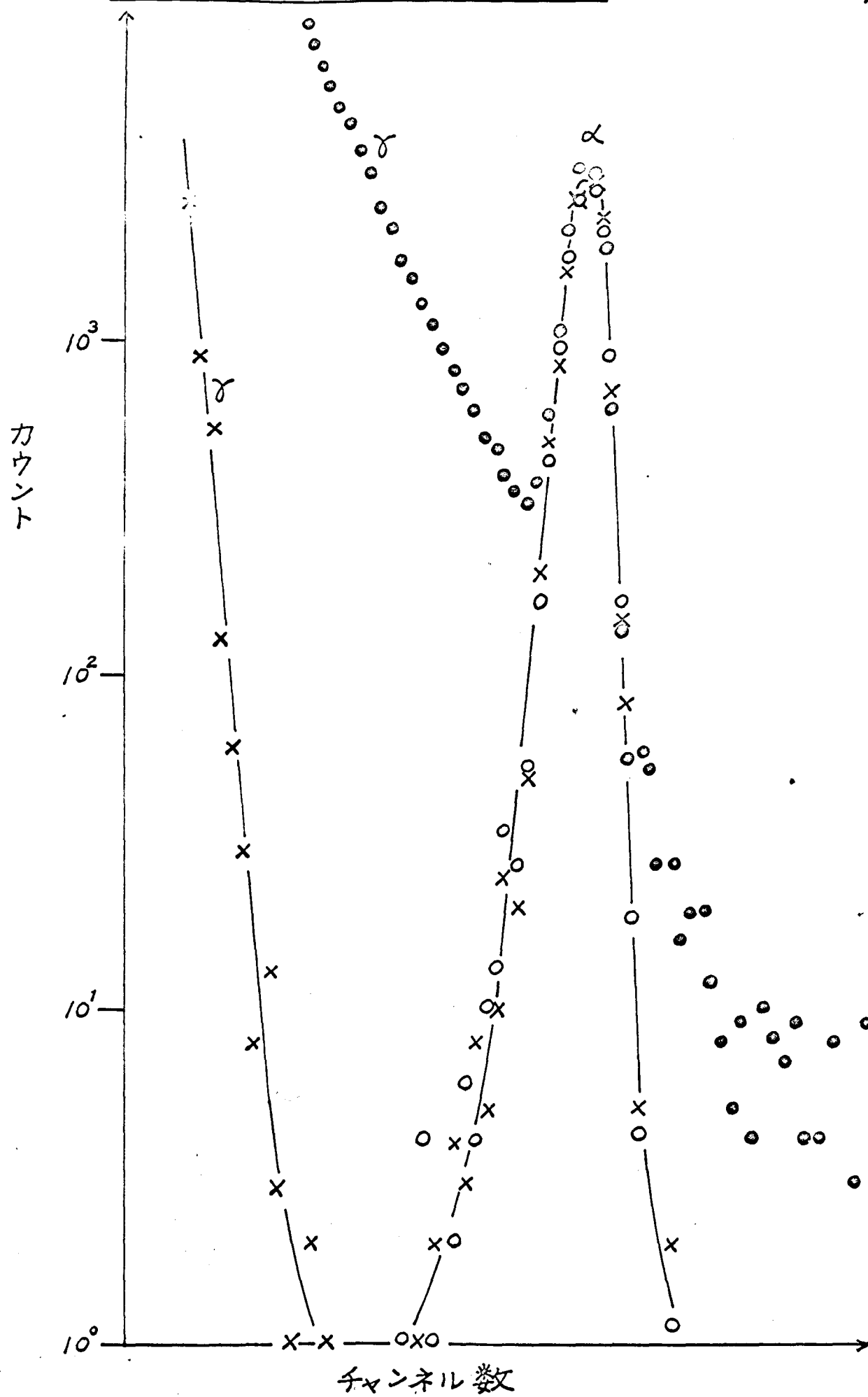
が開かれる。

一方電流パルスはフースト・ディスクリミネーターに導かれストレッチャーを経て増幅された後にシングルチャンネル波高分析器によって整形される。このパルスは256チャンネル波高分析器のゲートを通ったシグナルの中で、シグナル・コインシデンス・ゲートパルスと同期するものだけが256チャンネル波高分析器に記録される。第2-8図はこの回路系の動作をテストするために ^{210}Po からの α 線と14 MeV中性子による γ 線の場合の中で実験を行った結果を示す。黒丸はゲートをかけない場合、バッフ印はパルス波形識別だけを行った場合、そして白丸はパルス波形識別及びフースト・ディスクリミネーションを行なった場合の夫々のスペクトルを示す。最終的にえられた α 線と γ 線の識別は満足の中くものであった。更にポロニウム及びトリウムの α 線源を用いて全回路系のエネルギーに関する直線性を調べ十分な結果をえた。

以上のようにして準備された回路で (n, α) 反応によって生じた α 粒子のエネルギー・スペクトルが光々の散乱角で測定された。測定中5時間毎にパルス波形識別回路のドリフトのチェック及びエネルギーの校正が行われた。あわせて中性子の発生量を監視する α カウンタ、 BF_3 カウンタ及びプラスチック・シンチレーションカウンタのバイアス・レベルのチェックが行われた。

第 2-7 図 回路のブロック・ダイアグラム





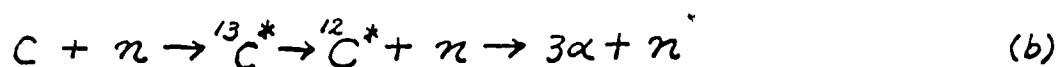
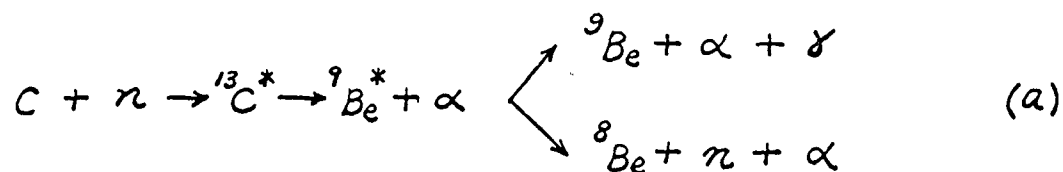
§ 2. 実験結果の処理及び検討

第 2-9 図の(a)及び(b)は実験室系において 16° と 59° の散乱角で測定された $^{12}\text{C}(n, \alpha)$ 反応から生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルである。図中の α_0 の位置は $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ 反応によって ^9Be の基底状態に遷移する場合の α 粒子のエネルギーである。本実験では α , ^3H 及び ^3He の識別に関するパルス波形識別回路の性能テストを行っていないが第 2-2 表の各反応に対する Q 値⁽³⁵⁾ から明らかなように、14-MeV 中性子では (n, t) 及び $(n, ^3\text{He})$ 反応は起らず、その上 (n, α) 及び (n, p) 反応から生じる重陽子及び陽子のエネルギーは低いので得られた α 粒子のスペクトルに他の粒子が寄与する可能性はない。

第 2-2 表

反 応	Q 値(MeV)
$^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$	-12.6
$^{12}\text{C}(n, d)^{11}\text{B}$	-13.7
$^{12}\text{C}(n, t)^{10}\text{B}$	-18.9
$^{12}\text{C}(n, ^3\text{He})^{10}\text{Be}$	-19.5
$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$	-5.7

次に $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ (基底状態) 反応以外の崩壊形式によつて α 粒子が放出される過程からの寄与を調べてみる。⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾ 崩壊形式として次のものが知られている。



(a) の崩壊過程に於て ^9Be の第一励起準位へ遷移する反応に対する Q 値は -7.4 MeV である。従つて放出される α 粒子のエネルギーはおよそ 3.9 MeV であるから、この崩壊形式を通じて放出される α 粒子は ^9Be の基底状態への遷移に対応する α 粒子から区別される。

(検出器の分解能はおよそ 11% で、ターゲットのエネルギー損失は 8 MeV の α 粒子に対して半値幅は 6% ⁽⁴⁸⁾ である)

(b) の崩壊に対する Q 値は -7.3 MeV である。従つてこの際放出される α 粒子も同様に ^9Be の基底状態の α 粒子から区別される。更に第 2-9 図の α_0 に相当する

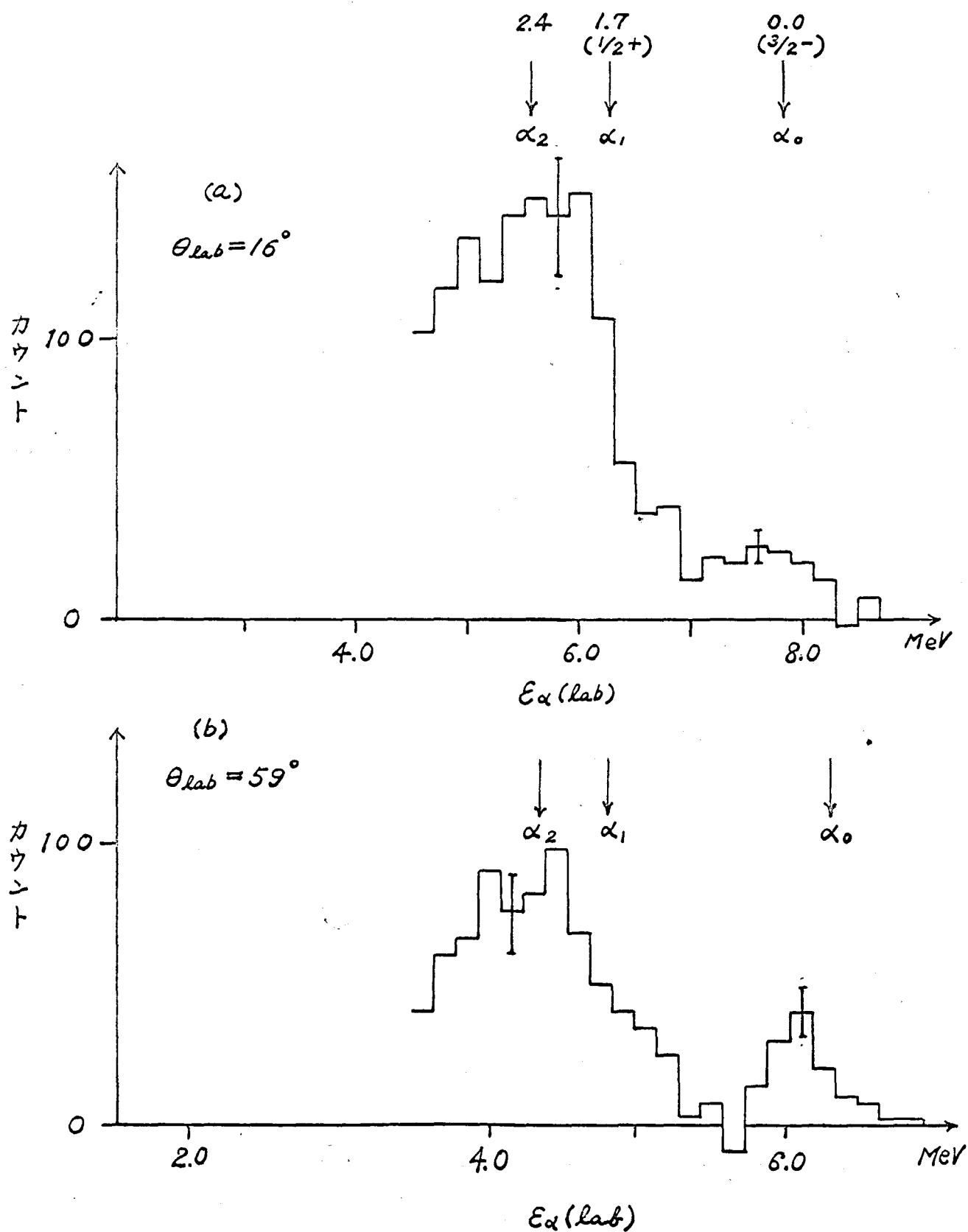
エネルギー及びピークの半値幅が予期される値と一致することによって $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ (基底状態)反応に対応する α 粒子のピークであることが確認された。 α_1 及び α_2 は ^9Be を第1励起準位及び第2励起準位に残した際の α 粒子のエネルギーを示す。

以上のように ^9Be を基底状態に残す際の α 粒子についてはいろいろな散乱角に対して yield が決定出来るので各角度についての微分断面積が求められた。第2-10図は α_0 に対して得られた角度分布を示す。微分断面積の誤差は α 粒子の計数に基づく統計的なものであり、角度の誤差は検出器及びターゲットの広がりに基づく幾何学的なものである。更に微分断面積は散乱箱の壁及び中性子源の構造による14-MeV中性子束の12%減衰に対して補正がなされた。更に α_0 に対する角度分布を積分して $^{12}\text{C}(n,\alpha_0)^9\text{Be}$ (基底状態)に対する全断面積を求めた。第2-3表に他の実験値との比較がなされている。(29)及び(9)は原子核乾板によるものであり、(46)は透過法によるもの

であるがこれらの実験値との一致は非常によい。

第 2 - 3 表

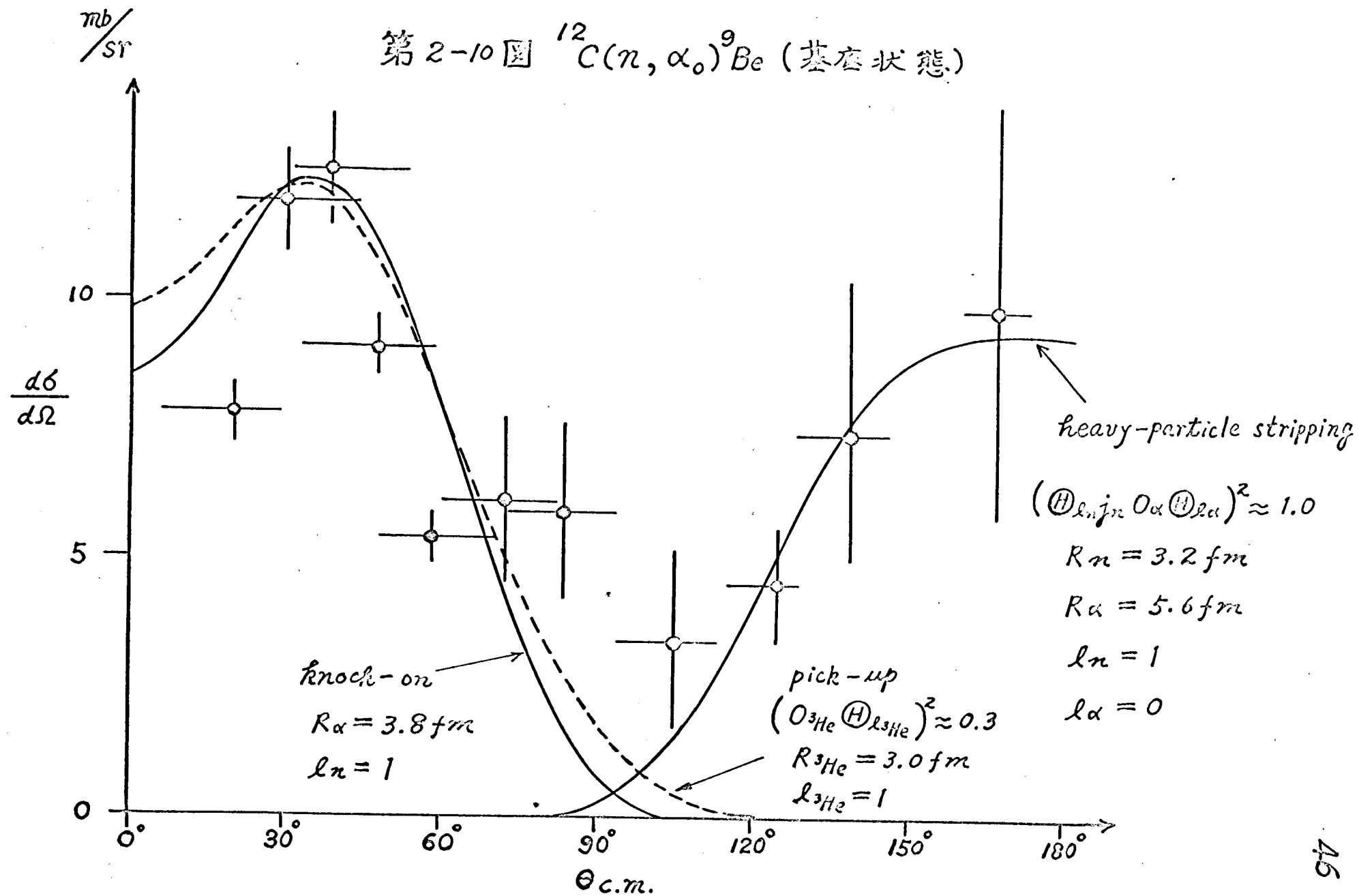
測定者	$^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ 反応 の全断面積(mb)
著者	76 ± 11
(46) Graves et al.	80 ± 20
(29) Chatterjee et al.	69 ± 13
(9) Al-Kital et al.	62 ± 15



^{12}C の (n, α) 反応から生じる

第 2-9 図 α 粒子のエネルギー・スペクトル

第2-10圖 $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ (基態狀態)

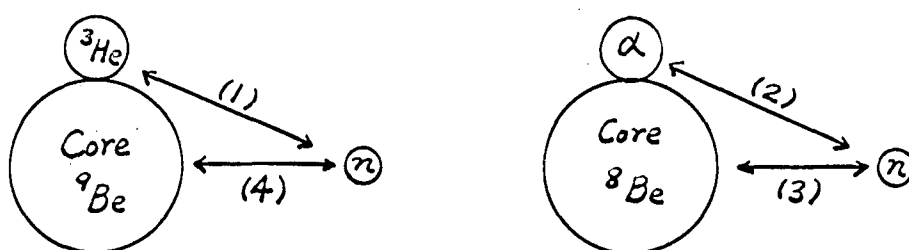


§ 3 実験結果の解析及び考察

第2-10図に示された14-MeV中性子による $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ (基底状態) 反応から生じる α 粒子の角度分布の実験結果を解析するに当って先ずこの分布の特徴を調べてみる。微分断面積は 40° 及び 180° の近辺でピークを示しており、 90° 近辺で最小になっている。これは明らかに複合核過程の結論(反応によって生じる粒子の角度分布が 90° 対称になる)に反しており、この反応が直接過程で起っていることを暗示している。従って直接過程の立場から解析を行う。

反応に関与する系の波動関数を反対称化することによって第1種Born近似の直接反応には $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ 反応の場合第2-11図に示された4つの相互作用が考えられる。(49)-(51)

第 2-11 図



(1)の相互作用で起っているものは ${}^3\text{He}$ -pick-up反応,
 (2)は α -knock-on反応, (3)はheavy-particle stripping
 反応そして(4)はheavy-particle knock-on反応である。
 ・(1)と(2)は角度分布の前方に大きな影響をもち、(3)
 と(4)は後方に大きな影響を持っている。(4)は ${}^9\text{Be}$ が
 なり重いので入射中性子による ${}^9\text{Be}$ の反跳を無視して
 ここでは考慮されなかった。又(1)と(3)はbound
 interactionであり、(2)と(4)はunbound interactionで
 ある。中間の入射エネルギーでは、bound interaction
 の方がunbound interactionより大きいということが
 論じられている⁽⁵⁰⁾が ${}^{12}\text{C}$ が α -クラスター模型でな
 り良く記述されることを考えて、 ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ 反応か
 ら生じる α 粒子の角度分布の前方ピークをknock-on
 反応及びpick-up反応で、後方ピークをheavy-particle
 stripping 反応で解析した。

Honda 及びUi達⁽⁵¹⁾によると (n, α) 反応において
 heavy-particle strippingの過程に対する微分断面積
 は $j-j$ 結合殻模型による波動関数を用いて平面波

cut-off 近似で次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (h.p. stripping) &= C_H \cdot \frac{k_\alpha}{k_n} \cdot \sum_{l_n j_n l_\alpha} G_H \\ &\times J_{l_n}^2(\bar{k}_n, K_n, R_n) \left[\frac{1}{(\bar{k}_\alpha R_\alpha)^2 + (K_\alpha R_\alpha)^2} \cdot J_{l_\alpha}(\bar{k}_\alpha, K_\alpha, R_\alpha) \right]^2 \\ &\times (\textcircled{H}_{l_n j_n} O_\alpha \textcircled{H}_{l_\alpha})^2 \quad (2-1) \end{aligned}$$

$$\text{そこで } C_H = 18 \frac{R_\alpha^3}{R_n}$$

$$\begin{aligned} G_H &= (2I_R + 1)(2l_n + 1)(2j_n + 1)(2l_\alpha + 1)(-1)^{I_R - \frac{1}{2} - I_T} \\ &\times \sum_L (l_n l_n 00 | L0)(l_\alpha l_\alpha 00 | L0) W(l_n j_n l_n j_n; \frac{1}{2} L) \\ &\times W(j_n I_c j_n I_c; I_R L) W(l_\alpha I_c l_\alpha I_c; I_T L) \\ &\times P_L(\cos \Omega \bar{k}_n) \end{aligned}$$

$$\bar{k}_n = k_n + \frac{m_n}{m_R} k_\alpha$$

$$\bar{k}_\alpha = k_\alpha + \frac{m_\alpha}{m_T} k_n$$

k_n, k_α ; 中性子及び α 粒子の運動量ベクトル

m_n, m_α, m_R, m_T ; 中性子, α 粒子, 残留核及び標的核
の質量

R_n, R_α ; 中性子が原子核に捕えられる時の原子核半径及び α 粒子が原子核を去る時の原子核半径

I_c, I_R, I_T ; core, 残留核及び標的核のスピン

l_n, l_α ; 中性子が原子核に捕えられる時及び α 粒子が原子核を去る時の軌道角運動量

$\Omega_{\overline{l}R_n}$ は $\overline{l}R_n$ と $\overline{l}R_\alpha$ の間の角度である。 K_n 及び K_α は次のように定義される。

$$\frac{\hbar^2 K_n^2}{2m_{nc}^*} = \text{残留核の中の中性子の結合エネルギー}$$

$$\frac{\hbar^2 K_\alpha^2}{2m_{\alpha c}^*} = \text{標的核の中の}\alpha\text{粒子の結合エネルギー}$$

但し m_{nc}^* 及び $m_{\alpha c}^*$ は中性子と core 及び α 粒子と core 成る系の換算質量である。

$\textcircled{H}_{l_n j_n}^2$ は中性子の残留核の核表面に於ける状態を示す換算幅であり, $O_\alpha^2 \textcircled{H}_{l_\alpha}^2$ は α -クラスターの標的核の核表面に於ける状態を示す換算幅で実験との比較から求められる。 O_α は核内における α 粒子の運動の波動関数 $\varphi_\alpha(\omega)$ と標的核の核表面における準 α 粒子

(4つの核子の相関)の波動関数 ψ_α を用いて次式で表わされる。

$$O_\alpha = \int \varphi_\alpha(\omega) \psi_\alpha^*(\omega) d\omega$$

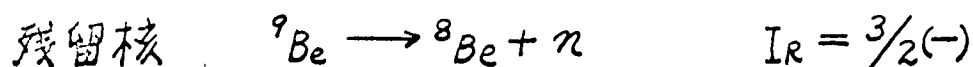
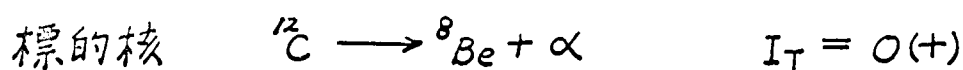
又 J_ℓ は次のように定義される。

$$J_\ell(k, K, R) \equiv [kR j_{\ell-1}(kR) + C_\ell(KR) j_\ell(kR)]$$

$$C_\ell(KR) = -iKR [h_{\ell-1}''(iKR) / h_\ell''(iKR)]$$

$(j_1 j_2 m_1 m_2 | jm)$ 及び $W(j_1 j_2 j'_1 j'_2; J\lambda)$ は Clebsch-Gordan 係数、Racah 係数である。 j_ℓ 及び h_ℓ'' は球面ベッセル関数、第一種球面ハンケル関数である。

さて上の理論を $^{12}\text{C}(\pi, \alpha)^9\text{Be}$ (基底状態) 反応に適用する場合に core として ^8Be を考えると heavy-particle stripping 反応では次のようになる。



I_C として ^8Be の基底状態のスピンの $0(+)$ だけをとりは

$l_\alpha = 0, l_n = 1$ 及び $j_n = 3/2$ となる。

これらを用い原子核半径 R_n, R_α 及び換算幅 $(O_\alpha \textcircled{H}_{\alpha} \textcircled{H}_{n,jn})^2$ をパラメーターとして (2-1) 式から微分断面積を計算し第 2-10 図の 90° より後方の実験値にフィットすることによって $(O_\alpha \textcircled{H}_{\alpha} \textcircled{H}_{n,jn})^2$ 及び R_n, R_α を求めると次の値を得る。

$$(\textcircled{H}_{n,jn} O_\alpha \textcircled{H}_{\alpha})^2 \approx 1.0.$$

$$R_n = 3.2 \text{ fm}, R_\alpha = 5.6 \text{ fm}$$

残留核の核表面に於ける中性子の換算幅 $\textcircled{H}_{n,jn}^2$ として Macfarlane 及び French⁽⁵²⁾ によって ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$ 反応から求められた値を採用すれば α -クラスターの換算幅として次の値を得る。

$$\textcircled{H}_{n,jn}^2 = 0.023$$

$$(O_\alpha \textcircled{H}_{\alpha})^2 \approx 43.9$$

次に ${}^{12}\text{C}(n,\alpha){}^9\text{Be}$ 反応と、この逆反応 ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ の角度分布を比較してやる。第 2-12 図は Kjellman 達⁽⁵³⁾ によって 11.3 MeV の α 粒子を用いて測定された ${}^9\text{Be}(\alpha,n){}^{12}\text{C}$ (基底状態) 反応から生じる中性子の角度分布を示す。第 2-10 図と第 2-11 図を比較して

興味あることは双方の角度分布が非常に良く似ていることである。ただ ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ 反応においては前方に影響を与える反応と後方に影響を与える反応の干渉と考えられる効果が 90° の近辺に比較的強く出ているようである。従って ${}^{12}\text{C}(\alpha, n){}^9\text{Be}$ 反応の角度分布の後方を heavy-particle stripping で解析することによって求められた原子核半径 R_n , R_α 及び換算幅 $O_\alpha^2(H_\alpha^2 \times H_{\alpha n}^2)$ を用いて ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ 反応の後方のピークを heavy-particle stripping で解析する。

(α, n) 反応において heavy-particle stripping の過程に対する微分断面積は平面波 cut-off Born 近似を用いて次のように書ける。⁽⁶⁸⁾

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{h.p. stripping}) &= C_H \cdot G_H \cdot \frac{k_n}{k_\alpha} (H_{\alpha n} O_\alpha H_{\alpha\alpha})^2 \\ &\times J_{L_n}^2(\bar{k}_n, K_n, R_n) \left[\frac{1}{(\bar{k}_\alpha R_\alpha)^2 + (K_\alpha R_\alpha)^2} \cdot J_{L_\alpha}(\bar{k}_\alpha, K_\alpha, R_\alpha) \right]^2 \end{aligned} \quad (2-2)$$

$$\text{ここで } C_H = 36 \frac{R_\alpha^3}{R_n}$$

$$\bar{k}_\alpha = k_\alpha + \frac{M_\alpha}{M_R} k_n$$

$$\bar{k}_n = k_n + \frac{M_n}{M_T} k_\alpha$$

$$\begin{aligned}
G_H &= (2I_R+1)(2l_\alpha+1)(2l_n+1)(2j_n+1)(-)^{I_T-\frac{1}{2}-I_R} \\
&\times \sum_L (l_n l_n 00|L0)(l_\alpha l_\alpha 00|L0) W(l_n j_n l_n j_n; \frac{1}{2}L) \\
&\times W(j_n I_c j_n I_c; I_T L) W(l_\alpha I_c l_\alpha I_c; I_R L) \\
&\times P_L(\cos \Omega_{\overline{k}\alpha})
\end{aligned}$$

$\Omega_{\overline{k}\alpha}$ は $\overline{k}\alpha$ と $\overline{k}n$ の間の角度である。他の文字は (2-1) 式と同様にして定義される。

$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha_0)^9\text{Be}$ 反応の解析によつて求められた原子核半径 R_n, R_α 及び換算幅 $(\textcircled{H})_{l_n j_n} O_\alpha (\textcircled{H})_{l_\alpha}^2$ を用いて $^9\text{Be}(\alpha, n_0)^{12}\text{C}$ (基底状態) 反応における *heavy-particle stripping* の過程に対する微分断面積を求めると第 2-12 図のようになる。但し *core* として ^8Be をとり、そのスピンを ^8Be の基底状態のスピンの $0(+)$ にとつた。実験値との一致は非常によい。これによつてここで求められたパラメーターが逆反応過程についても用いられることが明らかになった。更に ^{12}C の α -フラスタ-換算幅を他の反応から導かれたものと比較すると第 2-4 表のようになる。 $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$ に関しては Wong 及び Bleuler によつて測定れたデータを Honda 及び

U i 達⁽⁶⁹⁾が解析したものである。この場合¹²Cの core の⁸Beは基底状態にあり、 α 粒子は3S状態から放出されるとした。

第 2-4 表

反 応	入射エネルギー (MeV)	$(O_{\alpha} \oplus H_{L\alpha})^2$
$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$	18.7	25.0
$^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$	14.1	43.9

これらの2つの反応から求めた¹²Cの α -クラスター換算幅の差異はそれ程大きいとは思われない。更に軽い核の (n, α) 及び (p, α) 反応における α 粒子の角度分布の後方のピークを heavy-particle stripping で解析して導びかれた α -クラスターの換算幅を第2-5表に示す。

第 2-5 表

反 応	入射エネルギー (MeV)	$(H_{L_{\alpha}} \oplus n O_{\alpha} \oplus H_{L\alpha})^2$	$(O_{\alpha} \oplus H_{L\alpha})^2$
(1) $^{16}\text{O}(n, \alpha_0)^{13}\text{C}$	14.4	4.8	154.8
(2) $^{16}\text{O}(n, \alpha_0)^{13}\text{C}$	14.1	0.7	23.5
(3) $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$	14.1	1.0	43.9
(4) $^{15}\text{N}(p, \alpha_0)^{12}\text{C}$	15.16	2.0	7.7

(1) 及び (4) は Honda⁽⁵¹⁾ による計算であり、(2) 及び (3) はそれぞれ McDiker⁽⁵⁴⁾ の測定値 及び 本実験の測定値から著者が計算したものである。これらと比較すると確かに α -クラスター模型に従う核種の換算幅が大きいということが 14-MeV 中性子による (n, α) 反応からも導かれるようである。以上のことから Honda 及び U¹ 達によつて導かれたクラスターの換算幅は各種の反応で意味をもっていると考えられる。

次に第 2-10 図の角度分布の前方ピークを pick-up 反応で解析する。pick-up 反応に対する微分断面積は平面波 cut-off Born 近似で次のように書ける⁽⁵¹⁾。

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} (\text{pick-up}) &= \frac{32}{3} (R_{3\text{He}} \beta) R_{3\text{He}}^2 \frac{k_\alpha}{k_n} \\ &\times \sum \left[\frac{1}{(\bar{k}_{3\text{He}} R_{3\text{He}})^2 + (k_{3\text{He}} R_{3\text{He}})^2} J_{l_{3\text{He}}}(\bar{k}_{3\text{He}}, k_{3\text{He}}, R_{3\text{He}}) \right]^2 \\ &\times (O_{3\text{He}} \textcircled{\text{H}}_{l_{3\text{He}}})^2 \end{aligned} \quad (2-3)$$

ここで $\bar{k}_{3\text{He}} = k_\alpha - \frac{m_R}{m_T} k_n$

$\frac{\bar{k}^2 \beta^2}{2M^*} = \alpha$ 粒子の中 での 中性子の結合エネルギー

$l_{^3\text{He}}$; ^3He が pick-up される時の軌道角運動量

$R_{^3\text{He}}$; ^3He が pick-up される時の原子核半径

$\frac{\hbar^2 K_{^3\text{He}}^2}{2M_{^3\text{He}}} =$ 標的核の中における ^3He の結合エネルギー

$(O_{^3\text{He}}(H)_{l_{^3\text{He}}})^2 =$ ^3He の核表面における換算幅

pick-up 反応に対する微分断面積を計算するに当り core として ^9Be を考え、core のスピンとして ^9Be の基底状態のスピン $3/2(-)$ を用いれば $l_{^3\text{He}} = 1$ 。

これから微分断面積を計算して第 2-10 図の前方ピークにフィットすることによって ^3He が pick-up される原子核半径及び ^3He の核表面における換算幅を得る。

$$(O_{^3\text{He}}(H)_{l_{^3\text{He}}})^2 \approx 0.3.$$

$$R_{^3\text{He}} = 3.0 \text{ fm}$$

これに関して比較すべきデータがない。

次に knock-on 反応^で第 2-10 図の前方ピークを解析する。knock-on 反応は unbound interaction であるから相互作用ポテンシャルのあいまいさが入り込ラスタターの換算幅が直接求められないので

次式で実験値にフィットした。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{knock-on}) \propto \left[\frac{1}{(\bar{k}R_\alpha)^2 + (KR_\alpha)^2} J_{l_n}(\bar{k}, K, R_\alpha) \right]^2 \quad (2-4)$$

$$\bar{k} = \frac{M_c}{M_T} k_n - \frac{M_c}{M_R} k_\alpha, \quad K = K_n + K_\alpha$$

M_c は core の質量であり、他の文字は (2-1) 式と同様にして定義される。core として ^8Be をとり、 ^8Be の基底状態のスピンの (+) を採用すれば $l_n = 1$ 。これから微分断面積を計算し第 2-10 図の前方ピークにフィットすれば α 粒子が原子核を去る時の原子核半径 R_α として 3.8 fm を得る。これを用いて第 2-12 図の $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ 反応の角度分布の前方ピークにフィットすればかなり良く一致している。その反面第 2-10 図から knock-on 反応と pick-up 反応を区別することはできないし、これらを区別する理論もない。しかし ^9Be の最後の中性子の結合エネルギーは 1.66 MeV でかなり低いために $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ 反応の角度分布の前方ピークは knock-on 反応によるものであると考えた方が良さそう。

又 $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ 反応の場合も ^3He の core に対する結合エネルギーが 26.3 MeV と非常に大きいから前方ピークは α -knock-on 反応によるものであると考えられる。

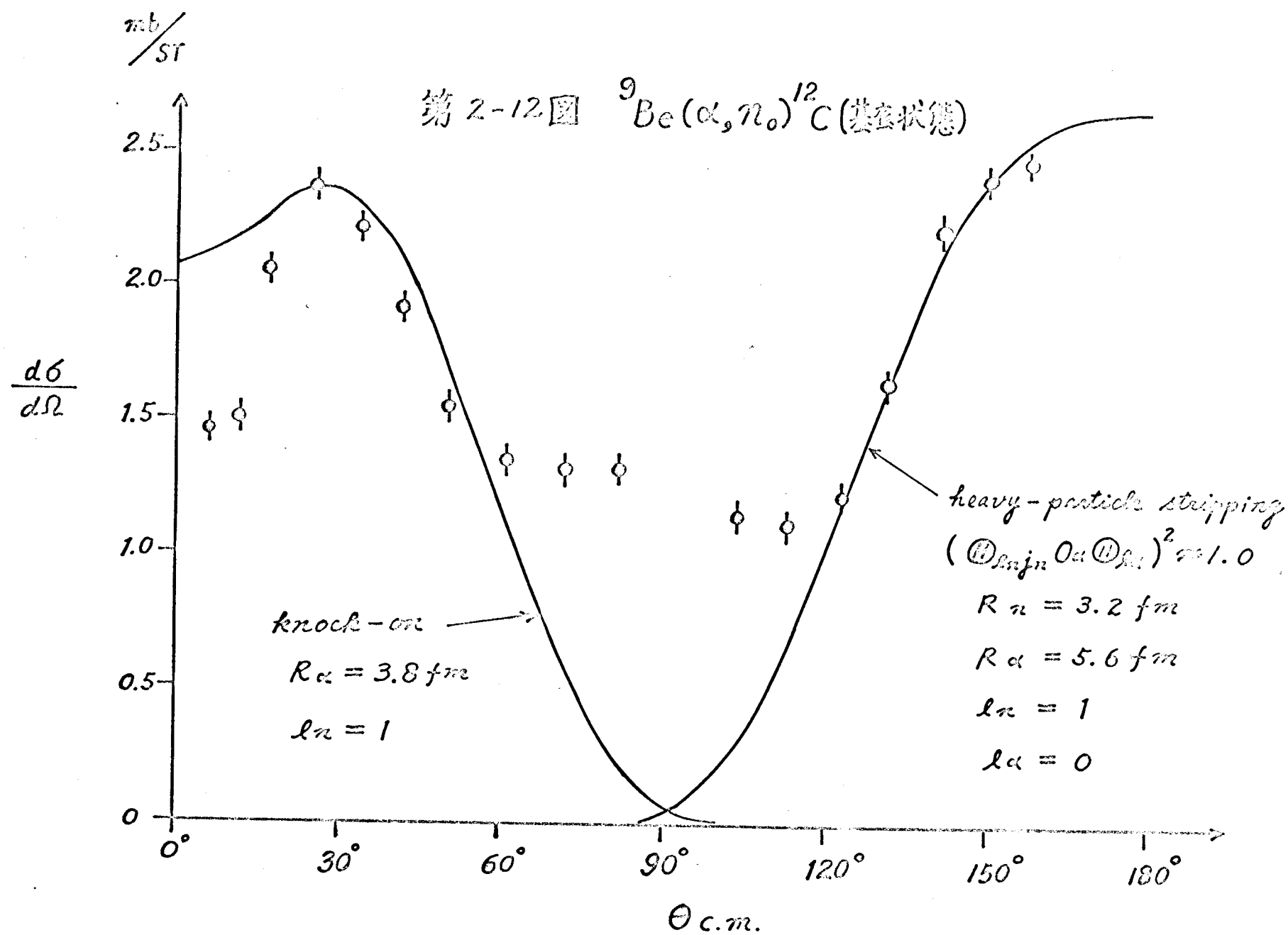
第 2-10 図において前方ピークを knock-on 反応, 後方ピークを heavy-particle stripping 反応として曲線から夫々の全断面積を求めると次のようになる。

$$\sigma_T(\text{knock-on}) = 44 \text{ (mb)}$$

$$\sigma_T(\text{heavy-particle stripping}) = 30 \text{ (mb)}$$

この結果からは unbound interaction の方が bound interaction より大きいようであり、Nagarajan 及び Banerjee 達⁽⁵⁰⁾の議論と相反している。

更に $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ 反応の全断面積を Kjellman 達⁽⁵³⁾が 11.3 MeV の α 粒子を用いて測定した $^9\text{Be}(\alpha, n_0)^{12}\text{C}$ 反応の全断面と比較する。相反定理を用いれば $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ 反応の全断面積 $76 \pm 11 \text{ (mb)}$ から $^9\text{Be}(\alpha, n_0)^{12}\text{C}$ 反応に対する全断面積は $22 \pm 3 \text{ (mb)}$ である。一方 Kjellman 達の測定値は 20 (mb) で非常に良く一致している。



第三章 重い核の (n, α) 反応の実験

§1 実験方法及び装置

a) 反応ターゲットの製作方法

重い核に於ける (n, α) 反応を調べるために ^{141}Pr , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{181}Ta , 及び ^{197}Au のターゲットが準備された。

これらの核種の存在比⁽⁵⁶⁾は第3-1表に示す通りである。

第 3 - 1 表

核 種	存 在 比 (%)
^{141}Pr	100
^{165}Ho	100
^{175}Lu	97.40
^{181}Ta	99.988
^{197}Au	100

ターゲット材料として ^{141}Pr , ^{165}Ho , ^{175}Lu 及び ^{181}Ta に関しては酸化物 (純度 99.9%) Pr_6O_{11} , Ho_2O_3 , Lu_2O_3 及び Ta_2O_5 が用いられた。夫々の酸化物をメノウの乳鉢で十分に擦り潰し, アセトンの中に分散し攪拌してから放置し, その上澄みを取って酸化物の粒度は粒を球状と仮定しストークスの法則から $1\mu\text{m}$ 以

下と予測された。この懸濁液の中の酸化物をアルミ板(厚さ 0.5 mm, 純度 99.9 %)の上に沈殿させ赤外線ラップでしっかりと乾燥してターゲットをつくった。夫々のターゲットの厚さは第 3-2 表に示す通りである。(16 MeV の α 粒子に対するエネルギー損失⁽⁴⁸⁾は半値幅で約 0.5 MeV)

第 3-2 表

酸化物	ターゲットの厚さ (mg/cm ²)
Pr ₆ O ₁₁	5.4
Ho ₂ O ₃	8.5
Lu ₂ O ₃	8.4
Ta ₂ O ₅	7.2

更に真空中でこれらの酸化物が剝離しないように、ターゲットの表面を 0.5 mg/cm² のポリビニルアルコールの薄膜で被った。(16 MeV の α 粒子に対してエネルギー損失⁽⁴⁸⁾はおよそ 100 keV) ターゲット材料のバックニングとしてアルミ板を用いているのは ²⁷Al の (n, α) 反応に対する Q 値は -3.14 MeV であり、本

実験で用いられた核種の (n, α) 反応に対する Q 値は
 $6 \sim 7 \text{ MeV}^{(35)}$ であるからエネルギー目盛の上で十分
 分離されバックグラウンドとほらないためである。こ
 こで計画された質量数領域の核種に於ける 14 MeV 中
 性子の (n, α) 反応断面積は、かなり小さい事が他の
 実験⁽⁵⁷⁾ から予測されたので不純物に関しても考慮が
 払われた。しかし稀土類の不純物は主として他の稀
 土類であること、及びここで用いられた核種の (n, α)
 反応に対する Q 値が高いことから不純物の影響は無
 視された。 ^{197}Au に対しては Au 箔 (厚さ 19.3 mg/cm^2 ,
 純度 99.9% , 16 MeV の α 粒子に対するエネルギー損
 失⁽⁴⁸⁾ は半値幅で 1.1 MeV) が用いられた。これも同
 様に (n, α) 反応の Q 値が高いため不純物の影響は
 無視された。夫々のターゲットの直径は 19 mm であ
 った。

6) 散乱箱, 検出器及び測定回路系

第3-⁽⁶⁾図は散乱箱, 検出器及び測定回路系を示す。14 MeV 中性子の発生及びその絶対値の測定方法と監視は^{第2章} §1 と同様にして行われた。散乱箱は鉄(厚さ3 mm)でつくられ, 中性子が入射する窓はAl(厚さ1 mm)でつくられた。散乱箱の内壁はAl(厚さ0.5 mm)の内張りが施された。これは本節の(a)で述べたように高いエネルギーの α 粒子を抑えるためである。ターゲットは重陽子の加速方向に取付けられた。この方向の中性子のエネルギーは15.1 MeVである。ターゲットから生じる α 粒子の検出器としてMOLECHEM 製n型シリコン表面障壁型半導体検出器(有効面積 3 cm^2 , 固有抵抗 $2000\ \Omega\cdot\text{cm}$, 分解能2%)が用いられた。検出器のバイアス電圧は200 Vで、これはおよそ $320\ \mu\text{m}$ の有効層厚に相当し、25 MeVまでの α 粒子を十分検出することができる。又検出器のバイアス電圧を180 V及び200 Vとして $^{141}\text{Pr}(n, \alpha)^{138}\text{La}$ 反応によって生じる α 粒子の

スペクトルを測定した結果、両者は非常によく一致した。従って (n, α) 反応によって生じた 22 MeV までの α 粒子が完全に検出器の有効層内で止まっている事が確かめられた。

検出器からのパルスは電荷型前置増幅器を経て主増幅器で増幅された後、256チャンネル波高分析器で分析された。検出器を構成しているシリコンの (n, p) (n, d) (n, α) 反応の Q 値は負であるから、これらの反応による荷電粒子は 15 MeV 以下である。一方本実験で用いられたターゲット核の (n, α) 反応に対する Q 値はすべて $6 \sim 7 \text{ MeV}$ であるから、これによるシグナルはバックグラウンドから容易に分離する事ができる。しかし 14 MeV 中性子によるシリコンの (n, p) 及び (n, α) 反応の断面積は非常に大きく⁽⁵⁸⁾、そのためパルスのパイルアップによって波高の大きいパルスが生じバックグラウンドとなる。従ってターゲットに入射する中性子束は $10^6 \text{ 個}/\text{sec-cm}^2$ に抑えられた。ターゲットから生じる α 粒子のエネルギー

ゲ-の校正はポロニウム α 線源及び検出器を構成しているシリコンの (n, α) 反応による α 線のピークが用いられた。第3-1(b)図は検出器の中で起る $^{29}\text{Si}(n, \alpha)^{26}\text{Mg}$ 及び $^{28}\text{Si}(n, \alpha)^{25}\text{Mg}$ 反応による α 線のピークを示す。参考のために、これらの反応のQ値及び ^{29}Si と ^{28}Si の存在比を第3-3⁽⁵⁸⁾表に示す。

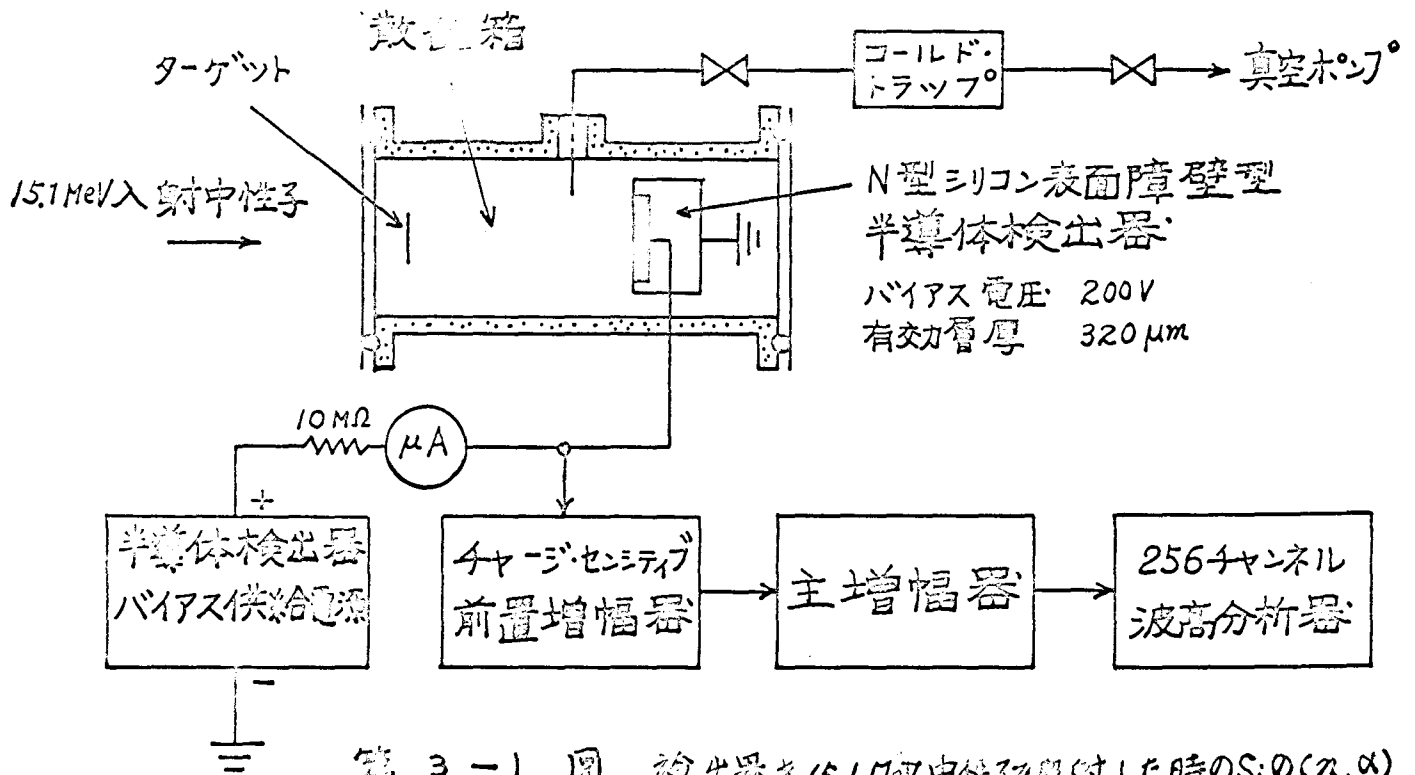
第 3-3 表

同位元素	^{29}Si		^{28}Si	
存在比(%)	4.68		92.27	
反 応	$^{29}\text{Si}(n, \alpha_0)^{26}\text{Mg}$	$^{29}\text{Si}(n, \alpha_1)^{26}\text{Mg}^*$	$^{28}\text{Si}(n, \alpha_0)^{25}\text{Mg}$	$^{28}\text{Si}(n, \alpha_1)^{25}\text{Mg}^*$
Q 値 (MeV)	-0.036	-1.866	-2.655	-3.237

14 MeV 中性子源とターゲット間の距離は 6 cm から 16 cm まで変えられた。検出器と反応ターゲット間の距離は 4 cm であった。増幅器の利得の変動に対しては特に考慮が払われ、5時間毎に前述の方法でエネルギーの校正がくり返し行なわれた。

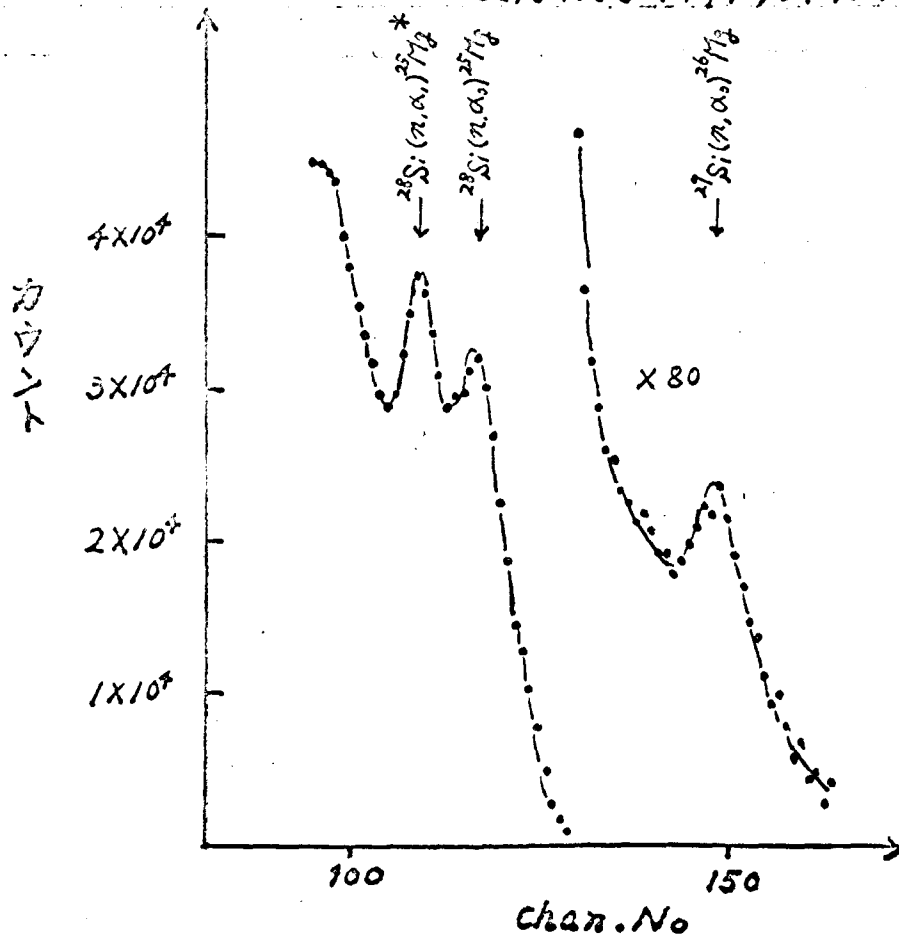
第3-1図 散乱箱, 検出器及び回路のブロック・ダイアグラム

(a)



第3-1図 検出器を15.1 MeV中性子で照射した時のS_iの(α, α)反応によるバックグラウンドスペクトル

(b)



§2 実験結果の処理及び検討

第3-2 図から第3-6 図までは散乱角 0° で測定された ^{141}Pr , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{181}Ta 及び ^{197}Au の (n, α) 反応によって生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルである。横軸は重心系における α 粒子のエネルギーであり、縦軸は単位エネルギー当りの微分断面積を示す。先ずこれらのスペクトルに他の反応が寄与する可能性のない事が次の考察からわかる。第3-4表⁽³⁵⁾は各種の反応に対する Q 値を示す。本実験で測定された α 粒子のスペクトルはすべての核種について同いようにおよそ 17 MeV から立ち上っている。従って ^{141}Pr , ^{165}Ho , ^{181}Ta 及び ^{197}Au からの α 粒子のスペクトルには (n, p) (n, d) 及び (n, t) 反応の寄与がない事は第3-4 表から容易にわかる。一方 ^{175}Lu に関しては各種反応の Q 値が明らかにされていない。しかし本実験で用いられた半導体検出器の有効層の厚さは $320\text{ }\mu\text{m}$ であるから陽子では 6 MeV , 重陽子では 8 MeV , 三重水素核では 10 MeV まで検出できるのみ

である。それ故 Lu についても (n, p) (n, α) 及び (n, t) 反応の寄与を考慮する必要がない。次に $(n, {}^3\text{He})$ 反応の寄与を調べてみる。 ${}^{141}\text{Pr}$ に関しては $(n, {}^3\text{He})$ の寄与のないことは明らかである。他の核種についても $(n, {}^3\text{He})$ 反応に対する Q 値は殆ど -4MeV から -8MeV ぐらいと考えられる。一方 (n, α) 反応の Q 値は一般的に正でありこの領域の核種の Q 値はおよそ 5MeV から 9MeV ぐらいである。この事は α 粒子が極めて安定な核である事を考慮すれば理解されるであろう。従って本実験で測定された α 粒子のスペクトルには他の反応は寄与していない。

第 3-4 表

核種 反応	(n, p)	(n, d)	(n, t)	$(n, {}^3\text{He})$	(n, α)
${}^{141}\text{Pr}$	-0.202	-3.102	-5.910	-5.620	6.180
${}^{165}\text{Ho}$	-0.468	-3.700	-5.100	—	6.013 ⁽⁶⁴⁾
${}^{175}\text{Lu}$	—	—	—	—	7.80 ⁽⁶⁵⁾
${}^{181}\text{Ta}$	-0.242	-4.080	-5.240	—	7.50 ⁽⁶⁴⁾
${}^{197}\text{Au}$	0.033	-3.270	-4.930	—	7.250

図中の微分断面積の値は中性子源からターゲットまでの遮蔽材中での 14 MeV 中性子束の 4% の減衰に対し、補正が行なわれている。図に示された誤差は α 粒子の計数に基づく統計的な誤差である。

16 MeV に於ける α 粒子のエネルギーの広がりターゲットの中に於ける α 粒子のストラグリング及び検出器の分解能によるもので約 4% であつた。但し Au の場合は約 7% である。

次に 3-4 表に与えられた夫々の核種の (n, α) 反応に対する Q 値を用いて、 α 粒子の最大エネルギーを求めてみると、第 3-2 図から第 3-6 図に $E_{\alpha 0}$ が示したようになる。 ^{165}Ho , ^{195}Lu , ^{181}Ta , 及び ^{197}Au からの α 粒子のスペクトルの上端は $E_{\alpha 0}$ に殆んど一致しているが ^{141}Pr に関しては $E_{\alpha 0}$ の位置より高いエネルギーの所に α 粒子が存在している。しかし α 粒子のエネルギーの誤差約 4% を考慮に入れると ^{141}Pr に関しても測定された α 粒子の最大エネルギーと Q 値から計算された最大エネルギーはほぼ一致してい

ると考えられる。このスペクトルから夫々の核種の散乱角 0° に於ける (n, α) 反応に対する微分断面積を求めると第 3-5 表のようになる。

第 3-5 表

散乱角 0° に於ける微分断面積 (mb/sr)		
反 応	著 者	Kulisic et al. ⁽⁵⁷⁾
$^{141}\text{Pr}(n, \alpha)^{138}\text{La}$	0.56 ± 0.07	0.9 ± 0.1
$^{165}\text{Ho}(n, \alpha)^{162}\text{Tb}$	0.22 ± 0.05	—
$^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$	0.46 ± 0.06	—
$^{181}\text{Ta}(n, \alpha)^{178}\text{Lu}$	0.32 ± 0.06	—
$^{197}\text{Au}(n, \alpha)^{194}\text{Ir}$	0.15 ± 0.03	—

$^{141}\text{Pr}(n, \alpha)^{138}\text{La}$ 反応以外は比較すべき他の実験値がない。Pr について著者と Kulisic et al.⁽⁵⁷⁾ の実験値を比較してみると前者は入射中性子エネルギーが 15.1 MeV であり、後者は 14.6 MeV であるという違いがあるが前者の方がかなり小さい。しかしスペクトルがおよそ 18 MeV から立上り全体的な形は非常に類似している。第 3-2 図のヒストグラムは Kulisic et al. によって測定されたスペクトルを 15.1 MeV の入射中性子のエネルギーに換算したものを示

す。更に著者は散乱角 0° に於てこの反応によって生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルを再度繰返して測定して非常に一致した結果を得ている。

第3-7図は $^{141}\text{Pr}(n, \alpha)^{138}\text{La}$ 反応によって生じる α 粒子の角度分布を示す。黒丸は本実験で得られた値であり、白丸は Kulisic et al の測定値である。横軸は重心系に於ける散乱角を示し、縦軸は微分断面積を示す。角度の誤差は幾何学的配置に基づく立体角の拡がりであり、微分断面積のそれは α 粒子の計数に基づく統計的なものである。 0° 方向では Kulisic et al の実験値とかなり異なっているがそれ以外の散乱角では良く一致しており全体的に前方ピークの様相を呈している。この角度分布を積分して次の断面積を得た。

$$\sigma_{\text{exp}}^T = 1.9 \pm 0.8 \text{ (mb)}$$

一方、Kulisic et al によって測定された全断面積は

$$\sigma_{\text{exp}}^T = 3.0 \pm 0.5 \text{ (mb)}$$

であり、これも本実験に於て測定された値と幾分異

っている。更に 90° より前方の散乱角と後方の散乱角に対する断面積の比は

$$\frac{\sigma_{\text{exp}}(0^\circ-90^\circ)}{\sigma_{\text{exp}}(90^\circ-180^\circ)} \approx 1.7$$

であり、角度分布は 90° に関して非対称である。

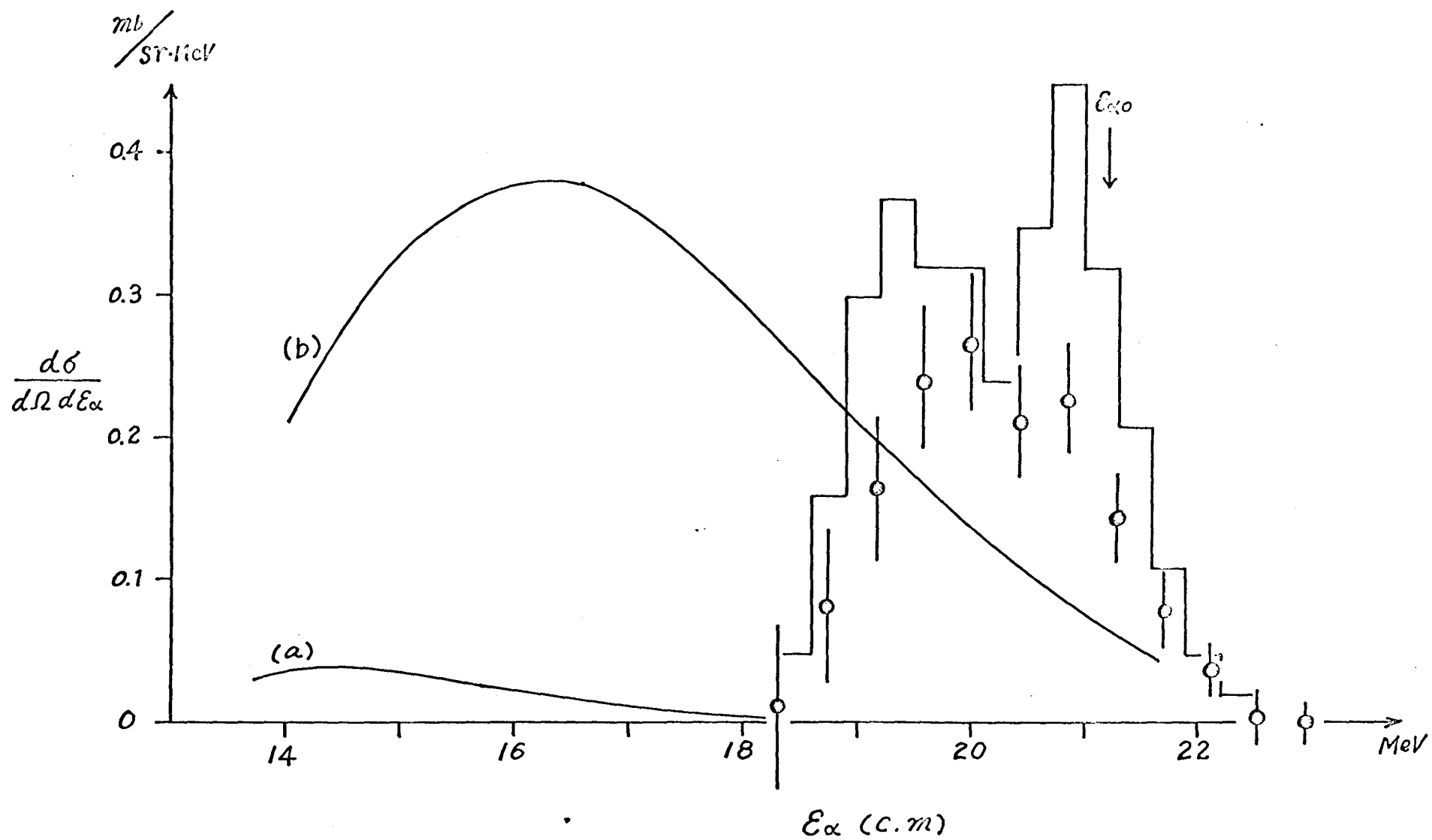
第3-8 図はこの反応によって生じた α 粒子の中、低エネルギー部分($18.0 \sim 20.0 \text{ MeV}$ のエネルギーに属する α 粒子)及び高いエネルギー部分($20.0 \sim 22.0 \text{ MeV}$ エネルギーに属する α 粒子)の夫々の角度分布を示す。高いエネルギー部分の角度分布に関しては

$$\frac{\sigma_{\text{exp}}(0^\circ-90^\circ)}{\sigma_{\text{exp}}(90^\circ-180^\circ)} \approx 4.6$$

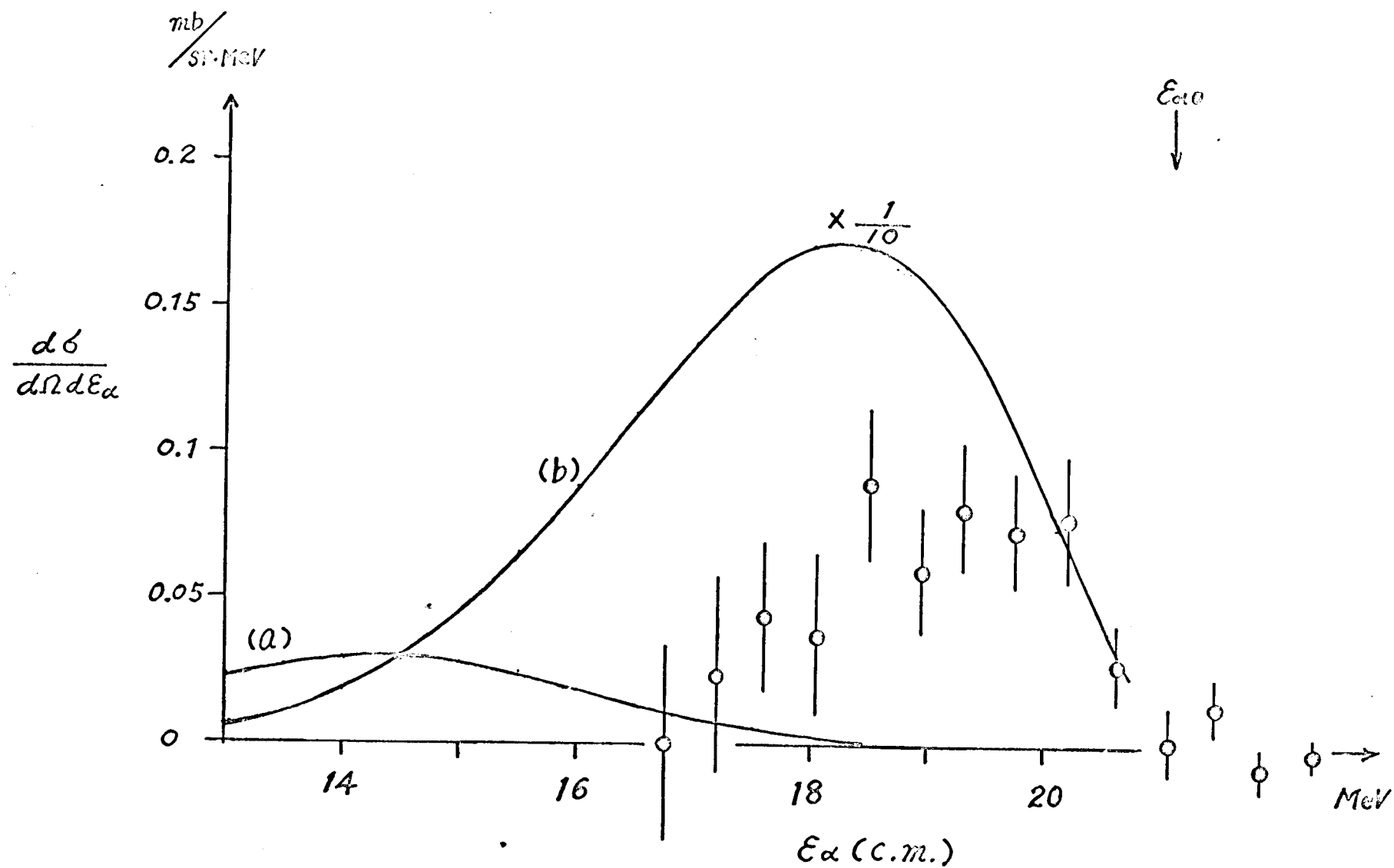
で 90° 非対称性が著しい。低いエネルギー部分の角度分布に関しては 90° より後方の散乱角に於て微分断面積の誤差が非常に大きい。(これは実験装置^{の配置}上、検出器が 14 MeV 中性子源に並ずる、検出器の中で起る Si リコンの (n, α) 及び (n, p) 反応の増加に伴いパイルアップによるバック・グラウンドが増加して

S/N 比が悪くなる結果であって不可避的なものである) 従って角度分布の特徴について明白な事は云えないが角度分布はやはり前方が強いようである。

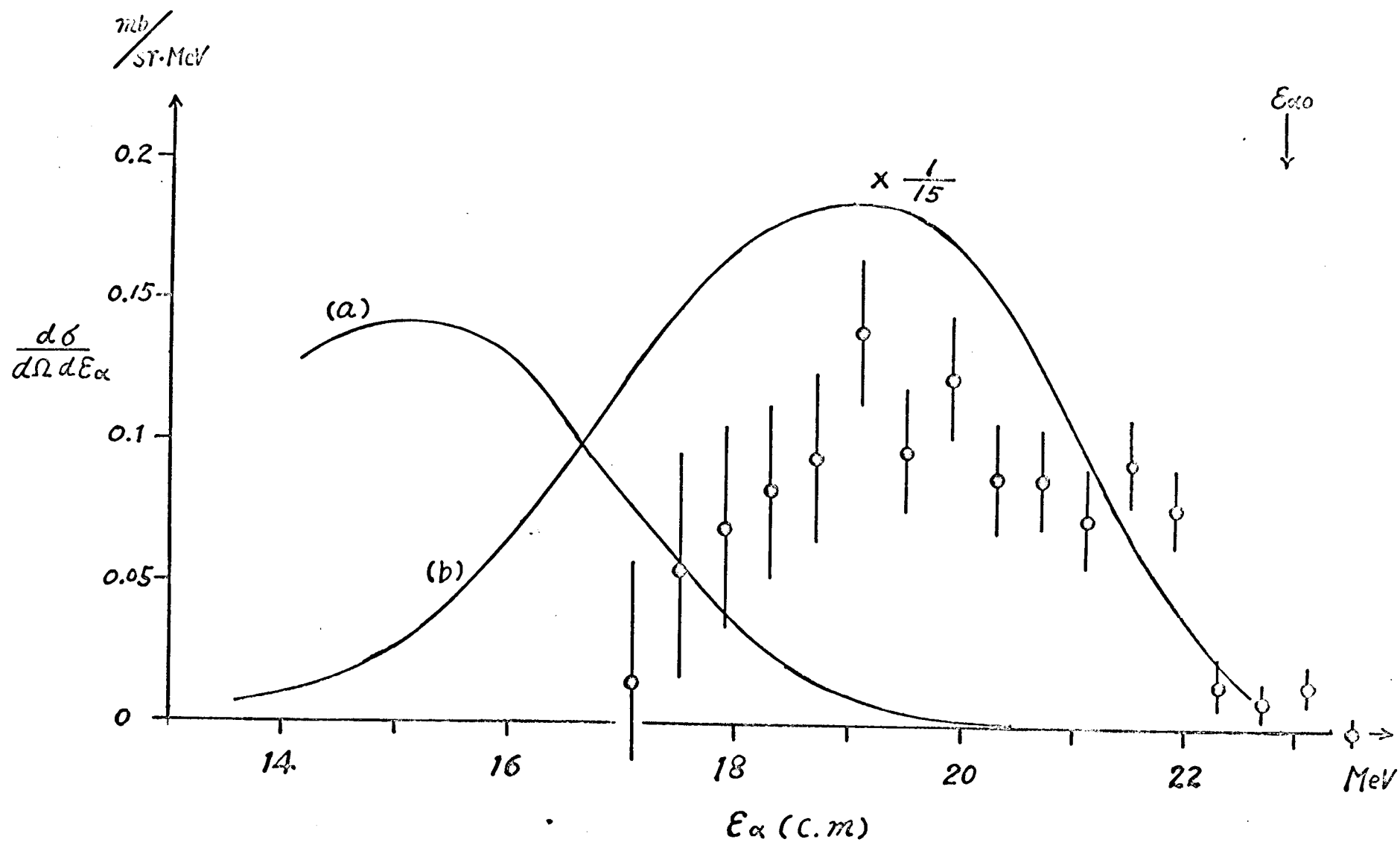
第 3-2 圖 $^{141}\text{Pr}(n,\alpha)^{138}\text{La}$



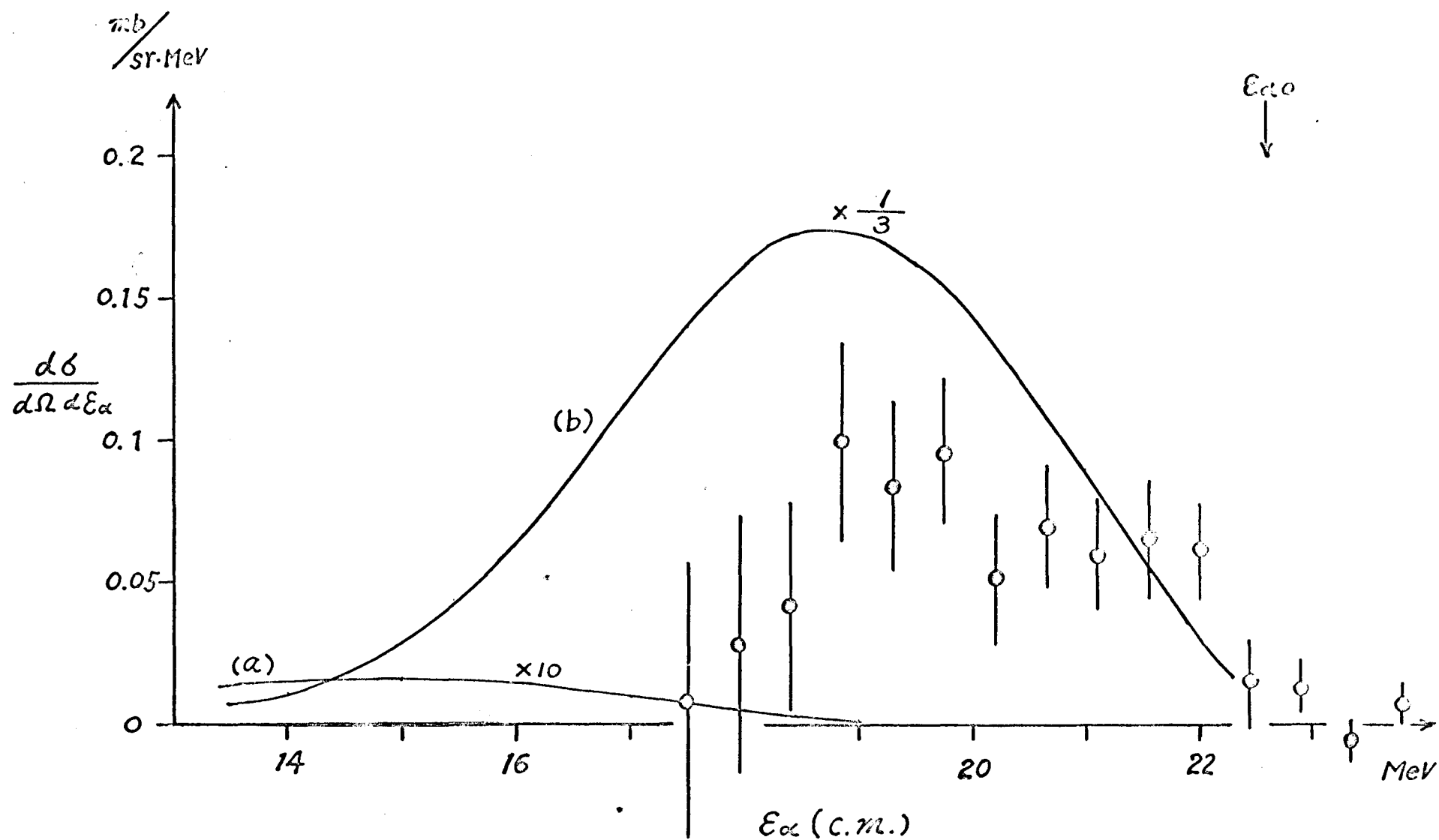
第 3-3 圖 $^{165}\text{Ho}(n, \alpha)^{162}\text{Tb}$



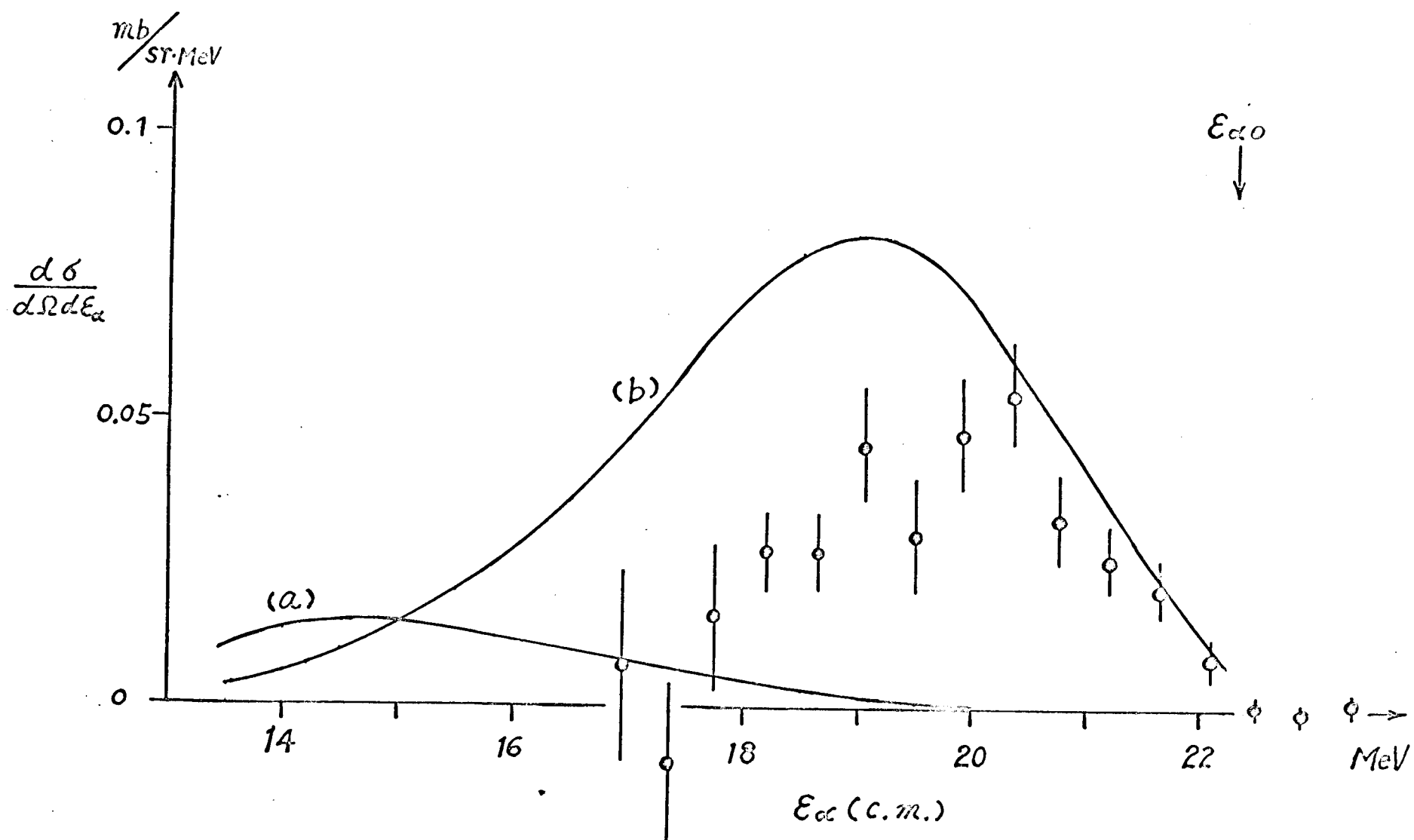
第 3-4 圖 $^{175}\text{Lu}(n, \alpha)^{172}\text{Tm}$



第 3-5 圖 $^{181}\text{Ta}(n,\alpha)^{178}\text{Lu}$



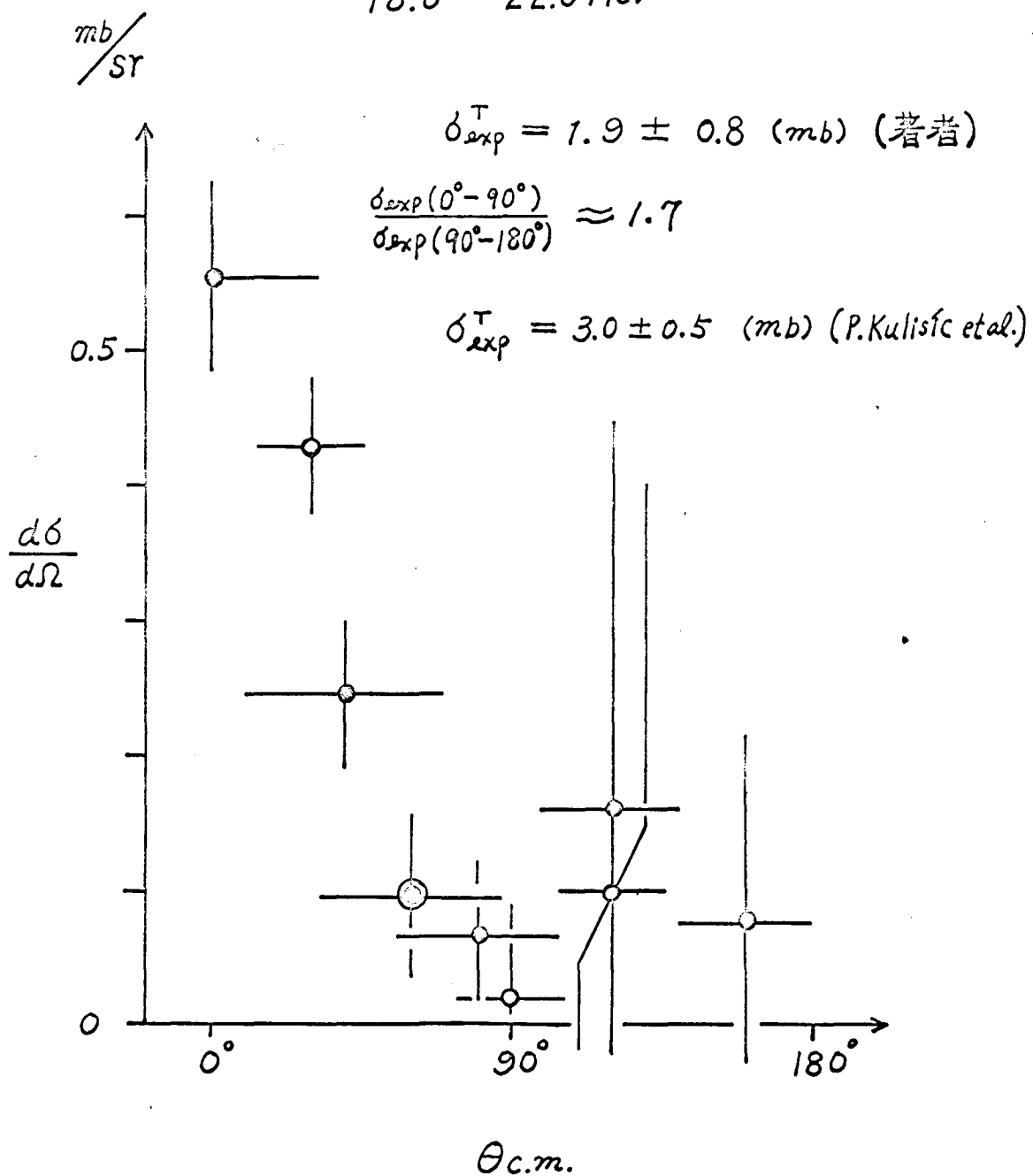
第3-6圖 $^{197}\text{Au}(n, \alpha)^{194}\text{Ir}$



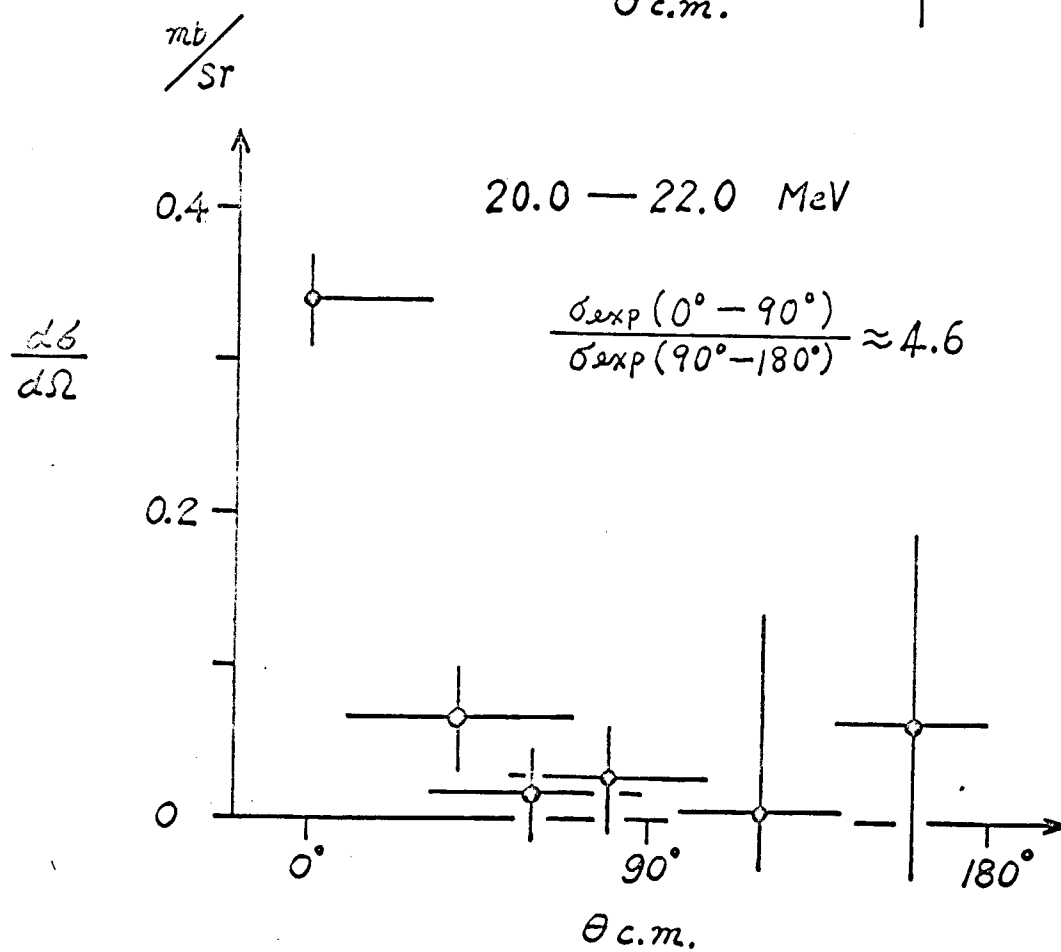
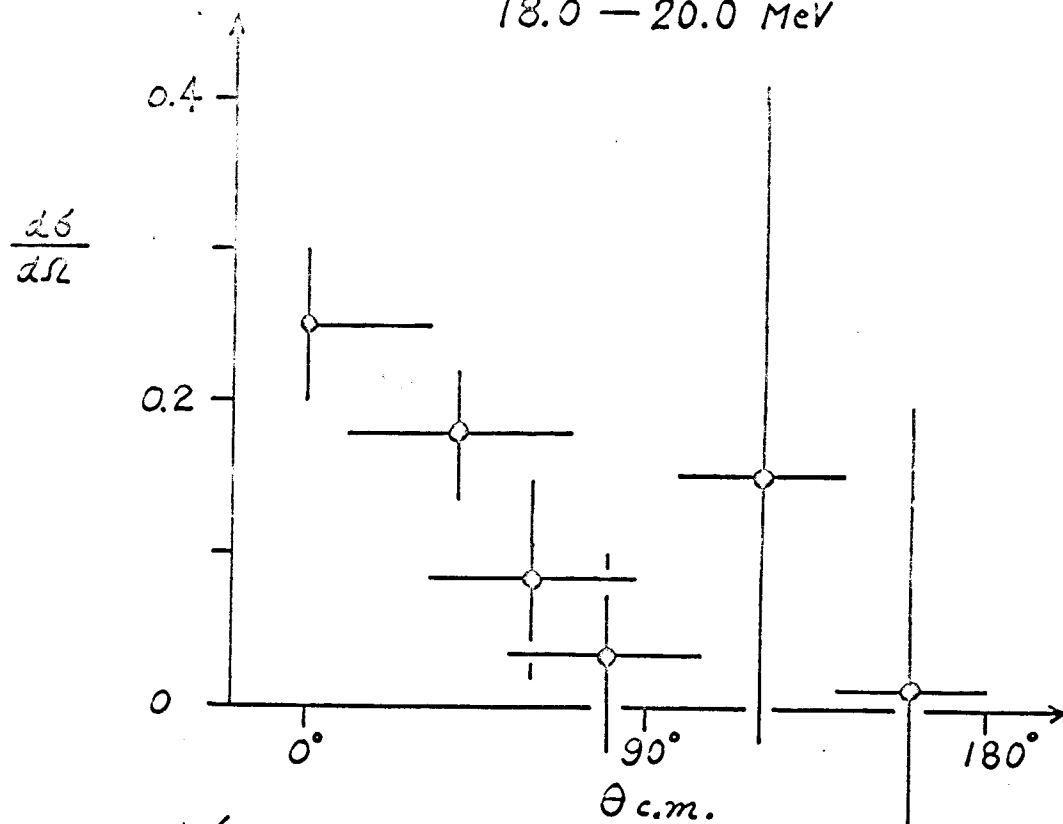
第 3-7 圖

 $^{141}\text{Pr}(n, \alpha)^{138}\text{La}$

18.0 — 22.0 MeV



第 3-8 图 $^{141}\text{Pr}(n, \alpha)^{138}\text{La}$
18.0 — 20.0 MeV



§4 重い核の (n, α) 反応の解析及び考察

低エネルギーの原子核反応の際一般には直接過程と統計的過程の両方が起ってくる。しかし本実験に於ては ^{141}Pr 以外は α 粒子の角度分布に関するデータを得てない α で先ず 0° の散乱角に於ける α 粒子のエネルギー・スペクトルの解析を ^{141}Pr , ^{165}Ho , ^{175}Lu , ^{181}Ta 及び ^{197}Au の (n, α) 反応が複合核の形成を通して起っていると仮定して行う。

複合核という一つの間状態に対して詳細均合の原理を適用すると (n, α) 反応の断面積 $\sigma(n; \epsilon_\alpha)$ に残留核の準位密度 $\rho_\alpha(U_\alpha)$ を結びつける次の Weisskopf-Ewing⁽⁵⁹⁾ の式が導かれる。

$$\sigma(n; \epsilon_\alpha) = \sigma_c(E_n) \frac{g_\alpha \mu_\alpha \epsilon_\alpha \sigma_\alpha^*(\epsilon_\alpha) \rho_\alpha(U_\alpha)}{\sum_i g_i \mu_i \int_0^{\epsilon_{i\max}} \epsilon_i \sigma_i^*(\epsilon_i) \rho_i(U_i) d\epsilon_i} \quad (3-1)$$

この式によると (n, α) 反応の断面積は可能なすべてのエネルギーを持ったあらゆる可能な粒子の放出と α 粒子の放出の競争によって決定される。この式

に於て $\sigma_c(E_n)$ は入射中性子による複合核形成の断面積である。 ε_i , g_i 及び ν_i は夫々 i という放出粒子のエネルギー, スピン S_i の粒子に対する統計的重率 ($=2S_i+1$) 及び各種の反応によって生じる残留核の実効励起エネルギー (effective excitation energy) であり μ_i は i なる粒子を含むチャンネルに対する換算質量である。又 σ_i^* は複合核から i なる粒子の放出に対する逆反応の断面積であり, $\rho(\nu_i)$ は反応によって i 粒子を放出して出来る残留核のエネルギー準位密度である。積分の上限は

$$\varepsilon_{i\max} = E_n + Q_{ni} + \delta_i \quad (3-2)$$

ととられる。ここで Q_{ni} は反応の Q 値であり, δ_i は残留核のペアリング・エネルギーである。

複合核から α 粒子を放出する場合の逆反応の断面積 $\sigma_\alpha^*(\varepsilon_\alpha)$ として井戸型ポテンシャルから計算したものは Coulomb 障壁が高過ぎるので, Wood-Saxon 型を用いた方がよいという事が (P, α) 反応

の解析から知られている。従ってここでは Huizenga
及び $\mathcal{J}_0$ ⁽⁶⁰⁾ によって Wood-Saxon 型の光学ポ
テンシャルから計算されたものを用いた。次に残留
核のエネルギー準位密度として、原子核をポテンシ
ヤルの箱の中に閉じ込められた陽子と中性子のフェ
ルミガスからなると仮定して導かれたものが軽い核
及び中重核の (n, α) 反応を良く記述する事が Facchini
及び Chatterjee⁽⁶¹⁾ によって示されている。この
場合のエネルギー準位密度は⁽⁵⁹⁾

$$\rho(U, j) = \frac{\pi}{3} (2j+1) \exp \left[-\frac{\hbar^2 j(j+1)}{2 \mathcal{J} U} \right] \cdot \frac{\hbar^3}{32 \sqrt{2} \mathcal{J}^{3/2}} \\ \times \left(\frac{A}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{1}{U^2} \exp \pi \left(\frac{AU}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (3-3)$$

と表わされる。ここで A は質量数, U は励起エネル
ギー, ϵ_0 は Fermi エネルギー, $\mathcal{J}$ は原子核を剛体
と考えた時の慣性モーメント, そして T は熱力学的
温度である。Fermi 準位に於ける single particle
state の密度は

$$g_0 = \frac{3}{2} \frac{A}{\epsilon_0} \quad (3-4)$$

である。(3-) 式に於て $(2j+1) \exp \left[-\frac{\hbar^2 j(j+1)}{2J\epsilon} \right]$ は U によってあまり変わらないのでおおよそ次式が成立する。

$$\rho(U) \propto U^{-2} \exp \pi \left(\frac{AU}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$$

又 $a = \frac{1}{6} \pi^2 g_0$ と置き, これをエネルギー準位密度のパラメーターとして, これを用いて書き直せば

$$\rho(U) \propto U^{-2} \exp (2\sqrt{aU}) \quad (3-5)$$

となる。

(3-1) 及び (3-5) を用いて (n, α) 反応によって生じる α 粒子のスペクトルが計算された。その場合 (3-1) 式の分母は中性子の放出だけについて和がとられた。他は非常に小さいので結果に影響しないであろう。中性子の放出に対する $\sigma_n^*(\epsilon_n)$ は Mani 達⁽⁶²⁾ によって Wood-Saxon 型の光学ポテンシヤルを用いて得られたものであり、ペアリング

エネルギーは Cameron⁽⁶⁶⁾ により報告されたものである。又(3-5)式の中のエネルギー準位の密度に関するパラメータとして E/ba 達⁽²⁵⁾ が遅い中性子の共鳴及び中性子の非弾性散乱のスペクトルを統計理論に基づきエネルギー準位密度に関して Fermi の自由ガス模型を用いた解析から得られたもの、もしくはそれに近い値がとられた。第3-7図から第3-11図に於ける実線(a)はこのようにして計算された α 粒子のスペクトルを示す。図から明かなようにこの理論値によって実験値を説明することは到底出来ない。第3-6表には計算に用いられた a の値を示す。

第 3-6 表 .

反 応	a_α	a_n
$^{141}_{Pr}(n, \alpha)^{138}_{La}$	13.5	15.5
$^{165}_{Ho}(n, \alpha)^{162}_{Tb}$	20.0	20.0
$^{175}_{Lu}(n, \alpha)^{172}_{Tm}$	23.0	23.0
$^{181}_{Ta}(n, \alpha)^{178}_{Lu}$	22.04	24.02
$^{197}_{Au}(n, \alpha)^{194}_{Ir}$	24.0	20.0

a_α, a_n は α 粒子及び中性子を放出した時の残留核の準位密度を示す。

この実験値と理論値との不一致は ^{141}Pr に関しては角度分布によって裏付けられるであろう。即ち第3-12図及び第3-13図からわかるように α 粒子の角度分布は全体的に前方ピークを示している。もしこの反応が複合核の形成を通じて起こるものであれば角度分布は⁽⁶³⁾ 散乱角を θ として

$$W(\theta) \propto \sum_k A_k P_{2k}(\cos \theta)$$

であり、 90° 対称になるはずである。実験結果はこの結論に一致しない。従って ^{141}Pr の (n, α) 反応はむしろ複合核の形成を通じてではなく直接的な過程で起る方が主要な部分を占めるとも考えられる。

しかしながら他の核種については角度分布についての測定データがなくまだ統計的な扱いを全く否定するには十分でない。そこでまず統計的な過程で生じた粒子のスペクトルを扱う一般的な方法を採用し、実験で求められたスペクトルから準位密度のパラメーターを決定してみる。(3-3-1)式に (3-3-5) 式の

エネルギー準位の密度関数を代入すると

$$\sigma(n; \varepsilon_\alpha) \propto \varepsilon_\alpha \sigma_\alpha^*(\varepsilon_\alpha) U^{-2} \exp(2\sqrt{a}U)$$

となる。更に変形して

$$\frac{\sigma(n; \varepsilon_\alpha) U^2}{\varepsilon_\alpha \sigma_\alpha^*(\varepsilon_\alpha)} \propto \exp(2\sqrt{a}U)$$

上式からわかるように $\ln \frac{\sigma(n; \varepsilon_\alpha) U^2}{\varepsilon_\alpha \sigma_\alpha^*(\varepsilon_\alpha)}$ と $\sqrt{U}$ は直線関係にある。従って横軸に $\sqrt{U}$ を縦軸に $\ln \frac{\sigma(n; \varepsilon_\alpha) U^2}{\varepsilon_\alpha \sigma_\alpha^*(\varepsilon_\alpha)}$

を目盛りその直線の傾きから a が定められる。第3-9図から第3-11図まではこのようにしてプロットされたものである。励起エネルギーが 0.5 MeV から 4 MeV までの点を最小二乗法により直線にフィットして、その傾きから a を求めると第3-7表になる。

第 3 - 7 表

核 種	a (MeV)
^{138}La	5.3
^{162}Tb	3.9
^{172}Tm	4.2
^{178}Lu	5.3
^{194}Ir	6.9

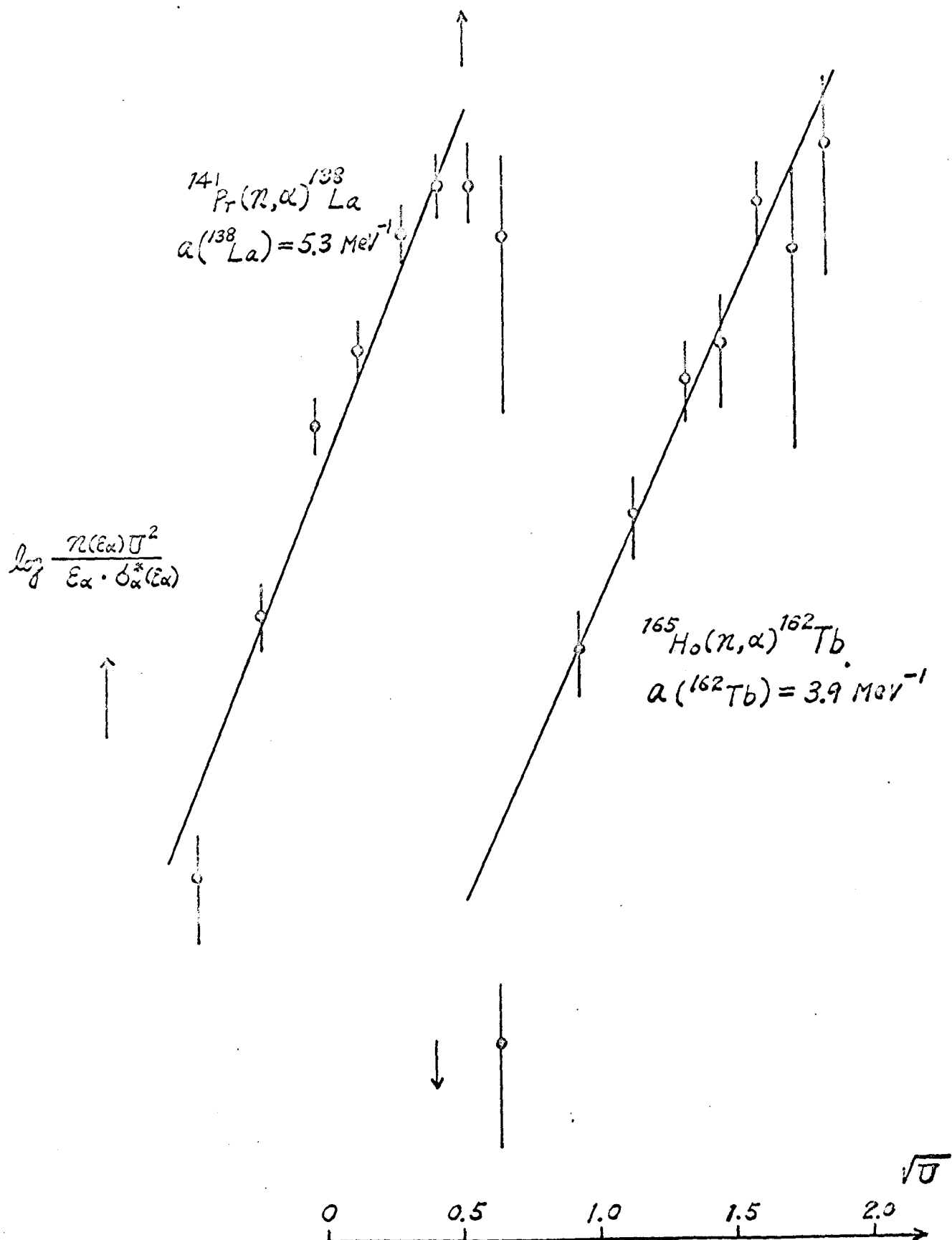
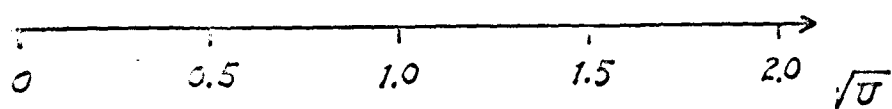
第3-9図から第3-11図の換算スペクトルをみると、 ^{14}O を除いて比較的良く直線にのっている。しかし準位密度のパラメータが第3-6表と比較して異常に小さい。準位密度のパラメータを遅い中性子の共鳴及び非弾性散乱の実験から求めたものが第3-12図に示されている。この図から $N=82$ から $N=126$ の閉殻の間にある核種の準位密度のパラメータは殆ど20以上であり、 $N=82$ の近傍に於て少くとも12位である。それでは α 粒子を放出した時の残留核はある選択された準位にだけ残り、そのために Fermi の自由ガス模型から求められる α よりも小さくなるのではないだろうかという疑問が起る。これに対しては Cohen⁽⁶⁷⁾ の理論が一つの指針になると考えられる。即ち複合核から粒子が出る確率は放出粒子の運動量空間に於ける縮退度と残留核の準位密度の積に比例する。今1個の核子が放出される場合と4個の核子の周り(α 粒子)が放出される場合のこの確率の比は自由ガス模型のエネルギー準位密度を用いて殆ど

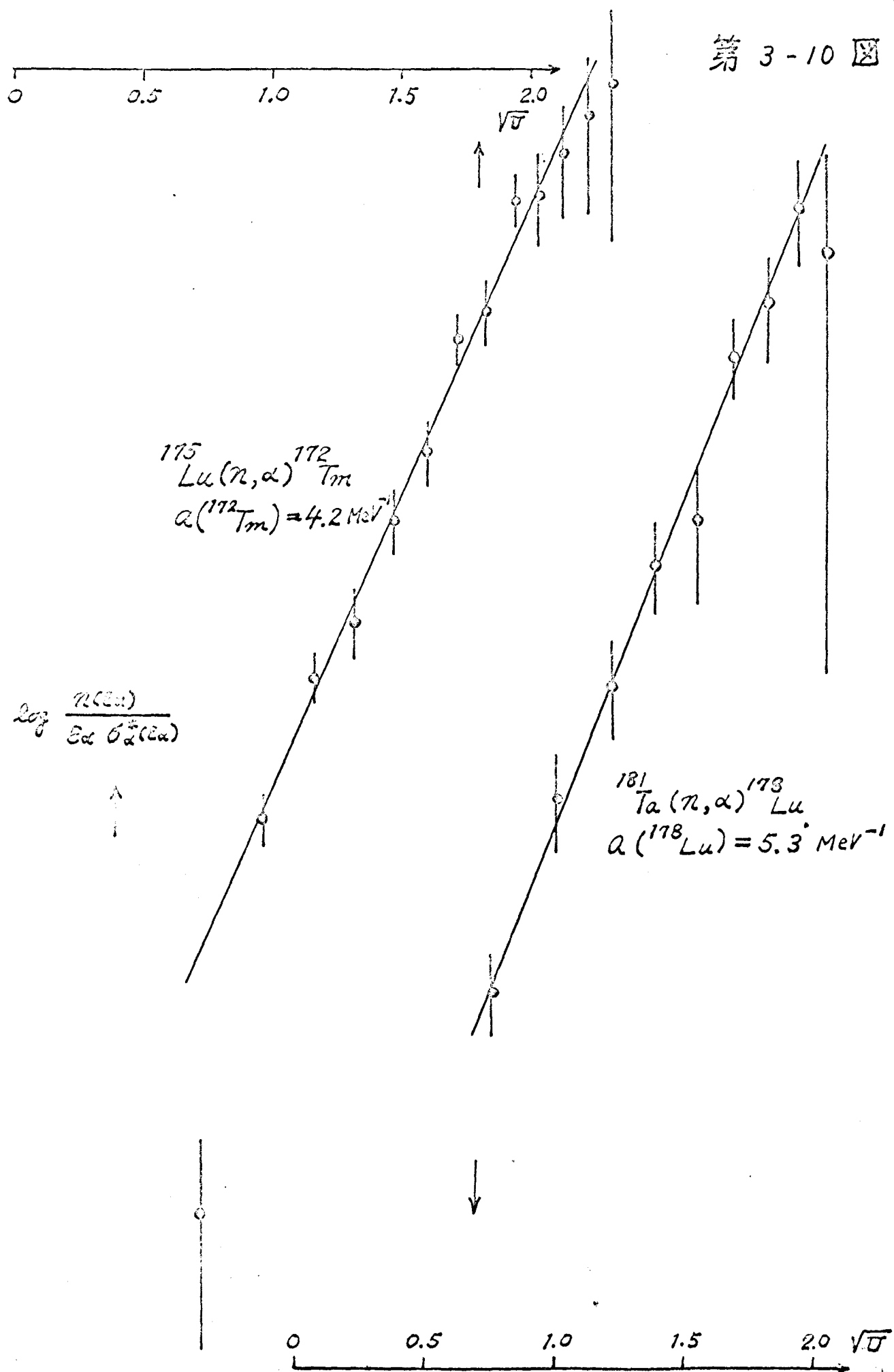
1 になる。これは原子核は Fermi-Dirac 統計に従う極めて縮退度の高い系であるためである。これから考えると α 粒子の放出の時にだけ核子を放出する場合に比較して特に強い選択が働いているとは思われない。そこで第 3-9 図から第 3-11 図の換算スペクトルから求めた a を用い、(3-1)式によつて α 粒子のエネルギー・スペクトルを計算した。この結果は第 3-2 図から第 3-6 図に実線(b)で示されている。

^{141}Pr を除いて他のすべての核種について実験によつて得られた α 粒子スペクトルと計算によつて求められたスペクトルのピークの位置はほぼ一致しているが断面積の絶対値が非常に異なっている。以上の考察を基にすれば、これらの核種の (n, α) 反応は複合核からの蒸発過程を主要過程にして起つているとは考えにくい。

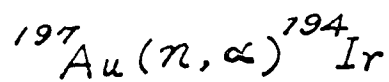
第 3-13 図は質量数と 0° 方向の (n, α) 反応の微分断面積を示す。白丸は Kuliseic の測定によるもので、黒丸は著者が測定したものである。

この図から、 $N=82$ の核種を除いて断面積が質量数にそれ程依存していないようである。このことは反応が原子核表面で起るような直接過程を暗示させる。



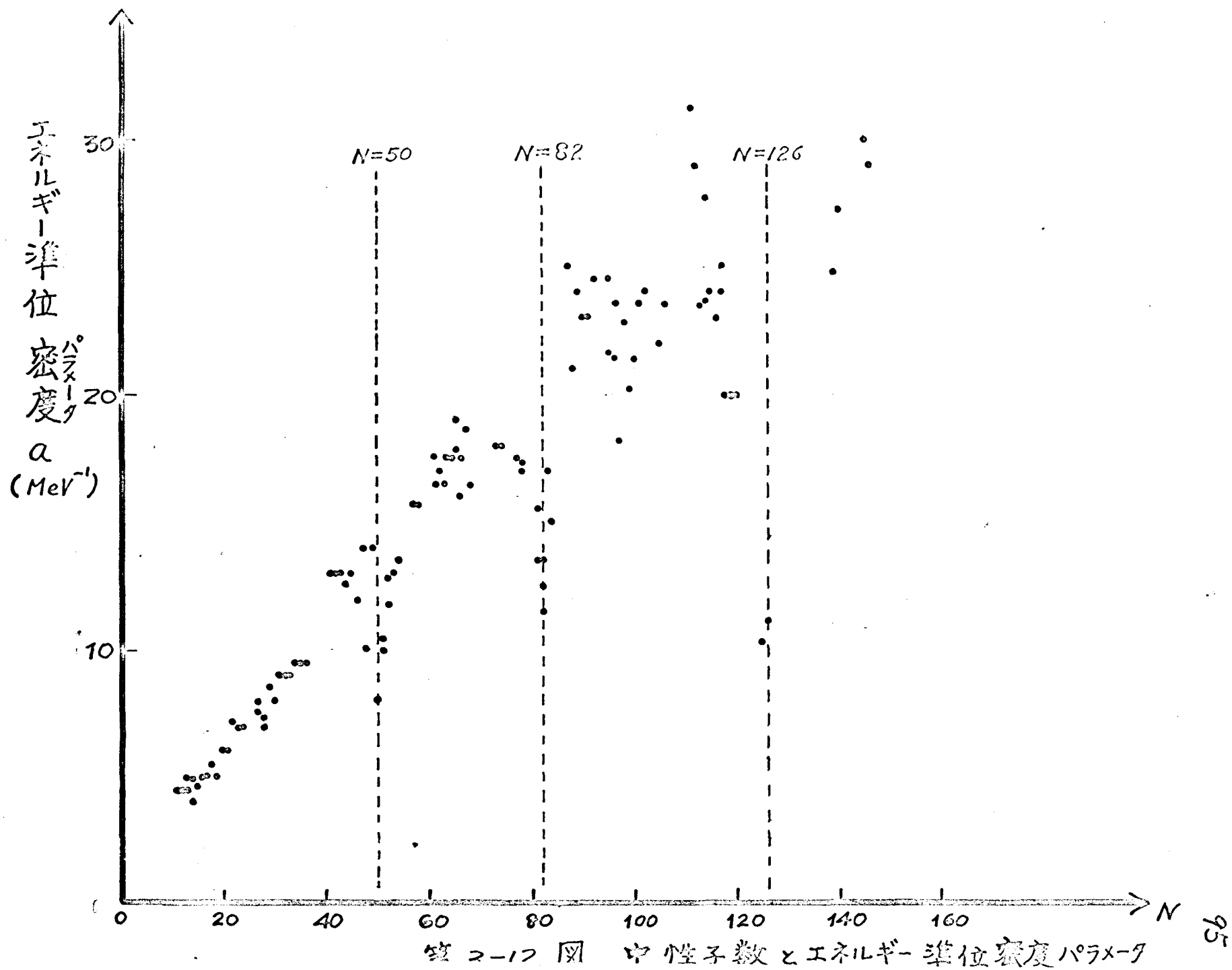


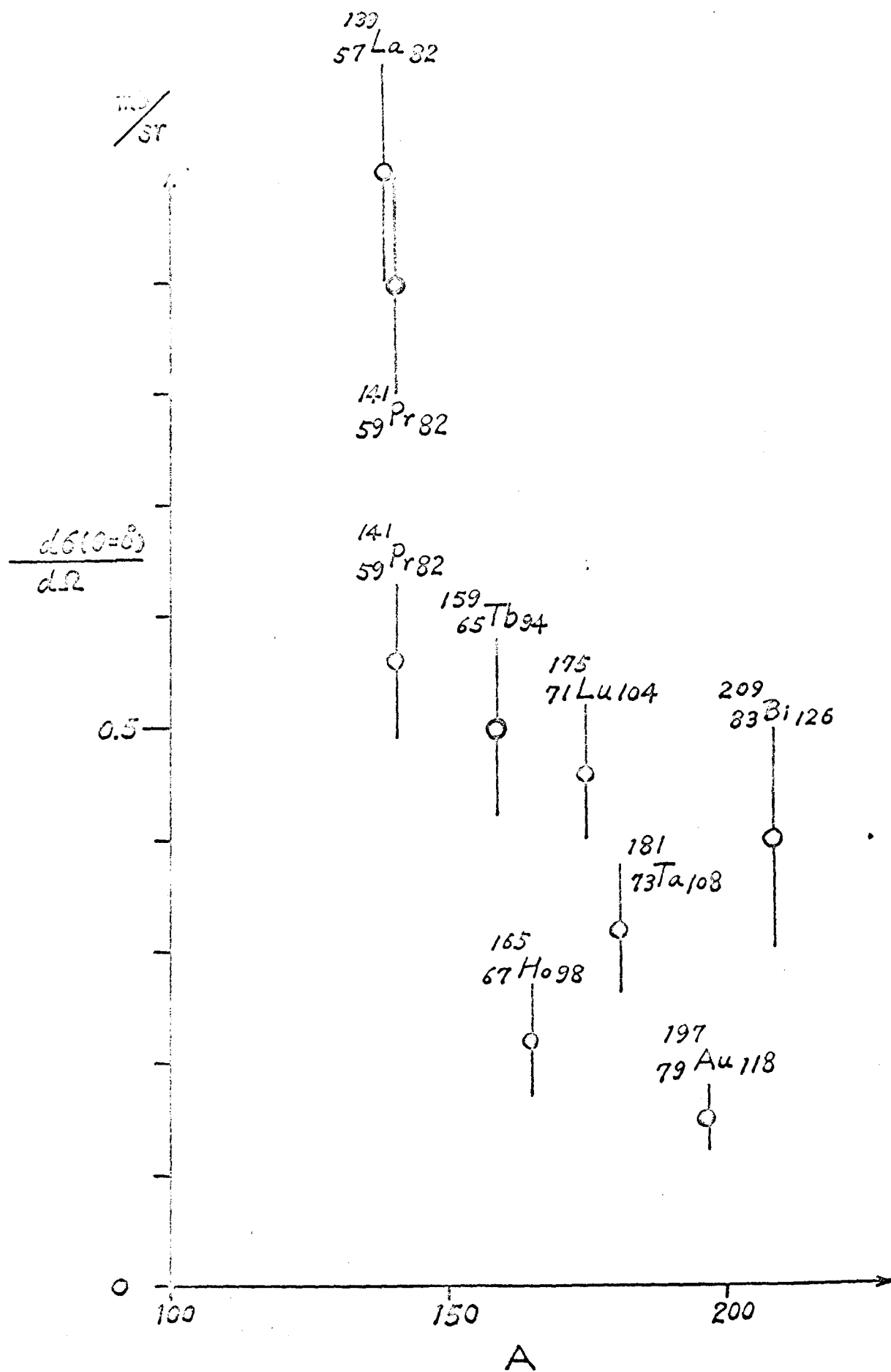
$$\log \frac{n(\epsilon_\alpha) U^2}{\epsilon_\alpha \cdot \sigma_\alpha^*(\epsilon_\alpha)}$$



$$a(^{194}\text{Ir}) = 6.9 \text{ MeV}^{-1}$$







第 3-13 図 0° の散乱角に於ける微分断面積

第四章 結 論

[I] ^{12}C の (n, α) 反応の研究から次のような成果と結論を得た。

74-MeV 中性子による ^{12}C の (n, α) 反応で ^9Be を基底状態に残す α 粒子の角度分布が得られた。これはおよそ散乱角 40° と 180° でピークを示している。

(1) 後方ピークについて cut-off Born 近似による heavy particle stripping で解析することによつて、 ^{12}C の原子核表面における α -クラスターの換算幅が求められた。この値を他の軽い核についての同様の計算値と合せ考察すると、 α -クラスター模型が成立つ核の換算幅が大きいようである。更にこゝで求めた原子核半径及び α -クラスター換算幅を用いて逆反応過程 $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ (基底状態) を解析すると逆反応過程の後方における角度分布の実験値と計算値は良く一致する。尚 $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ (基底状態) 反応を heavy-particle stripping で解析す

る際 $\text{core } {}^8\text{Be}$ は基底状態にあるとされた。即ち α 粒子は ${}^{12}\text{C}$ の ${}^8\text{Be} + \alpha$ -クラスター表示で $3S$ 状態から放出されると考えられた。

(2) 前方ピークは *knock-on* 及び *pick-up* 反応で解析された。これらの反応を実験結果から区別することは出来ないが、 α 粒子が安定な核であること及び ${}^{12}\text{C}$ が α -クラスター模型で説明されることを考慮すると *knock-on* 反応で解析することは妥当であると考えられる。そこで *knock-on* 反応で解析して求めた原子核半径を用いて逆反応を解析し比較的良好一致を得た。

(3) ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ (基底状態) 反応の全断面積を相反定理によつて ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ (基底状態) 反応の全断面積の実験値から予測することによつて Kjellman による ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ (基底状態) 反応の全断面積の実験値と極めて良好一致を得た。

以上の結果から ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ (基底状態) 反応は角度分布の前方に於ては *knock-on*, 後方に於ては *heavy-particle*

stripping過程をとると結論できる。

[II] 重い核に於ける (n, α) 反応については次のような成果と結論を得た。

15.1 - MeV 中性子を用いて ^{141}Pr , ^{145}Ho , ^{175}Lu , ^{181}Ta 及び ^{197}Au の (n, α) 反応によって生じる α 粒子のエネルギー・スペクトルが 0° の散乱角で測定された。

^{141}Pr に関しては角度分布も測定された。

- (1) エネルギー・スペクトルをFermiの自由ガス模型を用いて統計理論で解析することによってエネルギー準位密度パラメーターが得られた。しかしこの値は中性子の非弾性散乱及び遅速中性子の苦鳴から求めた値に比較して異常に小さい。
- (2) ^{141}Pr の (n, α) 反応によって生じる α 粒子は強い前方ピークを示し、反応が直接過程で起っていることを示している。

エネルギー準位密度パラメーターが異常に小さいこと及び ^{141}Pr の (n, α) 反応が直接過程の様相を呈している

ことから、恐らくこゝに取上げた核種の (n, α) 反応にも直接過程が寄与していると考えられる。

謝 辞

本研究を完成するに当り武田教授の御理解に対し感謝致します。山室助教授には研究全般を通じて終始適切な御指示並びに激励を著者に寄せられましたことに対し深く感謝の意を表します。神田幸則氏は研究を通じて常に著者と共に討論され、有益な助言を与えて下さいました。新井栄一氏は実験データの解析について有益な御意見を与えられました。

垣花研の神崎忠雄氏にはターゲットの製作に関して、山室研の前川洋君には統計模型による計算コードの製作に関して、更に西脇研の鶴田隆雄君並び大野崇君には α 線源の製作に関してお手数をかけました。山室研の村上恭一君並び増岡修君は著者の実験に快く協力してくれました。武田研の伊東新一君は計算を援助してくれました。ここに本論文をまとめることが出来たのも以上の方々の著者に寄せられました好意によるもので、特に記して著者の

心からの感謝の意を表します。

1968年1月

著者記

参 考 文 献

- (1) Waffley, *Helv. Phys. Acta.* 23 (1950) 239
- (2) Paule and Clarke, *Canad. Jour. Phys.* 23 (1950) 239
- (3) W. Patzak and H. Vonach, *Nucl. Phys.* 31 (1953) 267
- (4) M. L. Chatterjee, *Nucl. Phys.* 65 (1965) 635
- (5) M. L. Chatterjee, *Nucl. Phys.* 51 (1964) 583
- (6) B. Sen, *Nucl. Phys.* 41 (1963) 435
- (7) O. N. Koul, *Nucl. Phys.* 55 (1964) 127
- (8) K. Breuer and E. Rössle, *Nucl. Phys.* 69 (1965) 587
- (9) R. A. Al-Kital and R. A. Peck, *Phys. Rev.* 130 (1963) 1500
- (10) A. H. Armstrong and J. E. Brolley, *Phys. Rev.* 99 (1955) 330
- (11) J. Kumabe et al., *Phys. Rev.* 106 (1957) 155
- (12) F. L. Ribe and W. Danis, *Phys. Rev.* 99 (1955) 331
- (13) M. Irfan and W. Jack, *Proc. Phys. Soc.* 81 (1963) 800
- (14) P. Kulisić et al., *Nucl. Phys.* 54 (1964) 17
- (15) I. M. Turkiewicz et al., *Nucl. Phys.* 77 (1966) 276
- (16) P. Kulišić et al., *Nucl. Phys.* 73 (1965) 548
- (17) M. Bormann et al., *Z. Naturforschg.* 15a (1960) 200
- (18) M. Bormann et al., *Z. Naturforschg.* 16a (1961) 444
- (19) M. Bormann et al., *Z. Naturforschg.* 17a (1962) 479
- (20) P. Guzzocrea et al., *Nucl. Phys.* 55 (1964) 364
- (21) U. Facchini et al., *Phys. Lett.* 1 (1962) 2
- (22) E. Saetta-Menichella et al., *Nucl. Phys.* 51 (1964) 449
- (23) K. J. Le Couteur and D. W. Lang., *Nucl. Phys.* 13 (1959) 13
- (24) U. Facchini et al., *Nucl. Phys.* 51 (1964) 460
- (25) E. Erba et al., *Nuovo Cim.* 22 (1961) 1237
- (26) P. E. Hodgson, *Nucl. Phys.* 8 (1958) 1
- (27) B. Sen, *Nucl. Phys.* 41 (1963) 435
- (28) N. Cindro et al., *Nucl. Phys.* 22 (1961) 96
- (29) M. L. Chatterjee and B. Sen, *Nucl. Phys.* 51 (1964) 583

- (30) R. A. Al-Kital and R. A. Peck, Phys. Rev. 130 (1963) 1500
- (31) M. A. Preston, Physics of the nucleus. p 192
- (32) K. Wildermuth and Th. Kanellopoulos, Nucl. Phys. 7 (1958) 10
- (33) R. K. Sheline and K. Wildermuth, Nucl. Phys. 21 (1960) 196
- (34) V. I. Ostroumov and R. A. Filov, JETP 37 (1960) 459
- (35) F. Everling et al., Nuclear Data Tables 1960
- (36) W. E. Mott and R. B. Sutton, Handbuch der Physik, Bd. XLV, p 138
- (37) M. Bormann und R. Langkau, Z. Naturforschg. 169 (1961) 444
- (38) R. B. Owen, Nucleonics 17 (1959) 92
- (39) J. C. Robertson and A. Ward, Proc. Phys. Soc. 73 (1959) 523
- (40) I. Varga, Nucl. Inst. Meth. 14 (1961) 24
- (41) Gy. Mathe and B. Schlenk, Nucl. Inst. Meth. 27 (1964) 10
- (42) R. Fulle, Gy. Mathe and D. Netzbund, Nucl. Inst. Meth. 35 (1965) 250
- (43) W. Schweimer, Nucl. Inst. Meth. 39 (1966) 343
- (44) Gy. Mathe, Nucl. Inst. Meth. 39 (1966) 356
- (45) R. S. Storey, W. Jack and A. Ward, Proc. Phys. Soc. 72 (1958) 1
- (46) E. R. Graves and R. W. Davis, Phys. Rev. 97 (1955) 1205
84 (1964) 201
- (47) T. A. Brinkley, B. A. Robson and E. W. Titterton, Proc. Phys. Soc.
- (48) M. Rich and R. Madey, Range-Energy Tables UCRL-2301 (1954)
- (49) T. Honda and H. Ui, Prog. Theor. Phys. 25 (1961) 613
- (50) M. A. Nagarajan and M. K. Banerjee, Nucl. Phys. 17 (1960) 341
- (51) T. Honda, Genshikaku Kenkyu 7 (1962) 482
- (52) M. H. Macfarlane and J. B. French, Rev. Mod. Phys. 32 (1960) 124
- (53) J. Kjellman et al., Arkiv för Fysik 22 (1962) 277
- (54) W. N. McDicken and W. Jack, Nucl. Phys. 88 (1966) 457
- (55) T. Honda, Genshikaku Kenkyu 10 (1965) 114
- (56) 木村健二郎, 放射線データ・ブック (地人書館)
- (57) P. Kulisic, N. Cindro and P. Strohál, Nucl. Phys. 73 (1965) 548
- (58) 坂井英次, 炉物理談話会誌 No.6 (1965) 2

- (59) T. Ericson, Advan. Phys. 2 (1960) 425
- (60) J. R. Huizenga and Igo, Nucl. Phys. 29 (1962) 462
- (61) A. Chatterjee, Phys. Rev. 134 (1964) B374
- (62) G. S. Mani, M. A. Melkanoff and Iori, Rapports CEA 2379
- (63) T. Ericson, Nucl. Phys. 8 (1958) 284
- (64) P. A. Seeger, Nucl. Phys. 25 (1961) 1
- (65) L. A. König, J. H. E. Mattauch and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. 31 (1962) 1
- (66) A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. 36 (1958) 1040
- (67) B. L. Cohen, Phys. Rev. 120 (1960) 925
- (68) T. Honda and H. Ui, Nucl. Phys. 34 (1962) 593
- (69) T. Honda and H. Ui, Nucl. Phys. 44 (1963) 472