

修士論文

$(^3\text{He}, n)$ 反応による ^{20}Ne の二陽子状態の研究

東北大学 大学院 理学研究科

原子核理学専攻

藤井 優

平成6年

目次

1	序論	6
2	実験	10
2.1	実験方法	10
2.1.1	中性子飛行時間測定法	10
2.1.2	中性子検出と $n-\gamma$ 弁別	14
2.1.3	オーバーラップ中性子の除去	16
2.1.4	中性子検出効率の決定	17
2.2	実験装置	21
2.2.1	AVF サイクロトロン	21
2.2.2	ビーム輸送系	21
2.2.3	ビームスウィンガーシステム	21
2.2.4	散乱槽およびシールド	23
2.2.5	ガスターゲット用セル	24
2.2.6	中性子検出器	28
2.2.7	回路系およびデータ収集・処理系	32
2.3	実験条件および実験結果	37
2.3.1	実験条件の選択	37
2.3.2	励起エネルギースペクトル	38
2.3.3	エネルギー分解能	39
2.3.4	$(^3\text{He}, n)$ 反応実験と $(p, n), (d, n)$ 反応実験との比較	39
2.3.5	ピーク分離と断面積	40
3	解析方法および関連する議論	44
3.1	DWBA 法	44
3.1.1	散乱の一般論	44
3.1.2	DWBA 法	47

3.1.3	一段階過程有限レンジ計算の TWOFNR における取り扱い . . .	48
3.1.4	逐次移行過程の計算	54
3.1.5	DWBA 解析プログラム	56
3.2	光学ポテンシャル	58
3.2.1	^3He の光学ポテンシャル	60
3.2.2	中性子光学ポテンシャル	60
3.3	殻模型波動関数	62
3.3.1	Wildenthal の有効相互作用	64
3.3.2	移行二陽子の分光学的振幅	64
4	解析結果および議論	65
4.1	移行軌道角運動量の同定	65
4.2	回転バンドの描像との比較	76
4.3	殻模型波動関数を用いた DWUCK5 における計算との比較	79
4.3.1	殻模型計算結果	79
4.3.2	DWBA 計算結果と増強因子	79
4.4	TWOFNR と DWUCK5 の結果の比較	86
4.5	TWOFNR による逐次移行過程の計算	88
5	結論	97

表一覽

2.1	キャリブレーションに用いた γ 線源	17
2.2	実験条件	37
2.3	各角度における諸条件	40
3.1	三体波動関数の分類	53
3.2	アイソスピンの CG 係数	57
3.3	${}^3\text{He}$ ポテンシャル : Becchetti & Greenlees の系統的セット	60
3.4	中性子ポテンシャル : Watson らの系統的セット	61
4.1	観測された準位	66
4.2	$K^\pi = 0_1^+, 0_2^+$ バンドに対する断面積の計算値	78
4.3	移行二陽子の分光的振幅	81
4.4	$({}^3\text{He}, n)$ 反応における増強因子	85
4.5	${}^{18}\text{O}({}^3\text{He}, d){}^{19}\text{F}$ 反応の分光的振幅	89
4.6	${}^{19}\text{F}(d, n){}^{20}\text{Ne}(\text{g.s.}, 0^+)$ 反応の分光的振幅	90
4.7	${}^{19}\text{F}(d, n){}^{20}\text{Ne}(1.63\text{MeV}, 2^+)$ 反応の分光的振幅	91
4.8	${}^{19}\text{F}(d, n){}^{20}\text{Ne}(4.25\text{MeV}, 4^+)$ 反応の分光的振幅	92
4.9	${}^{18}\text{O}(d, n){}^{19}\text{F}$ における C^2S の和と計算に用いた準位の C^2S の和	92
4.10	${}^{19}\text{F}({}^3\text{He}, d){}^{20}\text{Ne}$ における C^2S の実験値と殻模型計算値の比較	94
4.11	重陽子ポテンシャル : Daehnick らの 79DCV,L	94

図一覧

2.1	TOF 実験におけるタイムチャート	12
2.2	中性子の飛行時間と他の事象との時間関係	13
2.3	単色中性子に対する検出器の応答関数	15
2.4	オーバーラップ中性子の除去	17
2.5	陽子に対する NE213 の発光特性	18
2.6	中性子検出効率	20
2.7	CYRIC のビーム輸送系	22
2.8	CYRIC のビームスウィンガーシステム	23
2.9	横から見た散乱槽とシールド	24
2.10	ディスク型ガスセル	26
2.11	パイプ型ガスセル	27
2.12	ガスセル, スリット, 検出器の位置関係	27
2.13	中性子検出器の形状	29
2.14	中性子検出器の配置	30
2.15	パイプ型ガスセルを用いた時の中性子検出器の配置	31
2.16	TOF 実験の回路系	33
2.17	n- γ 分離二次元スペクトル	34
2.18	CYRIC データ収集・解析システムの構成	36
2.19	$^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ 反応による ^{20}Ne の励起エネルギースペクトル	42
2.20	ピーク分離の様子	43
3.1	二核子ストリッピング	48
3.2	二核子移行反応の座標系	49
3.3	座標変換	51
3.4	Jacobi 座標系	52
3.5	部分波の様子	59

4.1	得られた角度分布と DWUCK5 による計算値	69
4.2	^{20}Ne の回転バンド	77
4.3	^{20}Ne のエネルギー準位の殻模型計算値と実験値の対応	80
4.4	殻模型波動関数を用いた DWUCK5 による計算結果	82
4.5	^{20}Ne に対する増強因子	84
4.6	一段階過程計算の DWUCK5 と TWOFNR との比較	87
4.7	^{19}F の一陽子強度分布の実験値と殻模型計算値との比較	93
4.8	逐次移行過程を含めた計算結果	96

第 1 章

序論

軽イオンによる二核子移行反応は、その選択性から、直接反応が支配的である場合には原子核の二核子状態に関する情報を取り出すための有効な手段と考えられる。

二核子移行反応の研究は一核子移行反応に比べてかなり遅れて始められた。その理由としては、反応断面積が小さいことによる実験的な困難、実験データに含まれる情報の複雑さに由来する解析の難しさがあげられる。

二核子移行反応の微分断面積は次のように表すことができる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \sum_{j_1 j_2} S^{1/2}(j_1 j_2) B_{LSJ} \right|^2. \quad (1.1)$$

ここで $S^{1/2}$ は核構造の情報を含む部分で、分光学的振幅と呼ばれる。 B_{LSJ} は反応機構に依存する部分を表す。一核子移行反応の場合、ある終状態のスピンに対して、移行核子が関与する軌道は普通一種類である。そのため、理論計算と実験データとを比較することにより分光学的因子を引き出すことができる。これに対して二核子移行反応の場合、一つの終状態のスピンに対して、一般に複数の異なる二核子配位を取り得る。そして実験で得られる断面積は、それらが coherent に寄与したものになる。そのため、核構造に関する情報を得る場合は、何らかのモデルを仮定して $S^{1/2}$ を求め、それを用いた計算結果と実験で得られた断面積との比較を行なうことになる。また逆に、反応機構に対する情報を得るためには信頼のできる殻模型波動関数を用いることが重要であるということが言える。

二核子移行反応のうち、二中性子移行反応 $(p,t),(t,p)$ の研究は比較的早くから行なわれ、原子核における二粒子相関の probe として理論と実験の両面から多くの研究がなされた。 $(p,t),(t,p)$ 反応は三重陽子の波動関数の主要成分が、二中性子が 1S_0 に組んだ状態であることから、核反応において $\Delta S=0$ の成分が支配的であり、偶 - 偶

核を標的核とした場合、実験的に決定可能な ΔL から終状態の J^π の同定を行なうことができるという特徴を持っている。二核子移行反応の断面積は複数の配位の寄与からなるが、配位の種類が多数にわたる場合には一種の集団状態を励起するといえる。特に低スピン状態では取り得る配位が多数にわたる場合が多い。この集団的描像に着目した研究も行なわれ、原子核の BCS 状態あるいは対振動についての研究成果が得られている。

また逆に、観測している質量領域において、二核子が取り得る最大のスピンの組んでいる場合には、二核子の配位が一意的に決定、あるいはかなり限定できる。近年、このような高スピンの二核子状態を研究する目的で、比較的高い入射エネルギーで $(\alpha, {}^2\text{He})$, (α, d) 反応実験が盛んに行なわれつつある。その背景には、実験技術の発達はもちろんのことであるが、高スピンの二核子状態が、Crude Shell Model[1] という単純なモデルで記述されることが示されたことがあげられる。

軽イオンによる二陽子移行反応の中で現在のところ実験的に可能なのは $({}^3\text{He}, n)$ 反応だけである。 $({}^3\text{He}, n)$ 反応実験は、高速中性子のエネルギーの精密測定という実験的な困難さから比較的遅れて始まった。そのため二陽子移行反応に関する実験データは、先に述べた (nn) 対および (pn) 対の移行反応に比べて十分蓄積されていない。

$({}^3\text{He}, n)$ 反応は、 (p,t) , (t,p) 反応と同じく、核反応において $\Delta S=0$ の成分が支配的であり、偶-偶核を標的核とした場合、実験的に決定可能な ΔL から終状態の J^π の同定を行なうことができる。また、 ${}^3\text{He}$ は核子、重陽子について光学ポテンシャルの研究が進んでいること、系が単純であることから、二核子移行反応の中では (p,t) , (t,p) 反応とならんで信頼性の高い解析が可能であると言える。

東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターでは、AVF サイクロトロン、ビームスウィンガーシステム、44m 飛行管室、大型中性子検出器、データ収集-処理システムからなる中性子飛行時間測定装置 (TOF 装置)[2][3] を用いて 1979 年以来 (p,n) 反応を中心に高速中性子の飛行時間測定法による中性子の高分解能測定を行ない、さまざまな成果をあげてきた。

二核子移行反応の解析に伴う最も大きな問題は定量的な議論の難しさである。これまで行なわれてきた二核子移行反応の研究においては、多くの場合ゼロレンジ近似を用いた DWBA 計算による解析が行なわれている。ゼロレンジ DWBA は角度分布の形状と断面積の相対値に関してはほぼ再現しており、二粒子状態の J^π の決定に貢献してきた。ゼロレンジ近似では、反応を引き起こす相互作用に短距離の中心力を仮定する。また、移行二核子は純粋な S 状態にあり、一段階過程で移行すると仮

定する。この近似に対する規格化因子を D_0^2 と呼んでいる。 D_0^2 の値は入射粒子と放出粒子の波動関数および反応を起こす相互作用が正確にわかっているならば理論的に求めることが可能である。しかし、通常 D_0^2 の値には実験的に求められた値、15 ~ 30 ($\times 10^4 \text{MeV}^2 \text{fm}^3$) が用いられることが多い。ゼロレンジ DWBA の計算結果と実験で得られる微分断面積との関係は次のように表される。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \varepsilon D_0^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWBA}} \quad (1.2)$$

ε は増強因子と呼ばれ、DWBA 計算に考慮されていない効果がこの値に現れる。全ての寄与が取り込まれていれば ε は 1 となる。実験値と DWBA 計算の結果との比較から直接得られる値は ε と D_0^2 の積であるため、両方の値を正しく評価するのは難しい。 D_0^2 に正確な値が与えられていない場合、 ε には核構造以外の部分が含まれてしまうため、 ε から定量的な議論を行なうことは困難になる。そのためゼロレンジ DWBA 解析ではもっぱら断面積の相対値に関する議論のみが行なわれてきた。

より現実的な三重陽子の波動関数を用いた有限レンジ計算による解析も試みられた。しかしその計算結果は実験値の 10% 程度に過ぎず、実験値の再現には至っていない [4]。

二核子移行反応の定量的な解析を行なう上でもう一つ問題とされるのは、逐次移行過程の寄与である。Yagi らは $A=98\sim 142$ の 9 個の核種について $E_p=17.0\sim 28.5\text{MeV}$ における (p,t) 反応の実験を行ない、反応の微分断面積および偏極分解能の測定を行ない、一段階過程と逐次移行過程を考慮した解析を行なった [5]。それによれば、偏極分解能の角度分布は一段階過程と逐次移行過程との干渉をとった場合にうまく説明できるという結果が得られている。また、この場合の微分断面積の計算結果では、逐次移行過程の寄与は一段階過程と同等あるいはそれ以上となっている。また、Igarashi らは、 $E_p = 22\text{MeV}$ における $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$ 反応における基底状態間転移に対して、一段階過程と逐次移行過程の干渉和を取ることにより、微分断面積の絶対値の再現に成功している。この場合逐次移行過程の寄与が優勢である。また、 $3^+(1.39\text{MeV})$ という unnatural parity 状態への転移についても両者を考慮に入れた解析を行ない、偏極分解能を再現するには逐次移行過程の考慮が不可欠であることを示した [6]。

しかし、逐次移行過程を考慮に入れても微分断面積の絶対値の再現できる場合は多くない。この種の核反応機構についての研究で対象となったのは $A > 100$ の核種で、しかも ^{208}Pb に集中している。したがって、この領域における結論が全ての質量領域に適用可能かどうかは検討の余地があると考えられる。 $E_p = 40\text{MeV}$ における $^{14}\text{C}(p,t)^{12}\text{C}$ 反応についての研究では、逐次移行過程を考慮し、さらに一段階過程に増強因子をかけて干渉和を取った場合にはじめて微分断面積の絶対値が再現できる

という報告もある [7]。

本研究の目的は、信頼できる殻模型波動関数の得られる sd 殻領域の核、しかも核構造が詳しく調べられている ^{20}Ne 核を研究対象とし、その二陽子状態に関する情報を得ることである。そのため ^{18}O をターゲット核として選び $(^3\text{He}, n)$ 反応実験を行なった。これまで $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)$ 反応において、入射エネルギー 10MeV 以上で、しかも高い励起エネルギーまで測定を行なったものとしては Evers らの入射エネルギー 18MeV における実験 [8] が唯一のものである。本研究では、より直接反応が主要であると考えられる入射エネルギー 30MeV で実験を行なう。DWBA 解析には、主として一段階過程有限レンジ計算コード DWUCK5[9] を用いる。

まず、DWBA 計算で得られた角度分布を、実験データと比較することにより、 ^{20}Ne の二陽子状態の J^π の同定を試みる。また、これまで得られている ^{20}Ne の回転バンドの描像との比較を行なう。

同定の結果から、殻模型計算との対応付けが可能な準位については殻模型波動関数を用いた DWBA 計算を行ない、増強因子を求める。得られた増強因子に対して、これまで我々のグループが得た ^{18}Ne , $^{42,44,46}\text{Ti}$ に対する増強因子の値 [10][11] と総合してその系統性について議論する。

また、より進んだ解析方法への試みとして、一段階過程と逐次移行過程の干渉和をとった計算を行ない実験値の再現性を見る。用いる計算コードは、Igarashi の開発した TWOFNR[12] である。この計算コードは Igarashi らが核反応機構の解析に用いたもので、理論的取り扱いに関しては現在考え得る限りの厳密さで行なっており、先に述べた通り、 $^{208}\text{Pb}(p, t)^{206}\text{Pb}$ 反応の解析においては実験結果を再現することに成功したものである。

第 2 章

実験

実験は、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) の AVF サイクロトロン及び飛行時間測定装置を用いて行なった。以下に、実験の原理, 実験装置, 実験結果について述べる。

2.1 実験方法

2.1.1 中性子飛行時間測定法

CYRIC では、放出中性子のエネルギー測定には中性子飛行時間測定法 (Time Of Flight method, 以下 TOF 法) が用いられている。

中性子は電荷を持たないため、荷電粒子のエネルギー測定の場合のように、磁場中での偏向や物質中でのエネルギーロスを利用することは不可能である。そのため、中性子の運動エネルギーを精密に測定するには特別な工夫が必要となる。目的とする中性子のエネルギー領域に応じていろいろな方法が存在するが、本研究で対象とする、運動エネルギー数十 MeV 程度の高速中性子の精密測定に適しているのが TOF 法である。

TOF 法では、一定の距離を中性子が飛行する時間を精密に測定することにより中性子の運動エネルギーを求める。中性子の運動エネルギー E_n は、ある距離 L を飛行するのにかかった時間を T_n とすると、次の式で表される。

$$E_n = m_n c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (L/cT_n)^2}} - 1 \right). \quad (2.1)$$

ここで、 c は光速、 m_n は中性子の静止質量である。

中性子飛行時間 T_n は直接測定することができないため、実際には何らかの時間の基準からの相対的な時間間隔から決定される。CYRIC の場合、サイクロトロンか

らのパルスビームを用いて実験を行っており、検出器からの信号をスタートシグナル、ビームバーストに同期した信号をストップシグナルとして、TOF スペクトルを形成し、ターゲットからの γ 線によるイベント (γ フラッシュ) を飛行時間の基準として中性子飛行時間を得ている。

図 2.1 に TOF 実験におけるタイムチャートおよび模式的な TOF スペクトルを示す。このように、実際に得られるスペクトルは、各バーストに対応するスペクトルを時間軸上においてバースト間隔で切って重ねたものとなる。そのためスペクトルの有効幅 (ダイナミックレンジ) はバースト間隔で決まる。サイクロトロンから引き出されるビームのバースト間隔は数十 ns と短かく、そのままビームを使用した場合、ダイナミックレンジがたいへん狭いものになる (後に述べる、オーバーラップ中性子除去のバイアスも高く設定しなければならないため、検出効率もたいへん小さくなる)。そこで、ビーム間引きを行なうことで広いダイナミックレンジを確保した測定を可能にしている (2.2.2 小節参照)。低エネルギー中性子の回り込みは、遅い中性子が次のバーストの速い中性子に追い越されることに対応しており、速い中性子に対してバックグラウンドを形成する。

中性子の実際の飛行時間は、図 2.2 より以下の式で求められる。

$$T_n = T_\gamma + (t_\gamma - t_n). \quad (2.2)$$

基準となる γ フラッシュは必ずしも同一バーストからのものでなくともよく、図 2.2 の例では、一バースト後のものを基準にとっている。

TOF 法によって得られる生の TOF スペクトルには、注目する中性子の TOF スペクトルのほかに、

- γ 線および宇宙線によるバックグラウンド
- 遅い中性子 (オーバーラップ中性子) によるバックグラウンド

が含まれているため、これらの取り除きが必要となる。

また、検出効率は 100% ではないため、反応の微分断面積の絶対値を求めるためには、検出器の検出効率を知っておく必要がある。

これらの、TOF 法を行なう上で重要な

- 中性子検出と $n - \gamma$ 弁別
- オーバーラップ中性子の除去

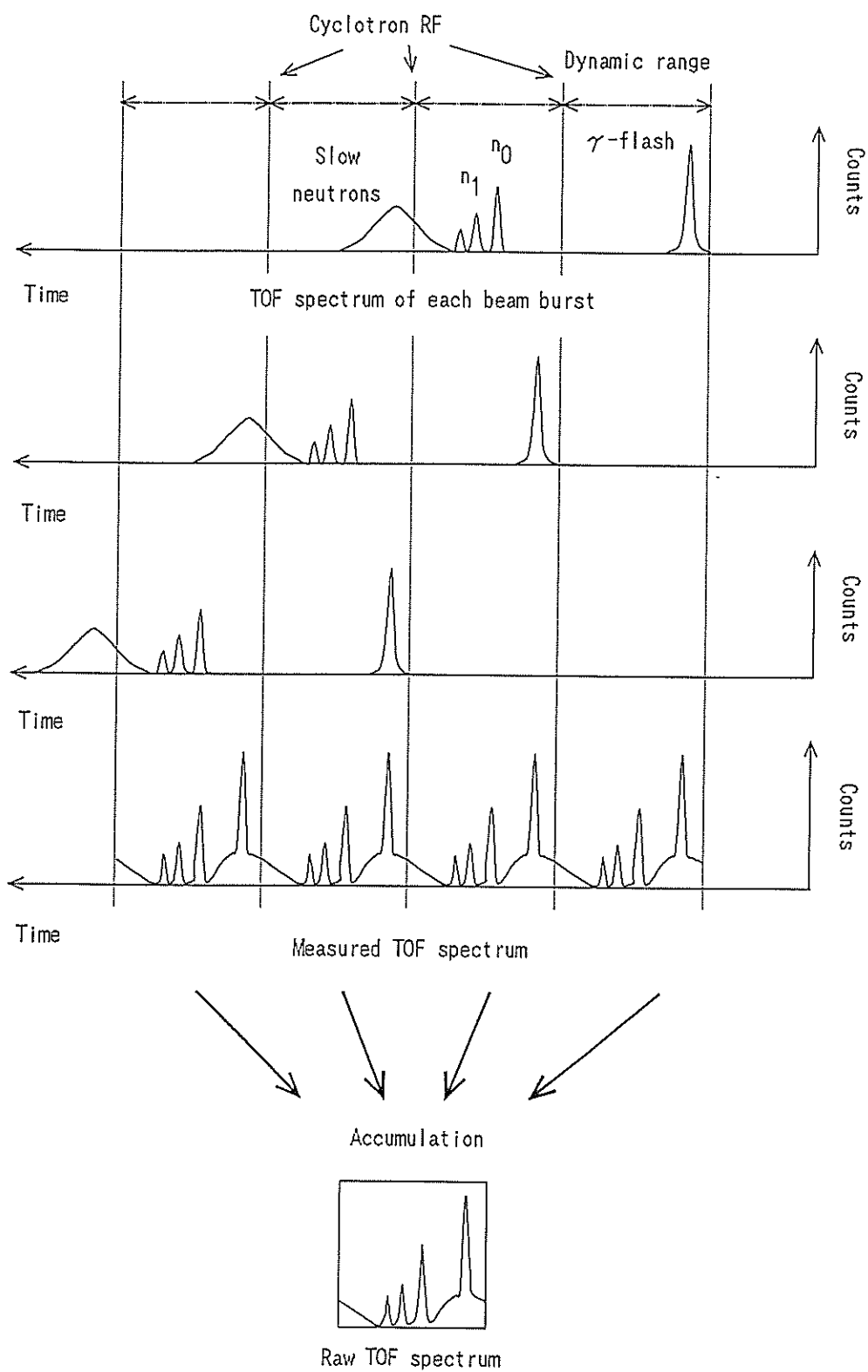
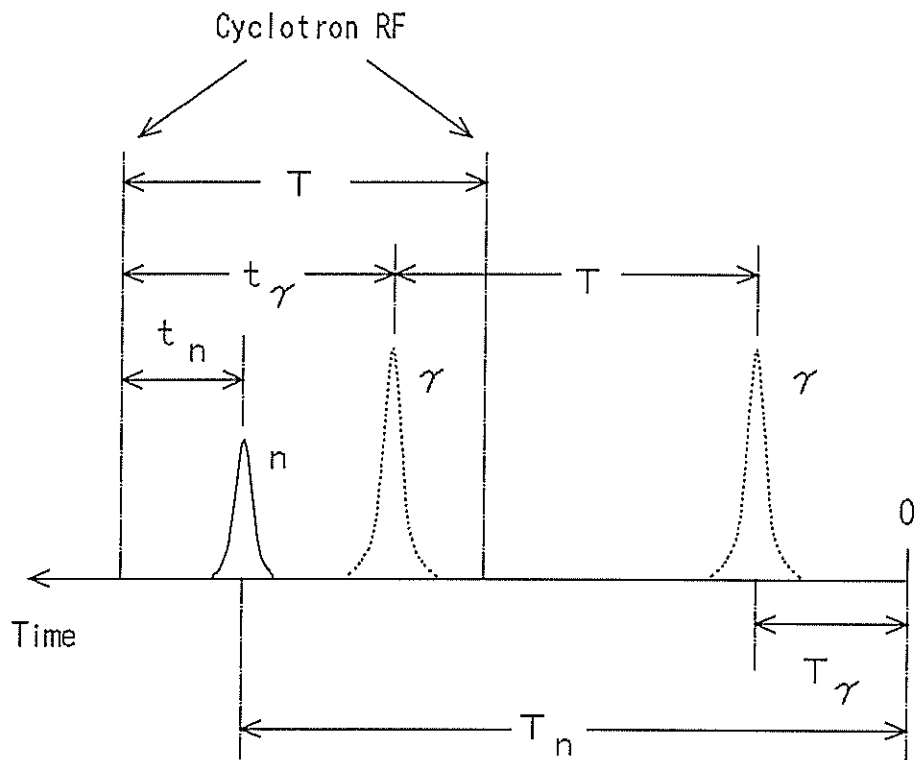


図 2.1: TOF 実験におけるタイムチャート



- T : Time difference between beam bursts
- t_{γ} : Relative time of flight of γ -ray
- t_n : Relative time of flight of a neutron group
- T_{γ} : Absolute time of flight of γ -ray

図 2.2: 中性子の飛行時間と他の事象との時間関係

- 中性子検出効率の決定

という三つの事項について以下に説明を行なう。

2.1.2 中性子検出と $n-\gamma$ 弁別

中性子は電荷を持っていないため、直接には検出できず、検出器を構成する原子核との弾性、非弾性散乱および核反応によってその運動エネルギーの一部を荷電粒子に変換した上で検出することになる。

検出器には中性子だけではなくその他の粒子も入射する。標的からの荷電粒子は検出器に至る道のりの途中でエネルギーを失い、検出器までは到達しない。しかし、標的もしくは周囲の放射性同位元素からの γ 線および上空から降り注ぐ宇宙線 (μ 粒子) が中性子とともに検出されるためこれらを弁別する必要がある。

中性子検出

CYRIC の TOF 装置では、中性子検出に液体有機シンチレータ NE213(Nuclear Enterprise 社製) を用いている。 $n-\gamma$ 弁別特性、時間特性に優れており、主として反跳陽子による発光から中性子検出を行なう。主成分はキシレンで、その他ナフタレン、波長変換剤などが含まれている [13]。

NE213 を用いた検出器の応答関数を、中性子と陽子の散乱から考えてみる。中性子と陽子の質量を同一として、非相対論的に散乱を取り扱うと、実験室系から見て反跳陽子のエネルギーは 0 から中性子エネルギーに等しい所まで同じ確率で存在することになる [14]。また陽子エネルギーと発光量が比例すると仮定すれば、検出器の応答関数は矩形となるはずである。しかし、単色中性子に対する検出器の実際の応答関数は図 2.3 のような形状になる [3]。

その理由としては、

- 反跳陽子の角分布の非等方性
- 陽子エネルギーと光出力の非直線性
- 中性子と ^{12}C との散乱, 反応
- 中性子の多重散乱
- 反跳陽子の検出器からの逸脱
- 検出器の分解能

などがあげられる。

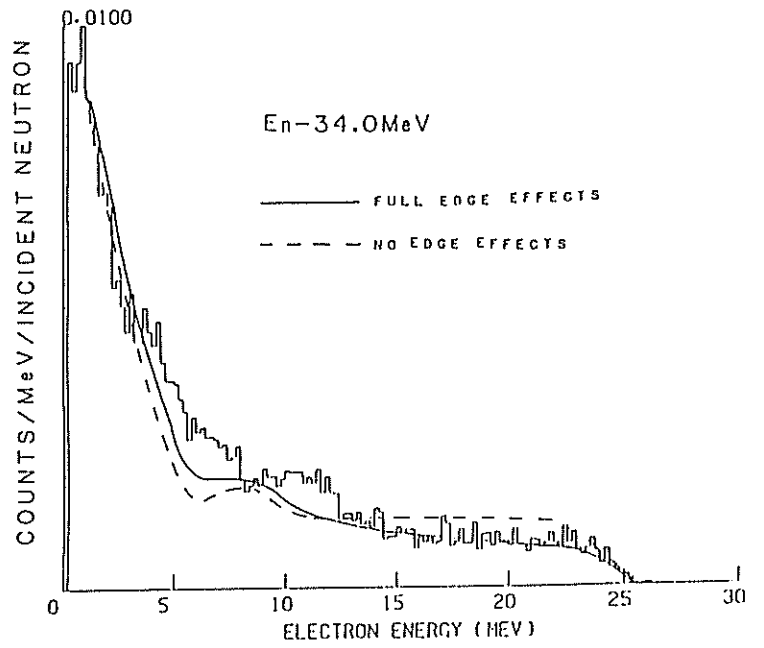
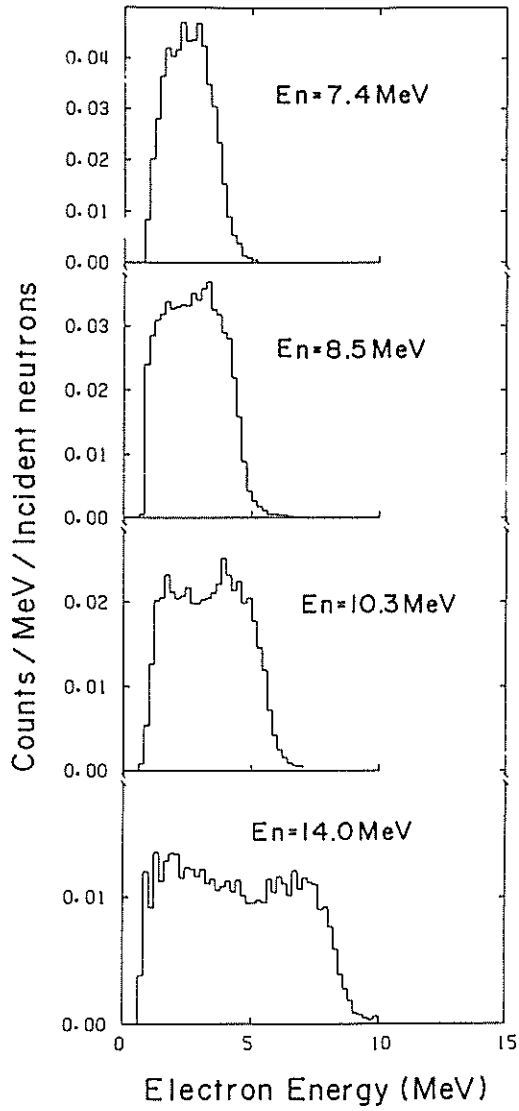


図 2.3: 単色中性子に対する検出器の応答関数

n- γ 弁別

中性子と弁別する必要があるのは、 γ 線および宇宙線(μ 粒子)である。発光の元になっている荷電粒子は、中性子では反跳陽子、 γ 線では相互作用でエネルギーを与えられた電子、 μ 粒子ではそれ自身である。

粒子弁別には、NE213の発光特性を利用する。NE213の蛍光成分には、崩壊時定数が3.7nsの速い成分と数百nsの遅い成分が含まれており[13]、発光事象の形状は両者の比で決まる。速い成分と遅い成分の比は、発光の元になった荷電粒子の単位長さ当たりのエネルギー損失 dE/dx によって決まっており、 dE/dx が大きいほど速い成分が減少する[14][15]。

したがって、陽子による発光と、電子、 μ 粒子による発光では、前者の方が遅い成分の比が大きく、発光の減衰の時定数は長くなる。

そこで発光の波形の違いを見ることによりn- γ 弁別を行なうことができる。波形弁別の具体的方法については2.2.7小節で説明を行なう。

2.1.3 オーバーラップ中性子の除去

図2.1で示したように、TOFスペクトル上において、遅い中性子は速い中性子に対してバックグラウンドを形成する。これをオーバーラップ中性子と呼ぶ。これを取り除くには、エネルギーの低い中性子によるイベントの最大発光量はエネルギーの高いものに比べて小さいことを利用して、図2.4のように、ある発光量以下のイベントを落してしまえばよい。

この方法では、速い中性子による事象も一部落されてしまうため、検出効率はバイアス依存性を持つことになる。そのためバイアスは正確に設定すべきで、実験前後に γ 線源を用いたキャリブレーションを行なっている。

光出力キャリブレーション

光出力のキャリブレーションは表2.1に示す γ 線源を用いて、その γ 線による光出力のコンプトンエッジ部分を用いて行なう。電子のエネルギーと発光量は、通常TOFの実験で問題にするエネルギー範囲においては比例しており[16][17]、電子エネルギーを発光量の尺度として用いることができる。また、陽子エネルギーと電子光出力の関係は図2.5に示すように別に求められており[16]、オーバーラップ中性子を落とすようなバイアスの値をキャリブレーションの結果を用いることにより求めることができる。

表 2.1: キャリブレーションに用いた γ 線源

γ 線源	γ 線エネルギー (MeV)	反跳電子の最大エネルギー (MeV)
$^{12}\text{C}(\text{Am}/\text{Be})$	4.439	4.197
^{40}K	1.460	1.243
^{208}Tl	2.615	2.382

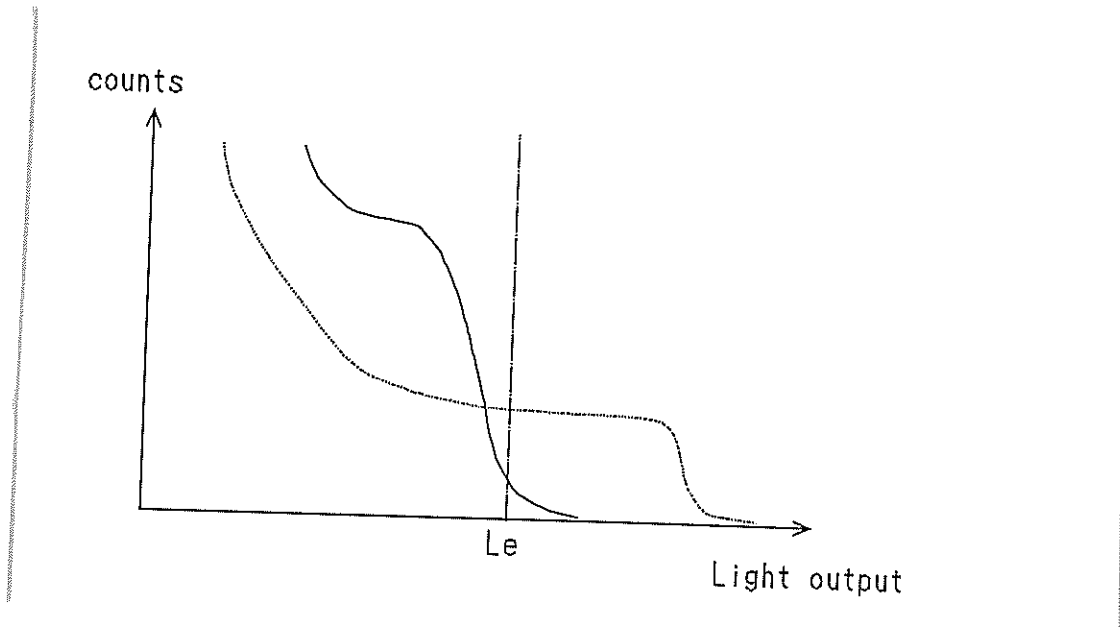


図 2.4: オーバーラップ中性子の除去

図 2.5の縦軸の単位 MeVee は、電子による発光量を基準にした発光量の単位である。

2.1.4 中性子検出効率の決定 [18] [19]

検出器の中性子検出効率は、中性子エネルギー E_n およびバイアス L_e に依存する。検出効率の E_n, L_e 依存性 ($E_n = 2 \sim 34\text{MeV}$) は、厚い ^9Be ターゲットを用いた、入射エネルギー 35MeV における $^9\text{Be}(p, n)^{10}\text{B}$ 反応で得られる連続中性子線を用いて求められた。

吸収体のない場合に測定される連続中性子のスペクトルは以下の式で与えられる。

$$S(E_n, L_e) = N(E_n)\varepsilon(E_n, L_e). \quad (2.3)$$

ここで、 $N(E_n)$ はエネルギー E_n の中性子数、 $\varepsilon(E_n, L_e)$ は、バイアス L_e におけるエネルギー E_n の中性子の検出効率である。一方、吸収体を置いた場合のスペクトル

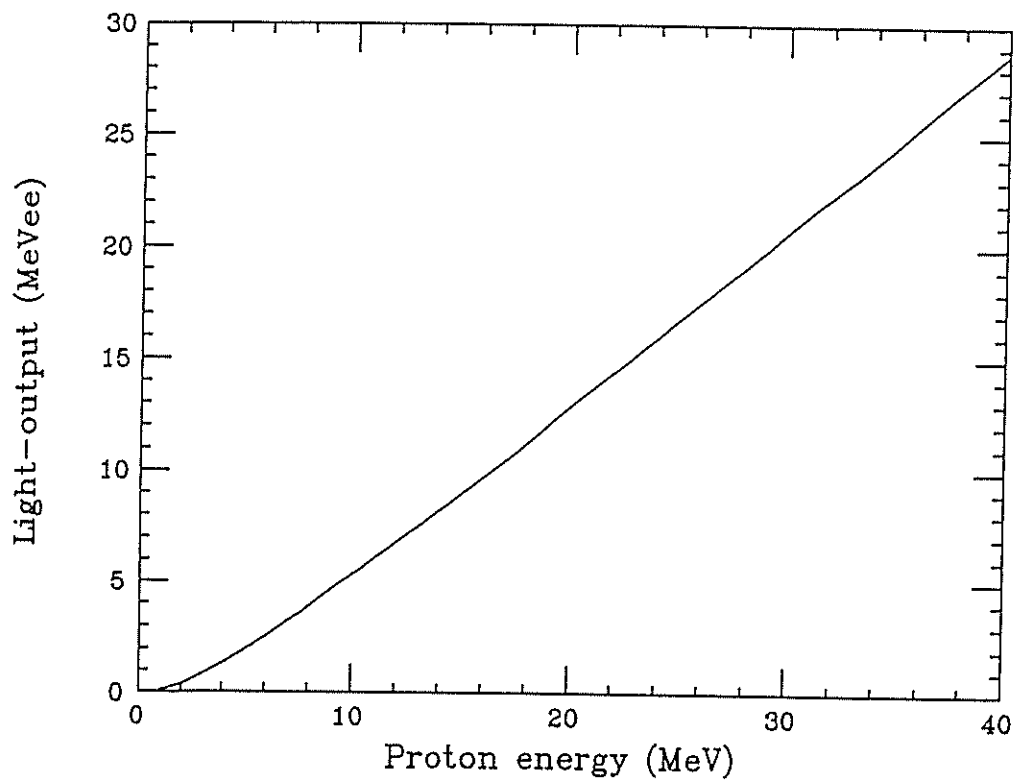


図 2.5: 陽子に対する NE213 の発光特性

S' は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} S'(E_n, L_c) &= N(E_n)\{1 - \varepsilon(E_n, 0)\}\varepsilon(E_n, L_c) \\ &= S(E_n, L_c) - S(E_n, 0)\varepsilon(E_n, L_c). \end{aligned} \quad (2.4)$$

よって(2.4)式を変形することにより検出効率は以下の式で与えられる。

$$\varepsilon(E_n, L_c) = \frac{S(E_n, L_c) - S'(E_n, L_c)}{S(E_n, 0)}. \quad (2.5)$$

検出効率のバイアス依存性は、オフラインでバイアスを変えることにより求められる。ただし $S(E_n, 0)$ は、実験上測定できないため、 $S(E_n, 0.4\text{MeVee})/S(E_n, 0)$ をモンテカルロ法で計算して、以下の式から検出効率を求めている。

$$\varepsilon(E_n, L_c) = \frac{S(E_n, 0.4\text{MeVee})}{S(E_n, 0)} \cdot \frac{S(E_n, L_c) - S'(E_n, L_c)}{S(E_n, 0.4\text{MeVee})}. \quad (2.6)$$

検出効率の絶対値は入射エネルギー 35MeV における ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応を用いたアクティベーション法を使って決定された。

${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応の残留核 ${}^7\text{Be}$ は、基底状態と第一励起状態以外は粒子崩壊をする。つまり、反応によって生成された ${}^7\text{Be}$ の基底状態の総数は、 ${}^7\text{Be}$ を基底状態もしくは第一励起状態に残して放出された中性子の総数に等しいことになる。 ${}^7\text{Be}$ の基底状態は半減期 53.5 日で ${}^7\text{Li}$ の基底状態と第一励起状態へ 10.4:89.6 の分岐比で電子捕獲により崩壊する。さらに ${}^7\text{Li}$ の第一励起状態はその基底状態へ 478keV の γ 線を放出して崩壊する。この γ 線を、検出効率の分かっている検出器で測定することにより、反応で生成された ${}^7\text{Be}$ の総数が分かる。

一方、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応の微分断面積の角度分布は十分後方まで測定されており、検出器でとらえた中性子の総数と放出中性子の総数から検出効率の絶対値が得られる。

以上の手順より求められた検出器の検出効率を図 2.6 に示す。誤差は 10% と見積もられている。

この検出効率は、計算コード TOTEFF[20] を用いて計算された、単色中性子に対する検出器の応答関数から求めた値とよく一致している。

本研究では、反応で放出される中性子の最大エネルギーは 43MeV である。中性子エネルギー 34MeV 以上における検出効率の実測値はないが、TOTEFF による計算結果からの外挿値を用いている。

Neutron detection efficiency

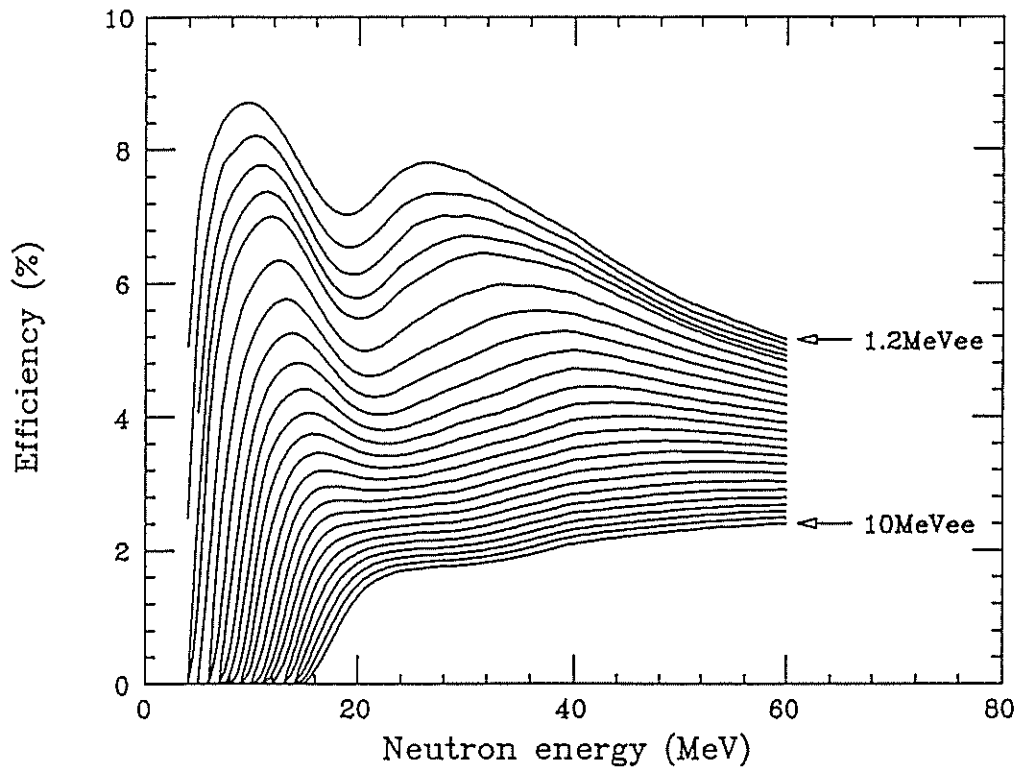


图 2.6: 中性子検出効率

2.2 実験装置

2.2.1 AVF サイクロトロン

CYRIC には 住友 /CGR-MeV680 型 AVF サイクロトロンが設置されている。加速器の性能を表す K 値は $50(E_{\max}(\text{MeV}) = K \cdot (Z^2/A))$ であり、加速周波数は 20~40MHz、角度 60° の 2 つの Dee 電極からなっており、最大 Dee 電圧は 50kV である。ビームの引き出し半径は 680mm、加速周波数と加速粒子の回転周波数の比であるハーモニック数は 2~4 である。サイクロトロンの中心部には位相スリットが置かれ、TOF 法で重要な、ビームの時間特性を良くしている。

本研究で用いている ^3He は、加速周波数 30.796047MHz、ハーモニック 3 の加速によりエネルギー 30MeV まで加速される。

2.2.2 ビーム輸送系

図 2.7 に CYRIC のビーム輸送系を示す。AVF サイクロトロンで加速された ^3He は、デフレクターによって引き出された後、分配電磁石 SW1 により 5 コースに導かれる。その後、分析電磁石 ANA3 により運動量分析され、 $\Delta p/p=1/2400$ となる。ビームラインの各所には四重極電磁石が置かれ、ビームの集束を行なっている。また、サイクロトロンの加速周波数のままのバースト間隔では十分なダイナミックレンジが得られないため、ビームチョッパー S2 でビームの間引きを行なう。ビームチョッパーは、サイクロトロンの加速周波数の整数倍の周波数の交流電場をビームの進行方向と直角にかけ、電場が 0 の時のみビームを通過させる。

本研究の場合、元のバースト間隔が 32.5ns なのに対して、1/12 間引きを行ない、最終的なバースト間隔を 389.7ns としている。

2.2.3 ビームスウィンガーシステム

原子核反応実験における重要な情報の一つとして微分断面積の角度分布があげられる。

通常、微分断面積の角度分布は、検出器をビームに対して移動させて測定する。しかし TOF 法の場合には、ターゲットから検出器までの距離が数十 m にもなるため、検出器を移動させる方法をとるのは困難である。そのため、CYRIC では、ビームスウィンガーによってビームの入射角度を変えることにより、検出器を固定したまま角度分布を測定する方法を採用している。

図 2.8 にビームスウィンガーシステムの図を示す。第 5 ターゲット室まで輸送され

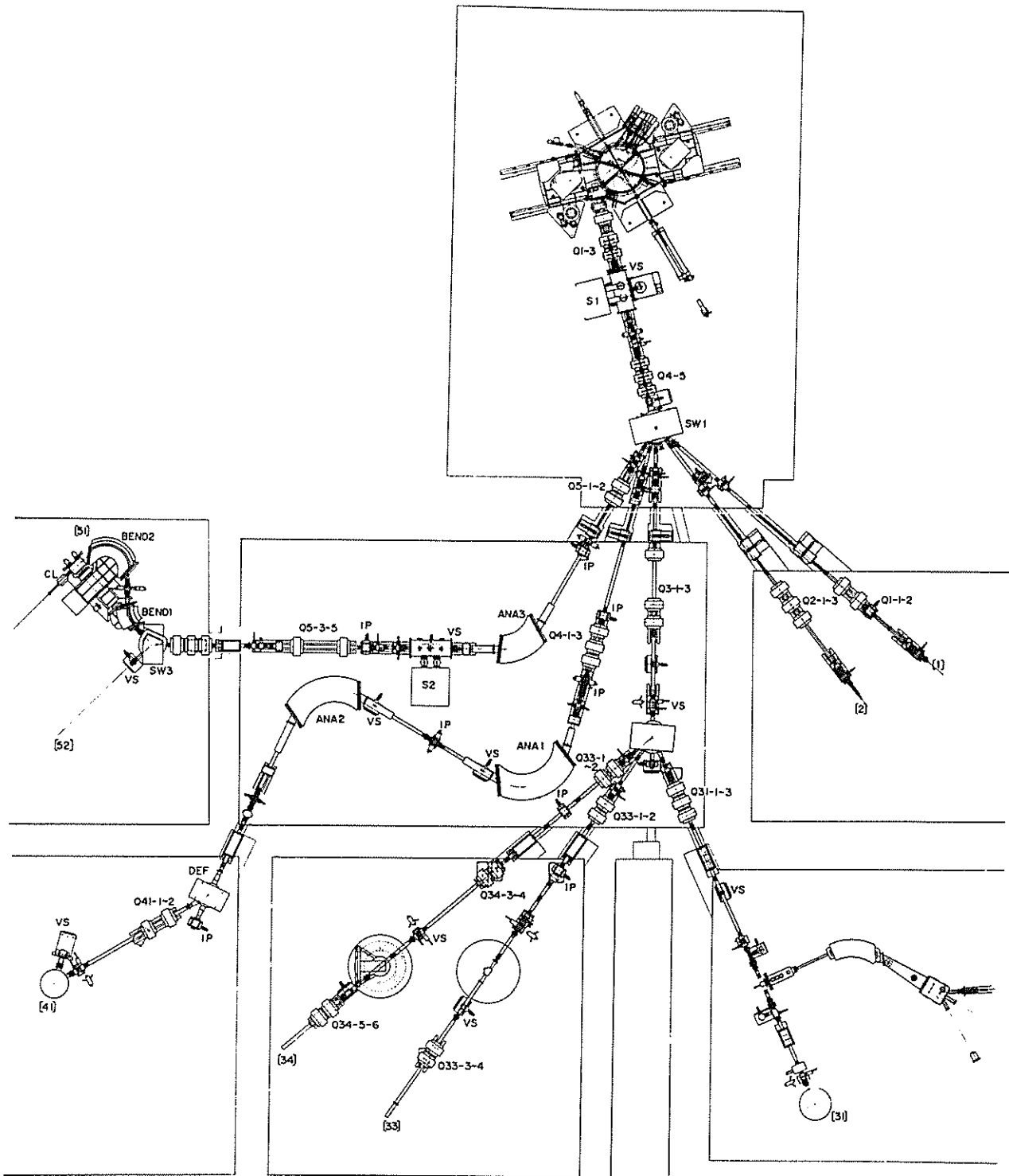


図 2.7: CYRIC のビーム輸送系

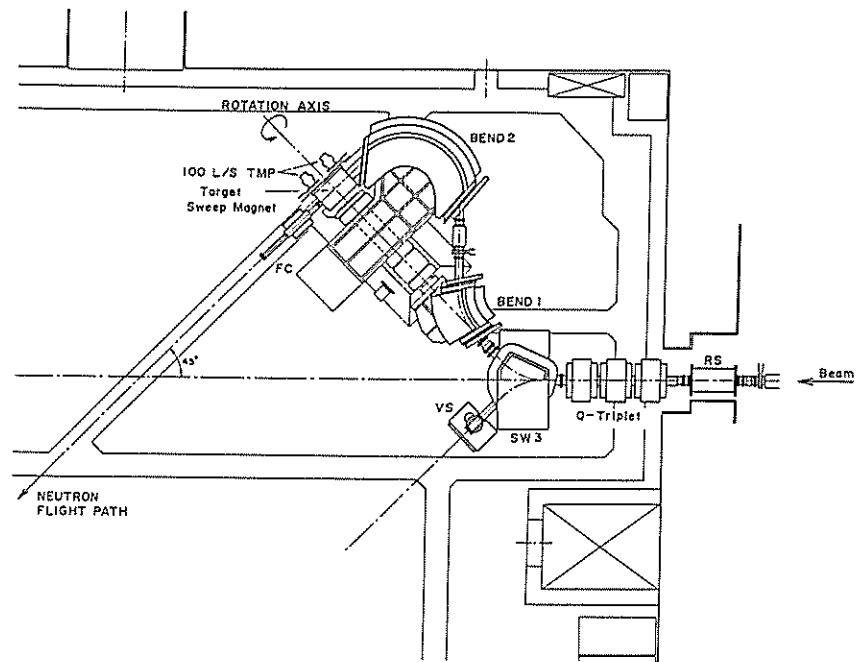


図 2.8: CYRIC のビームスウィンガーシステム

たビームは、分配電磁石 SW3 で 51 コースへ導かれビームスウィンガーシステムに入る。ビームは BEND1 で 45° 、BEND2 で反対方向に 135° 曲げられ、ターゲットに導かれる。ビームスウィンガーシステムは、水平な回転軸の回りを回転し、散乱角 -3° から 145° の間で測定が可能である。ただし、 3° から 10° の間は、ファラデーカップの付け根などにより中性子の吸収が多いため通常使用しない。このシステムは、回転角が 90° 以下の場合、ビームトランスポートとの組合せにより、ANA3 で生じた行路差を BEND2 で打ち消す作用を持つようになっている。

2.2.4 散乱槽およびシールド

図 2.9 に横から見た散乱槽とシールドを示す。

散乱槽は直径 65cm、深さ 45cm の円筒形で、ビームスウィンガーと同じ回転軸に取り付けられている。中性子の飛行経路に当たる部分は中性子の吸収を減らすために 0.2mm の厚さのアルミニウムウインドウが用いられている。

ビームは散乱槽に取り付けられているファラデーカップで止められ、カレントインテグレーターにより総電荷が計測される。ファラデーカップの底の一部は薄くなっており、通常はアルミニウム製の底板が付けられているが、 $0^\circ, 3^\circ$ の測定の場合は、放出中性子の吸収を減らすため底板を外す。その際、ファラデーカップを電磁石で

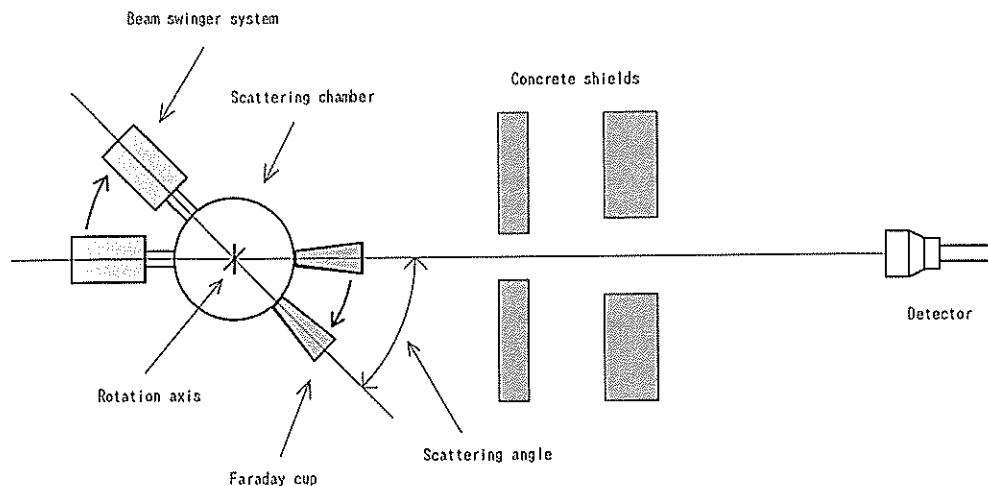


図 2.9: 横から見た散乱槽とシールド

はさみ、ビームを曲げて、ビームがファラデーカップに当たって発生した中性子や γ 線を検出器が直接見込まないようにしている。

ターゲットより 2m 後方には厚さ 1m のコンクリートシールドが置かれている。このシールドには、縦 24cm, 横 30cm の穴が空いている。この穴に鉄ブロックを組み込むことによりスリットの形状を変えることができる。通常縦 10cm, 横 20cm のスリットとなっている。また、ターゲット室と飛行管室の間は、縦 20cm, 横 30cm の穴の空いたコンクリートの壁になっている。これらのシールドによりファラデーカップから発生する γ 線や中性子によるバックグラウンドを減少させている。

2.2.5 ガスターゲット用セル

本研究ではターゲットが気体であるため、角度に応じて前方角ではディスク型、後方角ではパイプ型、という二種類のガスセルに封入して使用した。

ディスク型ガスセルは、図 2.10 のような形状をしており、材質は真鍮である。中性子の吸収を少なくするために、飛行経路の周辺部は薄くなっている。窓には約 $10\text{mg}/\text{cm}^2$ の Pt 膜を用いており、およそ 470Torr の圧力に耐えることができる。窓に由来する中性子のバックグラウンドが滑らかであることは確認している。

パイプ型ガスセルは、図 2.11 のような形状をしており、窓には厚さ約 $10\mu\text{m}$ のハーバフォイルが用いられている。この膜は 760Torr の圧力にも耐えることができ、よりターゲットを厚くすることが可能である。このパイプ型ガスセルは、ある角度より後方では、スリットとの組合せで両端の膜が検出器から見えなくできるよう設計されており、通常 30° より後方で、スリットを細くして用いる。本実験の場合 35° より後方で、スリットを縦 4cm にして用いた。ただしターゲットの厚さはガスター

ゲット、スリット、検出器の幾何学的な関係に依存する。図 2.12 に本実験における位置関係を示す。

検出器から見える有効長さ $x(\theta_L)$ は以下の式で与えられる。

$$x(\theta_L) = \frac{x(\theta_L = 90^\circ)}{\sin \theta_L}. \quad (2.7)$$

ここで、

$$x(\theta_L = 90^\circ) = \frac{L(2L - 2\ell_1 - \ell_2)}{(L - \ell_1)(L - \ell_1\ell_2)} \cdot \left\{ h - \frac{\ell_2}{2L - 2\ell_1 - \ell_2} \left(\frac{Y}{4} + \frac{h^2}{Y} \right) \right\}, \quad (2.8)$$

- θ_L : 実験室系での散乱角
- L : 飛行距離
- ℓ_1 : ターゲットとスリットとの距離
- ℓ_2 : スリットの厚さ
- h : スリットの幅
- Y : 検出器の高さ

である。飛行距離 L が ℓ_1, ℓ_2 に比べて十分大きい場合、式 (2.8) は、

$$x(\theta_L = 90^\circ) \simeq 2h \quad (2.9)$$

と近似できる。よってガス圧 P (Torr)、温度 T (K) の場合のターゲットの厚さ $\rho(\theta_L)$ は以下の式で求められる。

$$\rho(\theta_L) = 1.60 \times 10^{-2} \cdot \frac{nAP}{T} \cdot \frac{2h}{\sin \theta_L} (\text{mg/cm}^2). \quad (2.10)$$

ここで、 A はターゲットの質量数、 n は一分子あたりの原子の数である。

ガス圧はブルドンゲージでモニターしながら設定を行ない、各実験の合間にも確認を行なった。ブルドンゲージのキャリブレーションは、実験前に水銀マノメータを用いて行なった。

散乱槽には、これらのガスセルとともに ZnS をセットした。実験開始時などには、標的位置に ZnS を置き (外から手動で切り替えを行なう)、ビームで照射して、制御室においてテレビカメラでモニターを行ない、ビームスポットがガスセルの中心に来るように、またなるべくビームスポットが小さくなるようにビームトランスポートの調整を行なう。

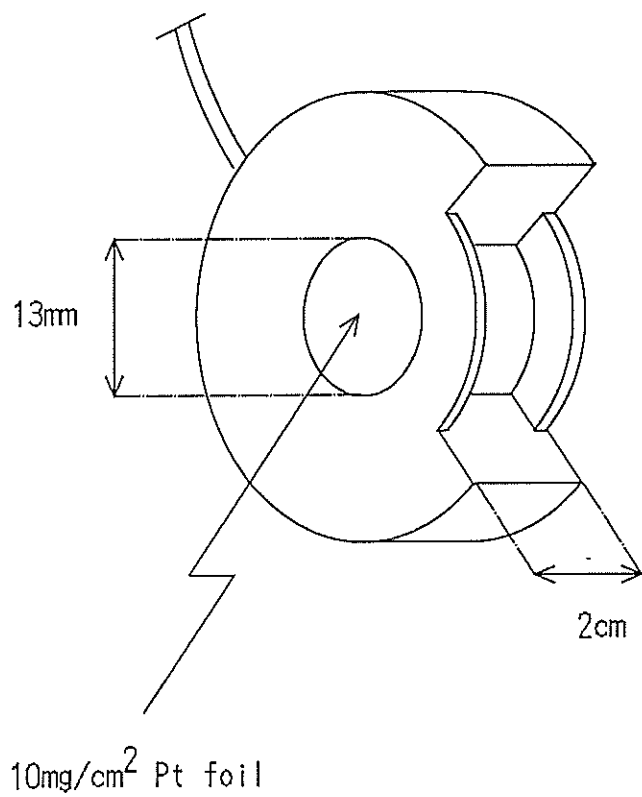
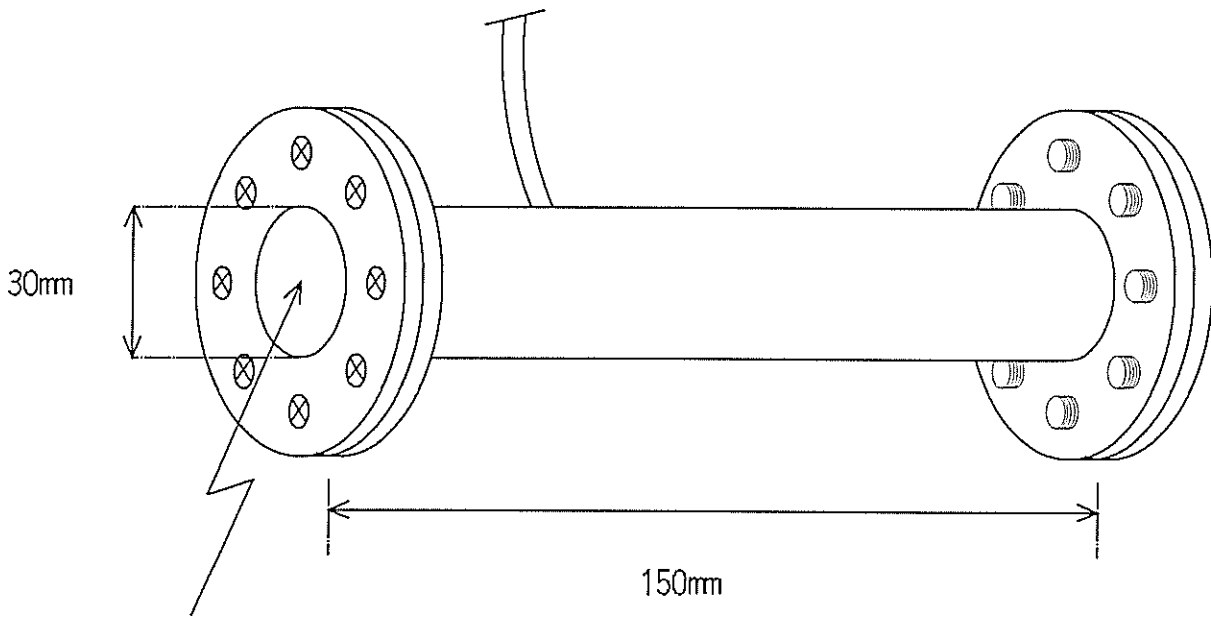


図 2.10: ディスク型ガスセル



Haver foil

10 μ m in thickness

図 2.11: パイプ型ガスセル

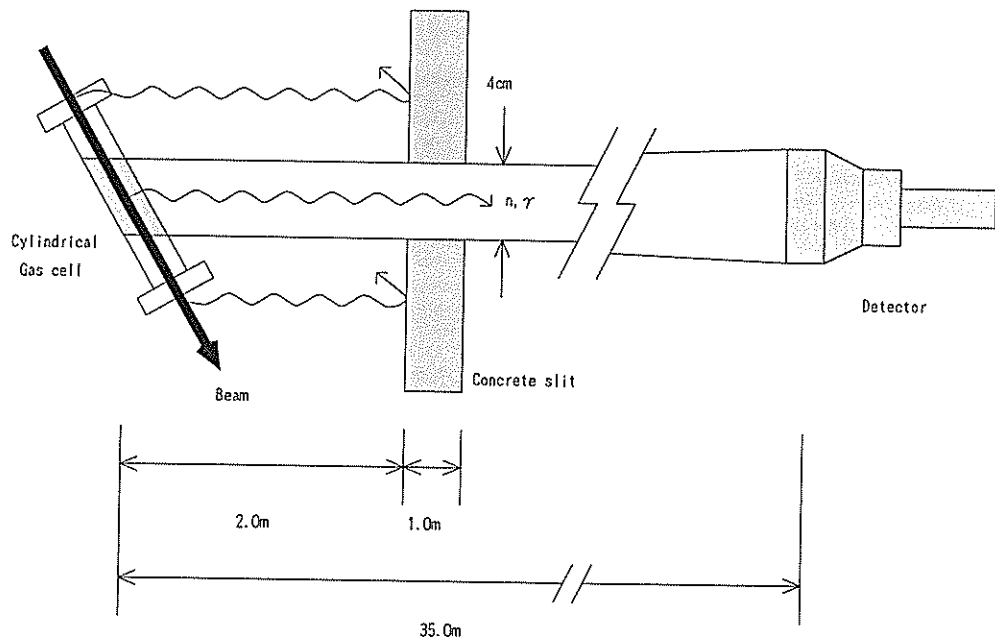


図 2.12: ガスセル, スリット, 検出器の位置関係

2.2.6 中性子検出器

中性子検出器には、図 2.13に示す、N(Normal)型,D(Drum)型と呼ばれる2種類の型が用いられている。

N型検出器は幅50cm,高さ10cm,奥行5cmの直方体で、パイレックスガラス製の容器に、NE213が約2.5ℓ入れられている。容器の両端にライトガイドを介して光電子増倍管HAMAMATSU R1949が取り付けられている。N型検出器は4台あり、遮光用のアクリル製の箱に図2.14のように並べられている。N型の場合、容器が密封されていないので、NE213に酸素が溶け込み、 n - γ 弁別能が低下するという現象が起きる。そのため定期的にアルゴンガスを吹き込んで酸素を追いだし、 n - γ 弁別能の再生をはかっている。これをバブリングと呼んでいる。

D型検出器は直径20.3cm,厚さ5cmの円筒形で、前面はアルミ,側面はパイレックスガラスでできた容器の中にNE213が約1.6ℓ封入されている。後面には光電子増倍管HAMAMATSU R1250が取り付けられている。D型検出器は8台あり、N型検出器の後ろのアルミ製の架台に、図2.14のように並べられている。

なお、パイプ型ターゲットを使用する際には、D型検出器の並びは図2.15のように変更した。これは、図2.12を見てわかるように、検出器の縦方向の長さを小さくして、より前方角からパイプ型ターゲットを使えるようにするためである。

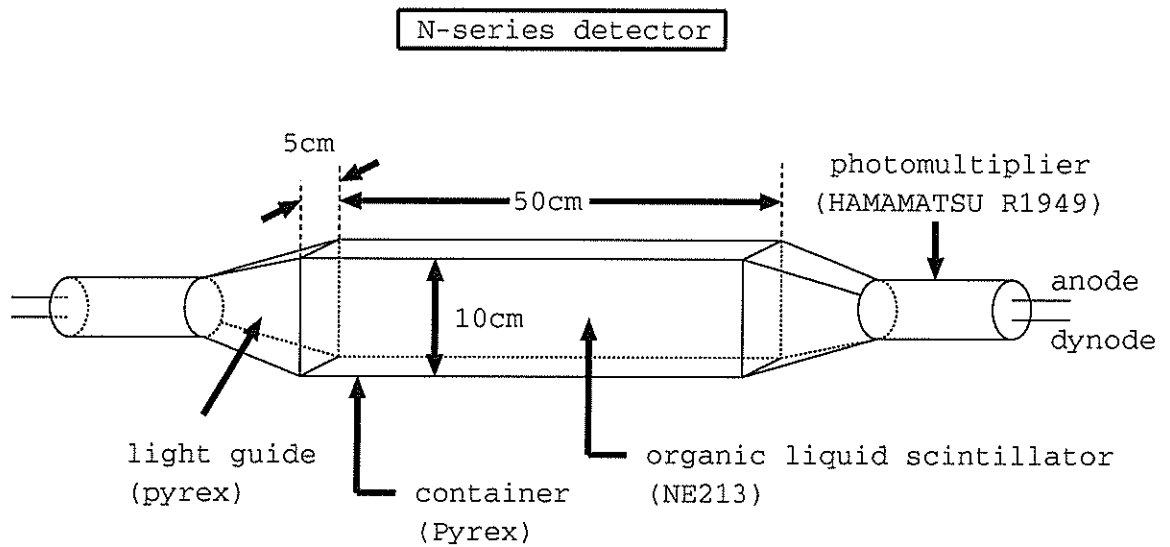
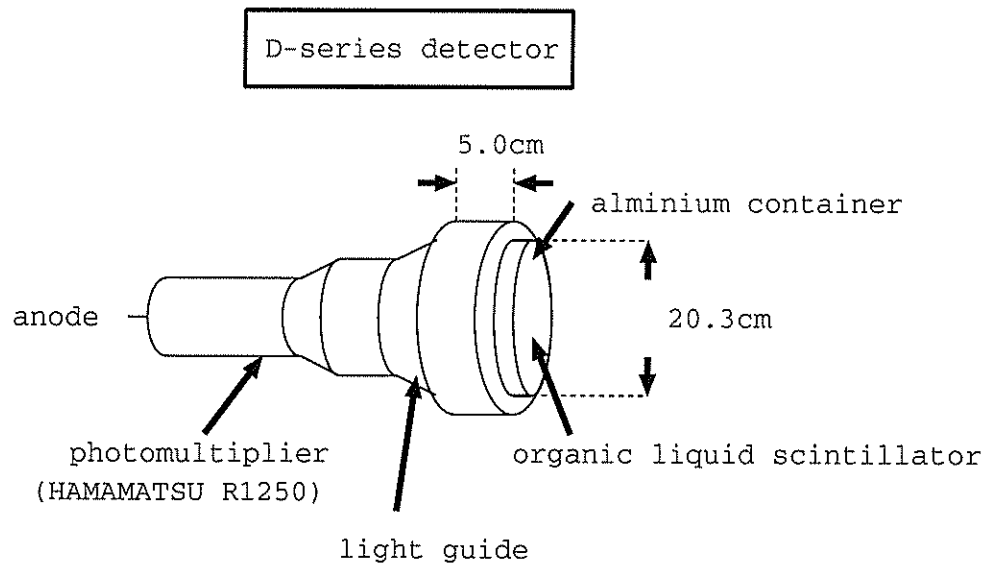


図 2.13: 中性子検出器の形状

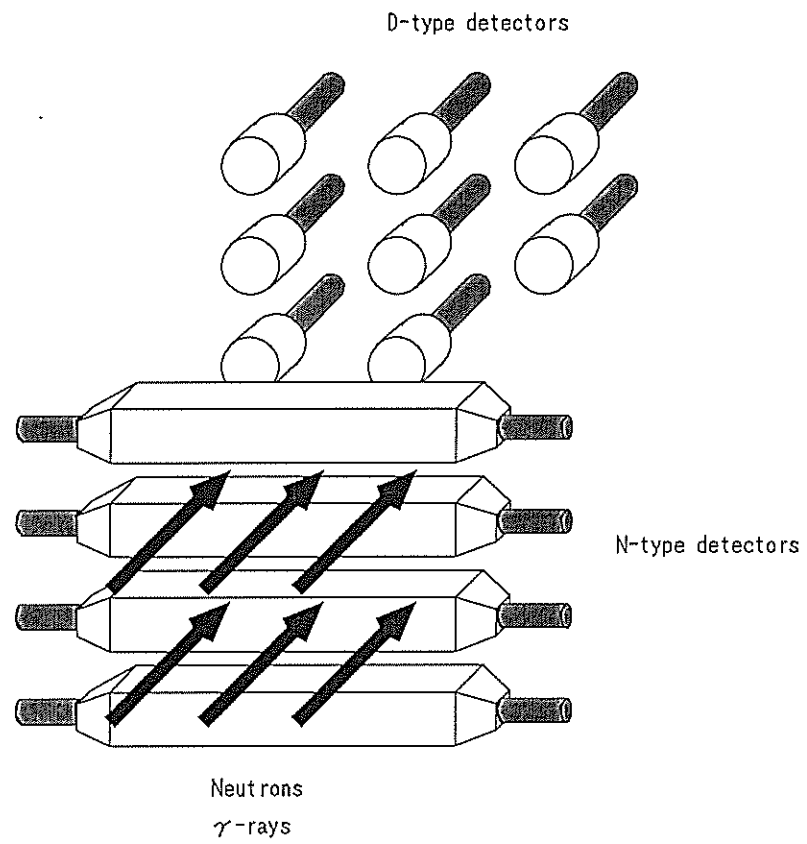


図 2.14: 中性子検出器の配置

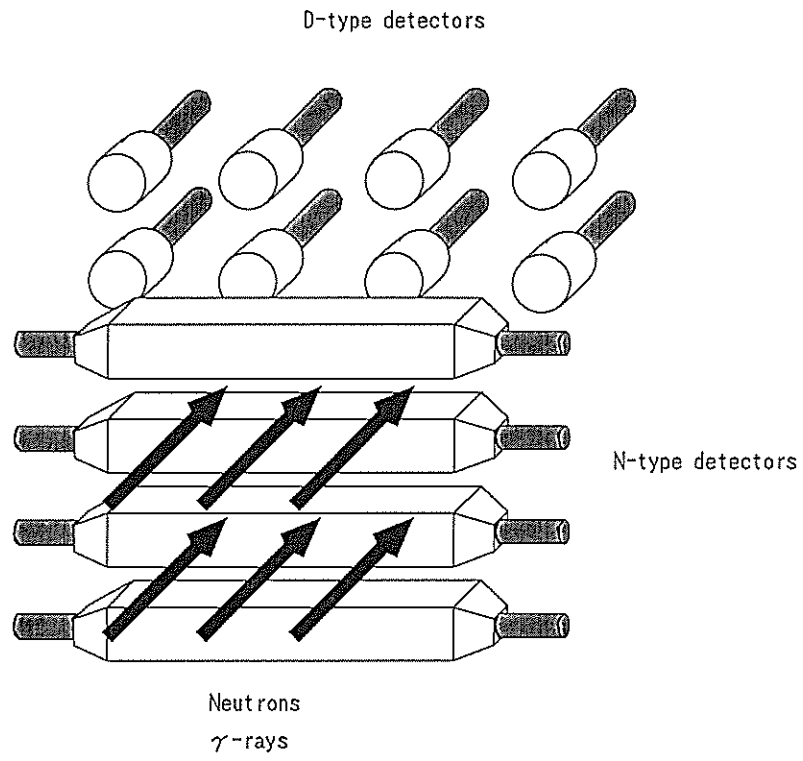


図 2.15: パイプ型ガスセルを用いた時の中性子検出器の配置

2.2.7 回路系およびデータ収集・処理系

検出器から得るべき情報は、

飛行時間 中性子のエネルギーの決定
全発光量 n - γ 弁別およびオーバーラップ中性子除去
発光の時間分布 n - γ 弁別

である。

回路系

図 2.16 に本実験で用いた回路の模式図を示す。

光電子増倍管からのアノード信号は、CFD(constant fraction discriminator) によって信号の形状によらない時間情報を持ったロジック信号に変換される。この信号とビームバーストに同期した信号との時間差を TDC(time to digital converter) でデジタル量に変換し飛行時間情報を得る。N 型の場合、中性子の入射位置によらない時間信号を得るため、MT(mean timer) を用いて左右の信号の時間平均をとっている。

全発光量の情報は、N 型の場合、ダイノードシグナルをプリアンプおよびアンプを通し、左右の信号を足し合わせた後、VDC(voltage to digital converter) によりデジタル量に変換して得る。D 型の場合、アノードシグナルを QDC(charge to digital converter) を用いて 300ns の間荷電積分を行ない、デジタル量に変換して得る。

発光の時間分布の情報は、N 型の場合、PSD(pulse shape discriminator) によって、アノードシグナルの積分値の立ち上がり時間を、ロジックシグナルの遅れに変換した上で、TDC によりデジタル量に変換して得る。D 型の場合、アノードシグナルの立ち上がりから 70ns 遅れたところより 300ns の間 QDC を用いて荷電積分を行なうことにより、信号の tail 部分のみをとらえている。

n - γ 弁別のための二次元スペクトルは、全発光量を縦軸、発光の時間分布の情報を横軸にとって、図 2.17 のように作られる。図において、左に γ 線、宇宙線によるイベントが、右に中性子によるイベントが現れる。これは、中性子による発光の方が減衰の時定数が長いためである。N 型の場合、積分値の立ち上がりが遅いため、D 型の場合、全発光量に対する tail 部分の比が大きいため、時間分布の情報の数値としては大きくなる。

図から、中性子によるイベントと γ 線および宇宙線によるイベントがはっきりと区別されていることがわかる。

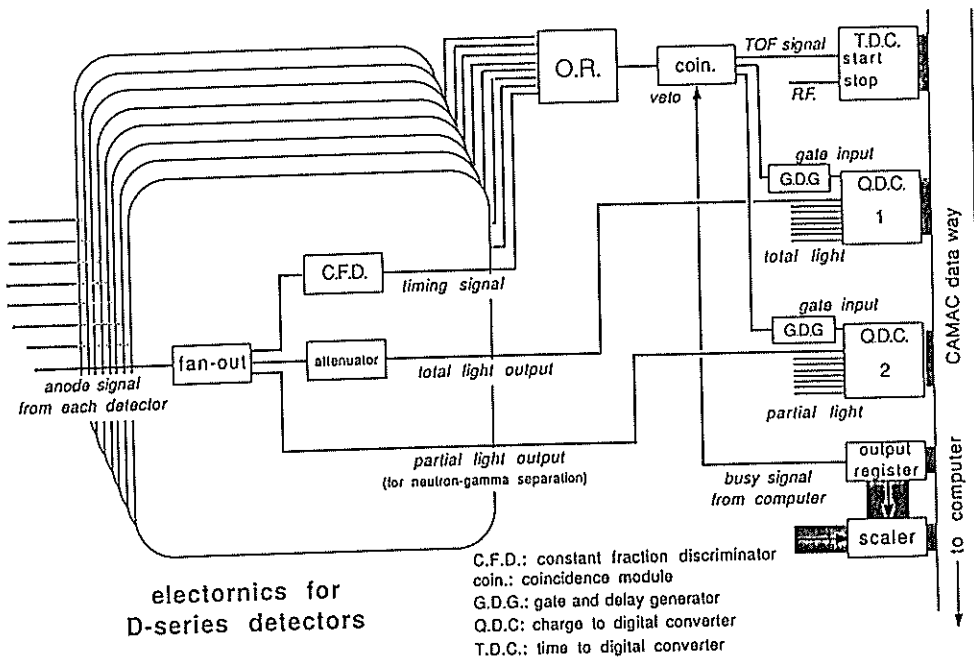
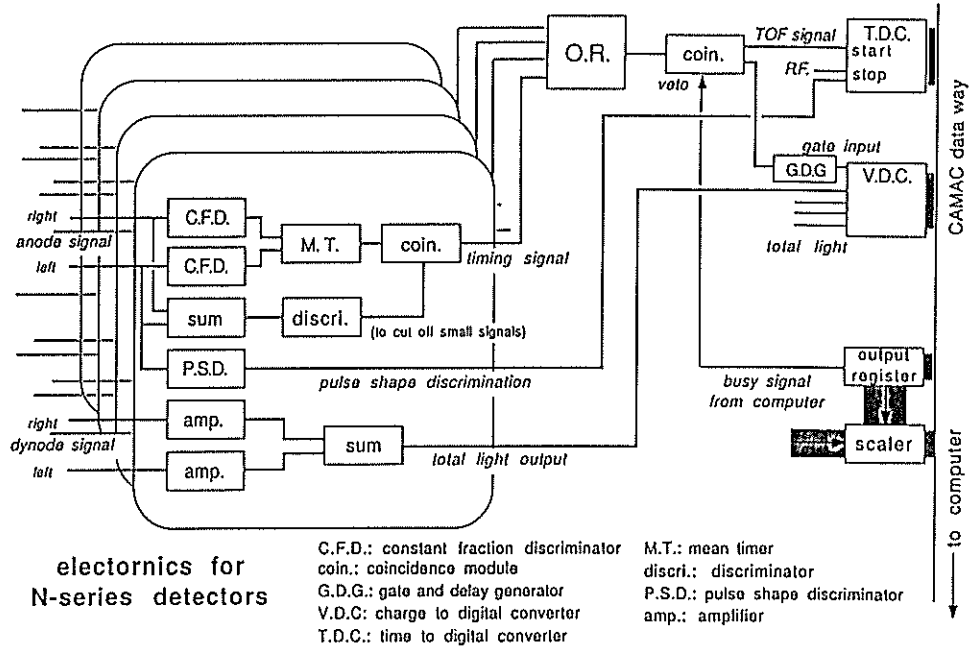


図 2.16: TOF 実験の回路系

n- γ discrimination

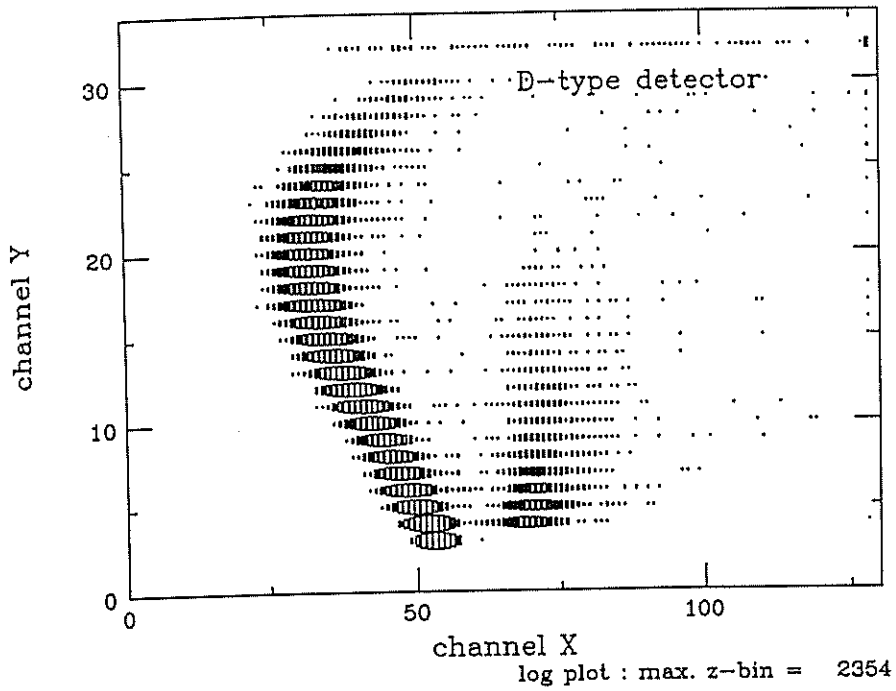
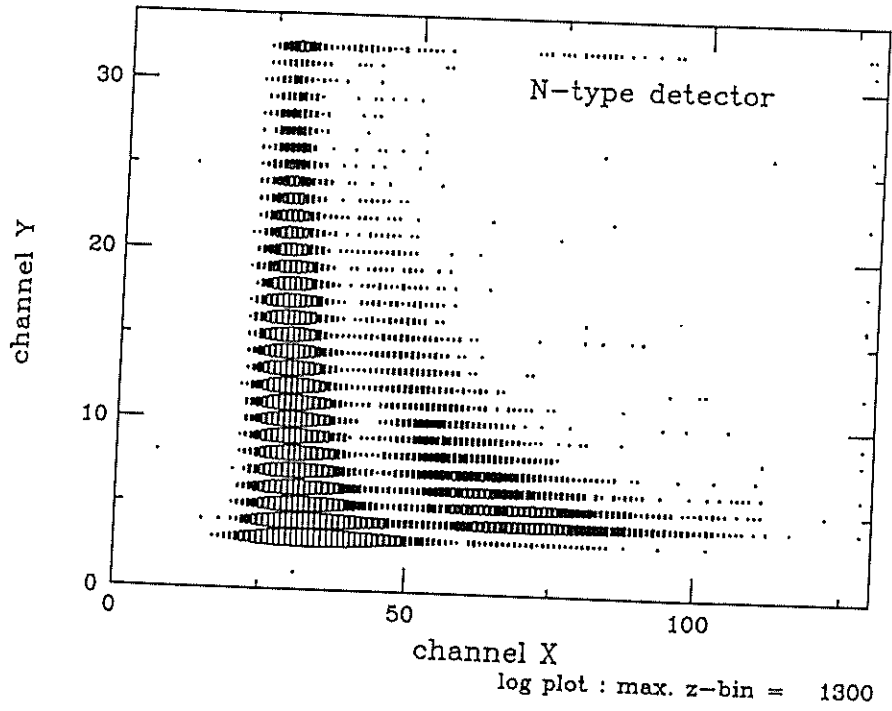


図 2.17: n- γ 分離二次元スペクトル

データ収集・解析システム

CYRIC における TOF 実験には、Micro VAX3500 をホストとした CAMAC データ収集・解析システムが用いられている。このシステムは従来の PDP11/44 をホストとしたシステムにかわるものとして開発され、93 年度中途より TOF 実験で用いられるようになった。図 2.18 にシステムの構成図を示す。

データ収集システムには、フロントエンドプロセッサとしてスイス CES 社の補助クレートコントローラ ACC2180(DCJ11 UCP 15MHz, 512kB 高速スタティック RAM) が採用されている。ACC2180 は、ダウンロードされたマクロプログラムによってバッファリングなどの前処理を行なう。ACC2180 からホストコンピュータへのデータ転送は光ケーブルを用いて 5MB/sec の転送速度で行なわれる。

ホストコンピュータに取り込まれた情報は、リストモードで磁気テープに記録されとともに、実時間で種々の処理が行なわれる。まず取り込まれた生の情報から、raw TOF スペクトル、光出力スペクトル、二次元スペクトル(光出力と発光の時間分布より)が作られる。また、二次元スペクトルのゲート情報(中性子によるイベントのみを取り出す)、光出力スペクトルのゲート情報(オーバーラップ中性子の除去を行なう)を元に gated TOF スペクトルが作られる。このスペクトルが、目的とする中性子のみによる TOF スペクトルである。この TOF スペクトルを元に、残留核の励起エネルギースペクトルが作られる。まず、中性子の飛行時間から、飛行距離、raw TOF スペクトルから読みとった γ フラッシュの位置などの情報を用いて運動エネルギーが計算される。さらに、相対論的運動学を用いることにより、運動エネルギーから残留核の励起エネルギーへと変換が行なわれる。検出器は 12 台あるので、最後に、各検出器から得られたスペクトルの足し合わせを行なう。

このように、raw TOF スペクトルから励起エネルギースペクトルに至るまで、種々のスペクトルのモニターを行ないながら実験を行なうことができる。

本実験におけるデータ収集系の Live time(収集されたイベント数 / イベント発生数) は 96% 前後であり、計数率は 70cps 前後であった。発生イベントの大部分は γ 線、宇宙線によるバックグラウンドであり、ビームを出していない場合でも計数率はほぼ同一である。

実験データのオフライン解析には VAX4000-300 が導入され、高速・多機能な解析システムが整備されている。最終的な励起エネルギースペクトルは、テープに記録されたオンラインデータを、実験の前後に行なったキャリブレーションなどを元に、二次元ゲート、バイアスを慎重に設定して再解析を行なうことにより得られた。

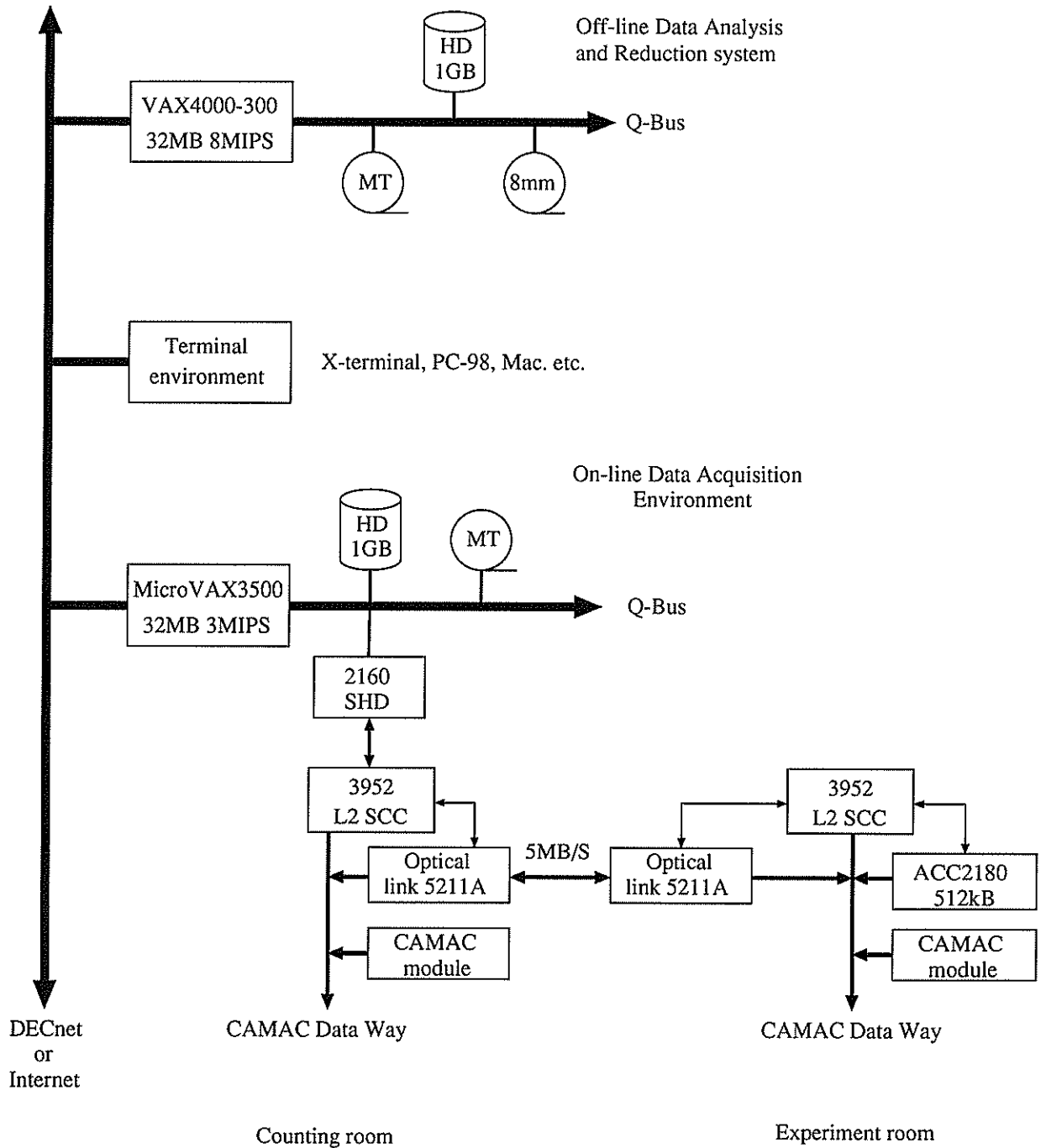


図 2.18: CYRIC データ収集・解析システムの構成

表 2.2: 実験条件

^3He 入射エネルギー	30MeV
ビームの間引き率	1/12
ターゲット	98.01% enriched $^{18}\text{O}_2$ ガス
飛行距離	35m
有効立体角	0.37msr
バイアス	6.4MeVee
検出効率	~3.3%
測定範囲	^{20}Ne の励起エネルギーで 23MeV まで
反応の Q 値	+13.12MeV
^{20}Ne の二陽子分離エネルギー	+20.84MeV

2.3 実験条件および実験結果

実験条件について表 2.2にまとめる。

2.3.1 実験条件の選択

入射エネルギーの選択

これまで、 $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ 反応実験は $E_{^3\text{He}} \sim 18\text{MeV}$ の領域まで行なわれている [8][21]。より単純な反応機構を期待する点では入射エネルギーは高い方がよいが、エネルギー分解能の点では不利となる。

我々のグループでは過去に、入射エネルギー 30,45MeV における $^{16}\text{O}(^3\text{He}, n)^{18}\text{Ne}$ 反応実験を行っており、入射エネルギー 30MeV と 45MeV では反応機構に大きな差はないという解析結果が得られていることから [10]、エネルギー分解能の点で有利な入射エネルギー 30MeV を選んだ。

飛行距離の選択

CYRIC の TOF 装置では、飛行距離は最大で 44m までとることができる。エネルギー分解能の点では、式 (2.12) で分かるように、飛行距離が長いほどよい。しかし立体角が距離の二乗に反比例するため飛行距離が長いと Yield の点で不利になる。本研究の場合、断面積が比較的小さいことが予想されたため、統計を得ることを主

眼に置き、飛行距離を 35m に設定した。

飛行距離 44m と 35m との比較では、典型的なエネルギー分解能は、430keV から 500keV へと、16% の劣化が見込まれるのに対して、単位時間当たりの計数は倍になる。これは立体角の増加分と、オーバーラップ中性子除去のためのバイアスが低くでき、結果として検出効率が増加するためである。

ターゲットの厚さの選択

前方角ではディスク型ガスセルを、35° より後方ではパイプ型ガスセルを用いた。後方においては断面積が小さくなるので、ターゲットを厚くして Yield を稼ぐ方針をとった。ターゲットの厚さ(ガスの圧力)は、前方角ではガスセルの膜の強度で、後方角ではエネルギー分解能(ビームのエネルギーロスによる)で制限された。

ガスの圧力は、ディスク型ガスセルの場合 465Torr に、パイプ型ガスセルの場合エネルギー分解能の計算値が 650keV より悪くならないように 220~245Torr に設定した。

2.3.2 励起エネルギースペクトル

図 2.19 に、実験室系 17.5° で測定された $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ 反応による ^{20}Ne の励起エネルギースペクトルを示す。

一角度の測定には、前方角で 7~15 時間、後方角で 13~18 時間を要した。総測定時間は 206 時間、総電荷は 9860 μC で、平均電流は 13nA であった。表 2.3 に各角度における諸条件を示す。実験で得られた励起エネルギースペクトルのエネルギー分解能は、基底状態に対する半値幅で、540~1100keV であった。22.5° を除く 20° より後方角においては、サイクロトロンの不調によりビームの時間構造に異常が生じていたため、分解能が通常予想される値より悪くなっている。表には示していないが、各マシンタイム間の規格化およびディスク型ガスセルとパイプ型ガスセルとの規格化を行なうための実験も行なった。各マシンタイムおよび二つのガスセルで得られた断面積の比較を行なったところ、最も大きなピークに対して 5% 以内で一致した。また、50° における測定も行なったが、最もサイクロトロンが不調な時期であったため使用できるスペクトルは得られなかった。

励起エネルギー 15MeV 付近から急激にバックグラウンドが増加しているが、これは 12.84MeV から、 $^{18}\text{O}(^3\text{He}, pn)$ 反応のチャンネルが開くことによるものだと考えられる。

2.3.3 エネルギー分解能

中性子のエネルギー分解能は、系全体の時間分解能によって決まる。

エネルギー分解能と時間分解能の関係を、簡単のため非相対論的近似で考える。非相対論的近似において E_n と T_n の関係式は以下ようになる。

$$E_n = \frac{1}{2}m_n \left(\frac{L}{T_n} \right)^2. \quad (2.11)$$

両辺を微分し、エネルギーの単位として MeV を、時間の単位として ns を、長さの単位として m をとり、 $m_n = 940\text{MeV}$, $c = 0.3\text{m/ns}$ を代入すると、エネルギー分解能 ΔE_n は $L, E_n, \Delta T_n$ の関数として以下の式で与えられる。

$$\Delta E_n = \frac{2\Delta T_n}{72.3L} E_n^{3/2}. \quad (2.12)$$

ΔT_n の要素としては以下のものが挙げられる。

1. ターゲットでのエネルギーロス ($137\text{keV/mg}\cdot\text{cm}^{-2}$)
2. ビームのエネルギー幅 ($\sim 30\text{keV}$)
3. ビームの時間幅
4. 検出器の厚さ方向の不定性
5. 回路系固有の分解能 (0.42ns [19])

3,4,5 は、 γ フラッシュの幅で同時に評価できる。最も良い時 ($0^\circ, 17.5^\circ$) で 1.7ns であった。この幅に由来するエネルギー分解能は、エネルギー 43MeV の中性子 (残留核を基底状態に残すもの) に対して式 (2.12) より 380keV となる。1,2 は ΔT_n に含めることもできるが、反応時の ${}^3\text{He}$ エネルギーの幅であり、中性子のエネルギーによらない分解能として分けて考える。1 については、ターゲットの厚さは前方角で 1.9mg/cm^2 であり、エネルギーロスは 260keV となる。

以上をすべて独立として、二乗平均をとると、計算値は、

$$\Delta E_n \sim \sqrt{260^2 + 30^2 + 380^2} = 460\text{keV} \quad (2.13)$$

となる。実際に得られたエネルギー分解能は 540keV であり、いくぶん小さめに出ている。ここでは考慮に入れられていない、ガスセルの膜でのビームのストラグリングの影響などが考えられる。

2.3.4 (${}^3\text{He}, n$) 反応実験と (p,n),(d,n) 反応実験との比較

CYRIC における TOF 実験において得られるビーム電流は、(p,n) 反応実験の場合 50nA , (d,n) 反応実験の場合 100nA , (${}^3\text{He}, n$) 反応実験の場合 30nA 程度が平均的な

表 2.3: 各角度における諸条件

角度 (deg)	厚さ (mg/cm ²)	電荷 (μC)	$\Delta E(\text{keV})^*$
0	1.9	150	540
3	1.9	200	550
10	1.9	404	590
15	1.9	500	560
17.5	1.9	600	540
20	2.0	493	780
22.5	1.9	503	650
25	2.0	692	700
30	2.0	944	710
35	3.2	900	960
40	2.8	1335	880
45	2.8	1090	1100

* 基底状態に対する半値幅である。

値である。単位時間あたりの入射粒子数での比較では、p の 1/3, d の 1/7 でしかなく、(p,n),(d,n) 反応実験に比べて、より長時間の測定が必要となる。特に本実験では、平均的な値の 1/3 程度のビーム電流しか得られず、かなりの時間を必要とした。

また、ビームの時間幅が p,d に比べて広い場合が多いこと、ターゲットによるエネルギーロスが大きいこと、Q 値が正で大きいものが多いことなどから、(p,n),(d,n) 反応実験に比べるとエネルギー分解能が劣る。条件によって異なるが、比較的良い場合の分解能で比較すると、(p,n) 反応実験で 100keV,(d,n) 反応実験で 150keV なのに対して (³He, n) 反応実験では 350keV である。本実験の場合では、放出中性子のエネルギーが比較的高いこと、飛行距離が通常より短いことを考えれば、前方角では (³He, n) 反応実験としては普通の分解能である。

2.3.5 ピーク分離と断面積

バックグラウンドは、3 次式以内でスペクトルの谷を滑らかに結べる範囲に分けて設定を行なった。励起エネルギー 15MeV 以上の領域については、大きなバックグラウンドの上にピークが乗っているため、バックグラウンドの引き方によってピークの面積が 20% 程度変化する。本研究の解析においては、角度分布をはっきりさせる観点

から、バックグラウンドは比較的高めに設定した。そのため励起エネルギー 15MeV 以上の準位に対しては、本来の断面積より小さめに出ている可能性がある。

ピークの形状はガウス型を仮定し、幅, 高さ, 位置をパラメータとして最小二乗法によりピーク分離を行なった。ただし、一部の領域については周囲のピークより幅を決め、幅を固定してピーク分離を行なった。

ピーク分離の様子を図 2.20 に示す。

ピーク分離によって得られた計数から、微分断面積は以下の式によって求められる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} = \frac{Y \cdot Z \cdot e \cdot A \cdot g}{Q \cdot \rho \cdot N_A \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon} \quad (2.14)$$

ここで、

- Y : 計数
- z : 入射粒子の電荷
- e : 素電荷単位 = $1.602 \times 10^{-19} \text{C}$
- A : ターゲットの質量 (g/mol)
- g : g- 因子
- Q : 入射粒子の総電荷
- ρ : ターゲットの厚さ (mg/cm^2)
- N_A : アボガドロ数 = $6.023 \times 10^{23} / \text{mol}$
- $\Delta\Omega$: 立体角 (msr)
- ε : 有効検出効率

である。

微分断面積の統計誤差は、バックグラウンドの計数を B として以下の式で与えられる。

$$\delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} = \frac{\sqrt{Y + 2B}}{Y} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{CM}} \quad (2.15)$$

後に示す実験データにおける誤差棒は、この統計誤差のみを示してある。

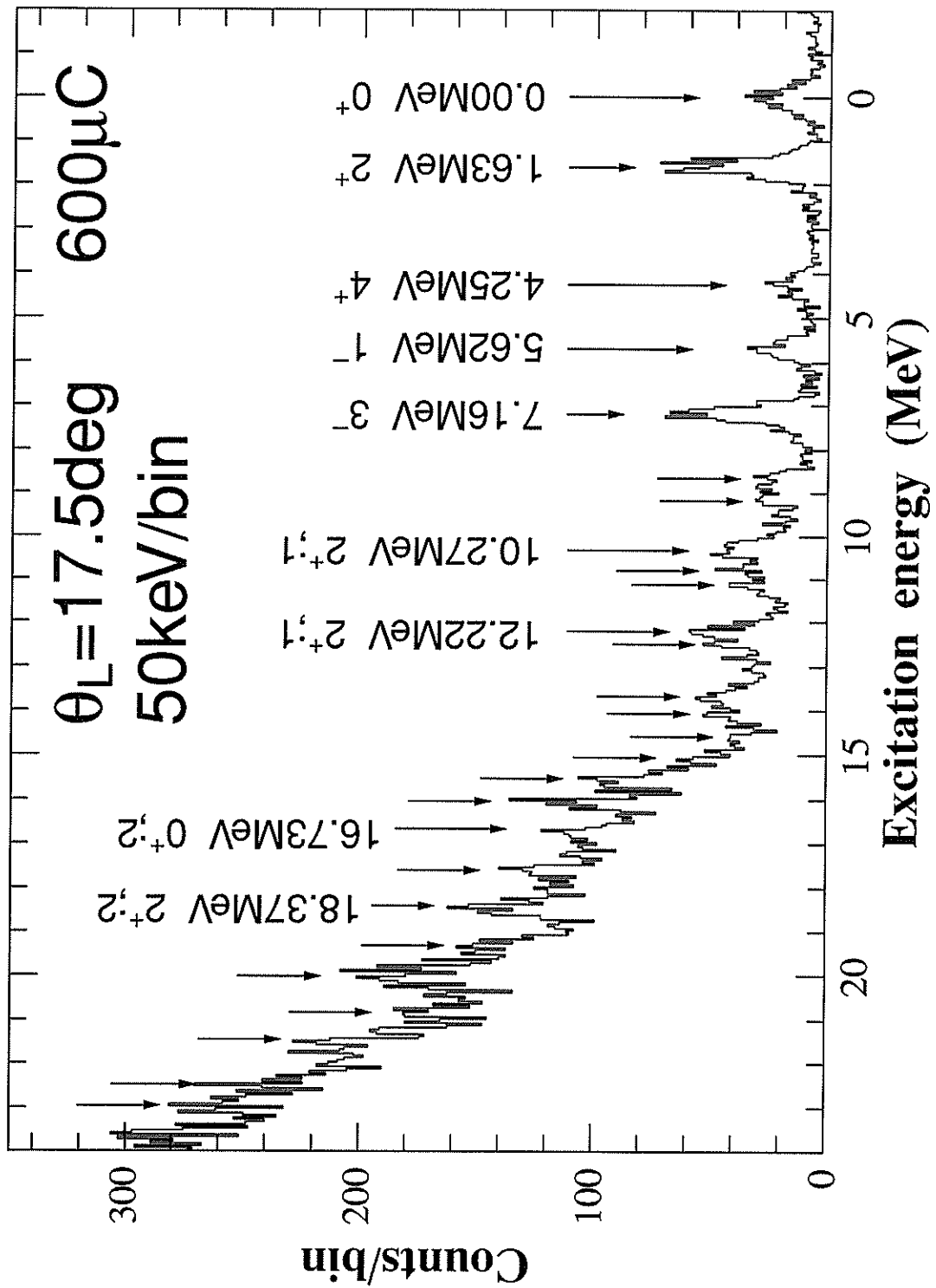


図 2.19: $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ 反応による ^{20}Ne の励起エネルギースペクトル

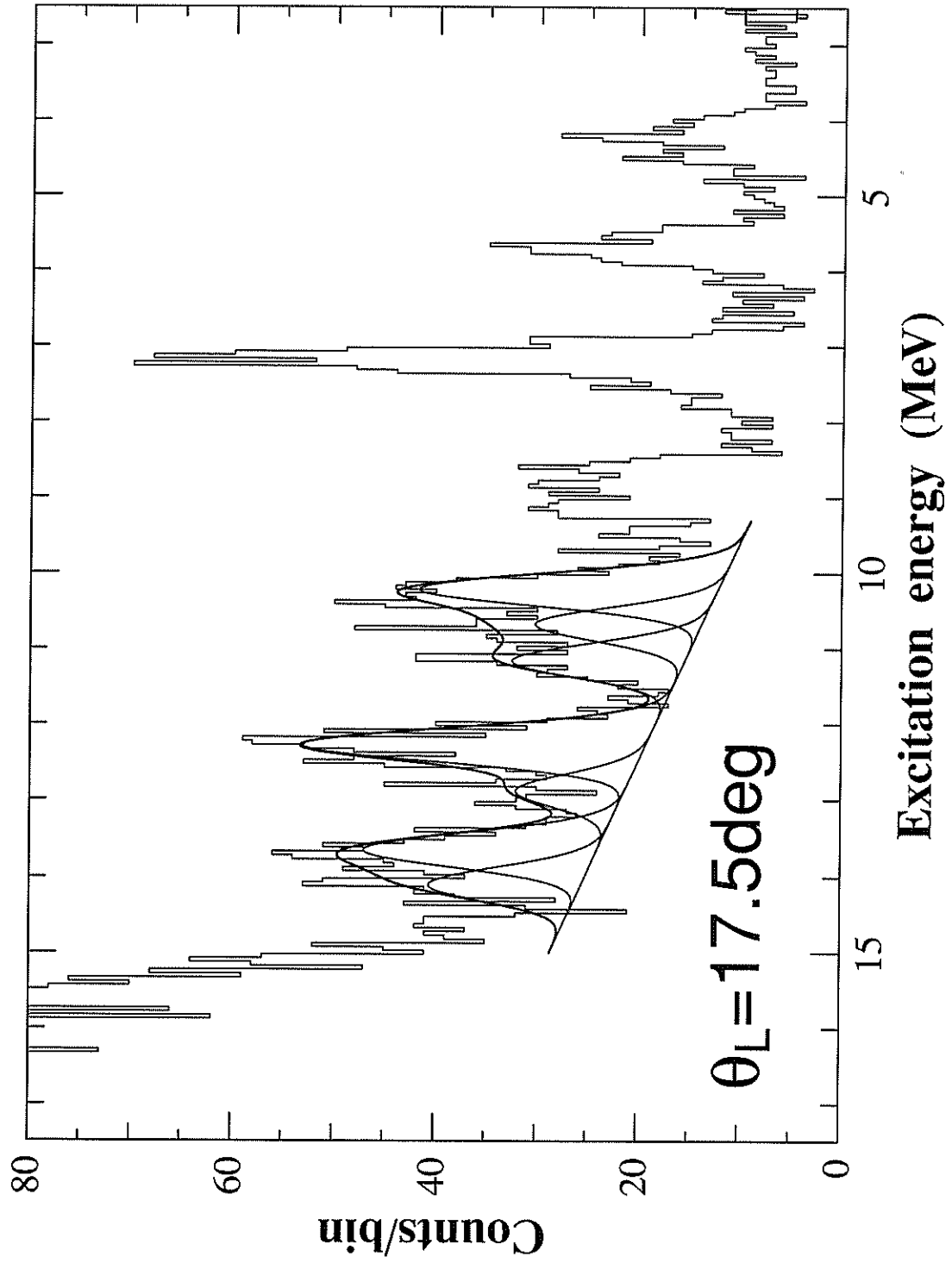


図 2.20: ピーク分離の様子

第 3 章

解析方法および関連する議論

3.1 DWBA 法

3.1.1 散乱の一般論

A(a,b)B なる核反応を考える。Schrödinger 方程式は、

$$H\Psi = E\Psi \quad (3.1)$$

と表される。ここで、

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha \quad (3.2)$$

である。 α はチャンネルを表し、

i : initial

f : final

のいずれかになる。また、 $H_\alpha, T_\alpha, V_\alpha$ はそれぞれ系の、

H_α : 内部運動

T_α : 運動エネルギー

V_α : 相互作用

のハミルトニアンを表す。

ここでいくつかの波動関数を定義する。

まず、各チャンネルにおいて、二粒子が十分離れており、相互作用が働かないとした時の波動関数を $|\phi_\alpha\rangle$ とする。

$$(E - H_\alpha - T_\alpha)|\phi_\alpha\rangle = 0. \quad (3.3)$$

二粒子が近付いて相互作用が働く場合は、

$$(E - H_\alpha - T_\alpha)|\Phi_\alpha\rangle = V_\alpha|\Phi_\alpha\rangle. \quad (3.4)$$

これは、式(3.3)に対応する非同次方程式になっており、その特殊解は、

$$|\Phi_\alpha\rangle = \frac{1}{E - H_\alpha - T_\alpha} V_\alpha |\Phi_\alpha\rangle \quad (3.5)$$

で与えられる。よって一般解は、

$$|\Phi_\alpha\rangle = |\phi_\alpha\rangle + \frac{1}{E - H_\alpha - T_\alpha} V_\alpha |\Phi_\alpha\rangle \quad (3.6)$$

となる。

式(3.6)が散乱状態を表す波動関数になるためには、境界条件として、二粒子が無
限遠方に離れた時に、平面波 + 外向き (内向き) 球面波になっていなければならない。
この境界条件は次のようにして導入される。

$$|\Phi_\alpha^{(\pm)}\rangle = |\phi_\alpha\rangle + \frac{1}{E - H_\alpha - T_\alpha \pm i\varepsilon} V_\alpha |\Phi_\alpha\rangle. \quad (3.7)$$

ただし、 ε は正の微小量である。いま、不可換で逆演算子の存在する二個の演算子
 A, B を考えた時、一般に

$$\frac{1}{A} - \frac{1}{B} = \frac{1}{A}(B - A)\frac{1}{B} = \frac{1}{B}(B - A)\frac{1}{A} \quad (3.8)$$

という関係が成立する。そこで、

$$A = E - H_\alpha - T_\alpha - V_\alpha \pm i\varepsilon = E - H \pm i\varepsilon, \quad (3.9)$$

$$B = E - H_\alpha - T_\alpha \pm i\varepsilon \quad (3.10)$$

とおくと、

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{A} \left[1 - (B - A)\frac{1}{B} \right]$$

であるから、

$$\frac{1}{E - H_\alpha - T_\alpha \pm i\varepsilon} = \frac{1}{E - H \pm i\varepsilon} \left(1 - V_\alpha \frac{1}{E - H_\alpha - T_\alpha \pm i\varepsilon} \right)$$

を得る。式(3.7)にこの式を代入すると、

$$|\Phi_\alpha^{(\pm)}\rangle = |\phi_\alpha\rangle + \frac{1}{E - H \pm i\varepsilon} V_\alpha |\phi_\alpha\rangle \quad (3.11)$$

という形式解が得られる。この式を Lippmann-Schwinger 方程式と呼ぶ。

さて、ここで転移行列要素 T_{fi} を次のように定義する。

$$T_{fi} = \langle \phi_f | V_f | \Phi_i^{(+)} \rangle \quad \dots \text{post form}, \quad (3.12)$$

$$= \langle \Phi_f^{(-)} | V_i | \phi_i \rangle \quad \dots \text{prior form}. \quad (3.13)$$

すると反応の微分断面積は以下の式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_i \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_f}{k_i} \cdot |T_{fi}|^2. \quad (3.14)$$

ここで、 μ_α は換算質量、 k_α は波数である。

問題をより現実的にするために、ポテンシャル V_α を二つの成分、一体ポテンシャル U_α と残留相互作用 \hat{V}_α とに分ける。

$$V_\alpha = U_\alpha + \hat{V}_\alpha, \quad \hat{V}_\alpha = V_\alpha - U_\alpha. \quad (3.15)$$

ここで U_α を歪曲ポテンシャルと呼び、 U_α のみが作用している時の波動関数を $|\chi_\alpha\rangle$ とする。

$$(E - H_\alpha - T_\alpha - U_\alpha)|\chi_\alpha\rangle = 0. \quad (3.16)$$

この解の中で、平面波 + 外向き球面波の境界条件を満たす解を歪曲波と呼び、 $|\chi_\alpha^{(+)}\rangle$ とする。また、ポテンシャル全体が作用している場合は、

$$(E - H_\alpha - T_\alpha - U_\alpha)|\Phi_\alpha\rangle = \hat{V}_\alpha|\Phi_\alpha\rangle. \quad (3.17)$$

ここで、散乱状態の波動関数としての境界条件を満たす解は

$$|\Phi_\alpha^{(+)}\rangle = |\chi_\alpha^{(+)}\rangle + \frac{1}{E - H_\alpha - T_\alpha - U_\alpha + i\varepsilon} \hat{V}_\alpha |\Phi_\alpha^{(+)}\rangle \quad (3.18)$$

であり、式(3.8)を使って、次のような形式解を得る。

$$|\Phi_\alpha^{(+)}\rangle = |\chi_\alpha^{(+)}\rangle + \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \hat{V}_\alpha |\chi_\alpha^{(+)}\rangle. \quad (3.19)$$

したがって、前に定義した転移行列要素の post form 式(3.12)は、式(3.19)を用いて、

$$\begin{aligned} T_{fi} &= \langle \phi_f | V_f | \Phi_i^{(+)} \rangle \\ &= \langle \phi_f | V_f | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \phi_f | V_f \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle. \end{aligned} \quad (3.20)$$

ここで式(3.11)を用いて、

$$T_{fi} = \langle \phi_f | V_f - V_i + U_i | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \Phi_f^{(-)} | \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle. \quad (3.21)$$

さらに、式(3.19)より、

$$|\Phi_\alpha^{(-)}\rangle = |\chi_\alpha^{(-)}\rangle + \frac{1}{E - H - i\varepsilon} \hat{V}_\alpha |\chi_\alpha^{(-)}\rangle \quad (3.22)$$

であるから、最終的に、式(3.12)の表式として、

$$T_{fi} = \langle \phi_f | V_f - V_i + U_i | \chi_i^{(+)} \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_i + \hat{V}_f \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.23)$$

が得られる。同様に、式(3.13)の表式として

$$T_{fi} = \langle \chi_f^{(-)} | V_i - V_f + U_f | \phi_i \rangle + \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f + \hat{V}_i \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.24)$$

が得られる。

3.1.2 DWBA 法

ここでは転移行列要素の表式として式(3.24)を用いる。

式(3.24)の第一項において、 $H_i + T_i + V_i = H_f + T_f + V_f$ を用いると、

$$V_i - V_f + U_f = (H_f + T_f + U_f) - (H_i + T_i) \quad (3.25)$$

となり、第一項は $i \neq f$ のとき行列要素を持たないことが分かる。

通常のDWBAでは、 V の一次の項までを扱うが、ここでは二次の項まで考慮する。

ここで、

$$G^{(+)} \equiv \frac{1}{E - H + i\varepsilon} \quad (3.26)$$

と定義する。以上から式(3.24)は次のようになる。

$$T_{fi} = \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f + \hat{V}_f G^{(+)} \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.27)$$

ここで新たに、中間状態を表す添字 m を導入して、

$$G_m^{(+)} \equiv \frac{1}{E - H_m - T_m - U_m + i\varepsilon} \quad (3.28)$$

と定義する。式(3.8)を用いることにより、 $G_m^{(+)}$ は以下のように展開できる。

$$G^{(+)} = G_m^{(+)}(1 + \hat{V}_m G^{(+)}) = G_m^{(+)} + G_m^{(+)} \hat{V}_m G_m^{(+)} + \dots \quad (3.29)$$

転移行列要素を、 \hat{V} について二次の項までとると、

$$T_{fi} = \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f | \chi_i^{(+)} \rangle + \sum_m \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f G_m^{(+)} \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.30)$$

という表式が得られる。ここで第一項は一段階過程、第二項は二段階過程の転移行列要素であり、一般に複数の中間状態を取り得るため m についての和をとっている。

3.1.3 一段階過程有限レンジ計算の TWOFNR における取り扱い

一段階過程の転移行列要素は、

$$T_{fi}^{(1)} = \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.31)$$

で与えられる。以降で、有限レンジ計算コード TWOFNR[12] における扱いを例にして転移行列要素の計算方法の要点を示す。(p,t) 反応における詳細な説明は [6] に述べられている。

図 3.1 に示すような二核子ストリッピング反応を考え、その転移行列要素を計算する。本研究の場合では、具体的には $A=^{18}\text{O}$, $a=^3\text{He}$, $B=^{20}\text{Ne}$, $b=n$ で、1,2 が移行二陽子である。

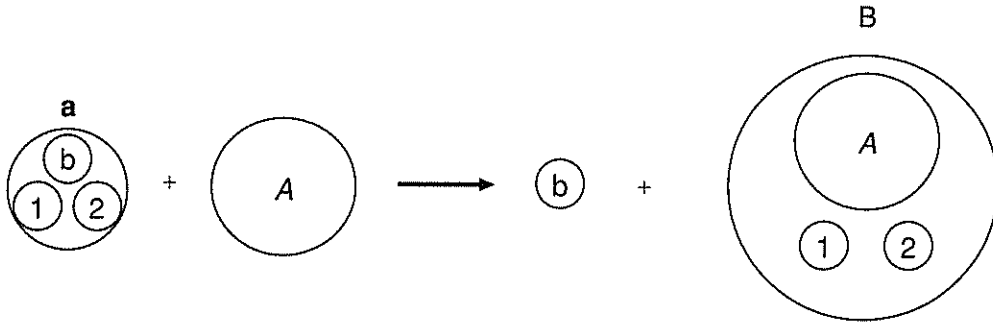


図 3.1: 二核子ストリッピング

まず、図 3.2 のように座標系を設定する。

式 (3.31) の固有関数 $\chi_i^{(+)}$, $\chi_f^{(-)}$ を相対座標に依存する項と内部座標に依存する項の積として書き表す。

$$\chi_i^{(+)} = \chi_i^{(+)}(\mathbf{r}_{aA}) \phi_{aA}(\mathbf{aA}), \quad (3.32)$$

$$\chi_f^{(-)} = \chi_f^{(-)}(\mathbf{r}_{bB}) \phi_{bB}(\mathbf{bB}). \quad (3.33)$$

すると転移行列要素は

$$T = \int \chi_f^{(-)}(\mathbf{r}_{bB}) \langle \phi_{bB} | \hat{V}_f | \phi_{aA} \rangle \chi_i^{(+)}(\mathbf{r}_{aA}) d\mathbf{R} d\boldsymbol{\rho} \quad (3.34)$$

と書ける。ここで、

$$F = \langle \phi_{bB} | \hat{V}_f | \phi_{aA} \rangle = \int \phi_{bB} \hat{V}_f \phi_{aA} d\mathbf{r} d\mathbf{A} d\mathbf{b} \quad (3.35)$$

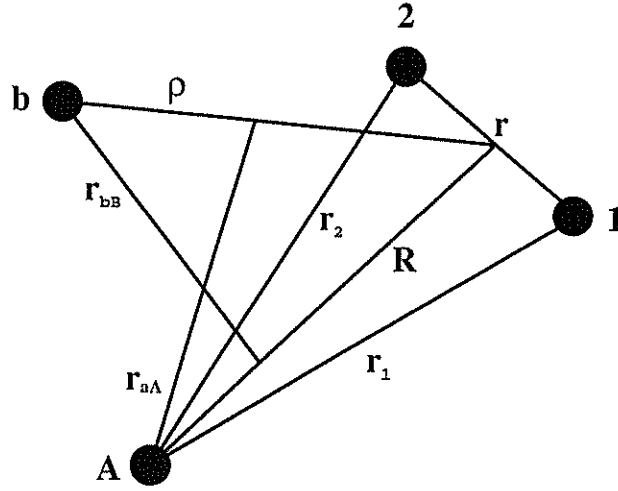


図 3.2: 二核子移行反応の座標系

は、形状因子 (Form factor) と呼ばれ、反応の物理的内容を全て含んでいる最も重要な量である。

式 (3.35) 中の ϕ_{bB}, ϕ_{aA} は各チャンネル全ての核子に関して反対称化された波動関数である。これを、それぞれの粒子内でのみ反対称化された波動関数 $\phi_b, \phi_B, \phi_a, \phi_A$ を用いて形状因子を書き直すと、

$$F = W \langle \phi_b \phi_B | \hat{V}_f | \phi_a \phi_A \rangle_{\mathbf{rAb}}, \quad (3.36)$$

$$W = \binom{A+2}{2}^{\frac{1}{2}} \binom{a}{2}^{\frac{1}{2}}$$

となる。ここで W は反対称化のための係数であり、添字は積分変数を表している。

式 (3.36) 中の残留相互作用 \hat{V}_f を、 $\alpha\beta$ 間の相互作用 $V_{\alpha\beta}$ で表すと、

$$\hat{V}_f = V_{bB} - U_f = V_{1b} + V_{2b} + V_{Ab} - U_f \simeq V_{1b} + V_{2b} \quad (3.37)$$

となる。ここで、 $V_{Ab} - U_f \simeq 0$ と近似することは、芯 A は不活性であり、 A と b との相互作用は b と B との弾性散乱を記述する光学ポテンシャル U_f によって表されるという仮定を導入することに対応しており、DWBA 計算において一般に用いられている近似である。

結局形状因子は、

$$F = W \langle \phi_b \phi_B | V_{1b} + V_{2b} | \phi_a \phi_A \rangle_{\mathbf{rAb}} \quad (3.38)$$

と書ける。これを、 \mathbf{A} について積分を行なえるよう変形を行なう。
 まず、残留核の内部波動関数 ϕ_B を芯 A と移行二核子とに展開する。

$$\begin{aligned} \phi_B &= \sum_{\alpha_1 \alpha_2 JT} \beta(\alpha_1 \alpha_2; JT) \langle J_A M_A J M | J_B M_B \rangle \langle T_A T_{ZA} T T_Z | T_B T_{ZB} \rangle \\ &\times \phi_A \phi_{\alpha_1 \alpha_2}^{JMTT_Z}. \end{aligned} \quad (3.39)$$

ここで、 $\beta(\alpha_1 \alpha_2; JT)$ は以下の重なり積分で定義される。

$$\beta(\alpha_1 \alpha_2; JT) = \langle [\phi_A^{J_A T_A} \phi_{\alpha_1 \alpha_2}^{JMTT_Z}]_{M_B T_{ZB}}^{J_B T_B} | \phi_b \rangle. \quad (3.40)$$

α は核子が入る軌道 $n\ell j$ を代表している。

V を中心力とすると V は A の内部座標 \mathbf{A} によらない。そこで形状因子を \mathbf{A} について積分すると、

$$F = W \sum_{\alpha_1 \alpha_2 JT} \beta(\alpha_1 \alpha_2; JT) \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned} &\times \langle J_A M_A J M | J_B M_B \rangle \langle T_A T_{ZA} T T_Z | T_B T_{ZB} \rangle \\ &\times \langle \phi_b \phi_{\alpha_1 \alpha_2}^{JMTT_Z} | V_{1b} - V_{2b} | \phi_a \rangle_{\mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

これを \mathbf{r} について積分すれば形状因子が求められるわけであるが、問題となるのは次の二つである。

- (1) $\phi_{\alpha_1 \alpha_2}^{JMTT_Z}$,
- (2) $(V_{1b} + V_{2b})\phi_a$.

(1) 移行二核子の波動関数

まず、移行二核子の波動関数を jj 結合から LS 結合に変換する。

$$\begin{aligned} \phi_{\alpha_1 \alpha_2}^{JMTT_Z} &= \frac{1}{\sqrt{2(1 + \delta_{\alpha_1 \alpha_2})}} \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | J M \rangle \\ &\times [\psi_{j_1 m_1}(\mathbf{r}_1) \psi_{j_2 m_2}(\mathbf{r}_2) - (-)^{1-T} \psi_{j_1 m_1}(\mathbf{r}_2) \psi_{j_2 m_2}(\mathbf{r}_1)] \\ &\times [\chi^{t_1}(\tau_1) \chi^{t_2}(\tau_2)]_{T_Z}^T, \end{aligned} \quad (3.43)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sqrt{2(1 + \delta_{\alpha_1 \alpha_2})}} \sum_{L S M_S} \begin{bmatrix} \ell_1 & s_1 & j_1 \\ \ell_2 & s_2 & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix} \langle L M - M_S S M_S | J M \rangle \\ &\times [\chi^{s_1}(\sigma_1) \chi^{s_2}(\sigma_2)]_{M_S}^S [\chi^{t_1}(\tau_1) \chi^{t_2}(\tau_2)]_{T_Z}^T \\ &\times \{ [\psi_{\ell_1}(\mathbf{r}_1) \psi_{\ell_2}(\mathbf{r}_2)]_{M-M_S}^L - (-)^{S+T} [\psi_{\ell_1}(\mathbf{r}_2) \psi_{\ell_2}(\mathbf{r}_1)]_{M-M_S}^L \}. \end{aligned} \quad (3.44)$$

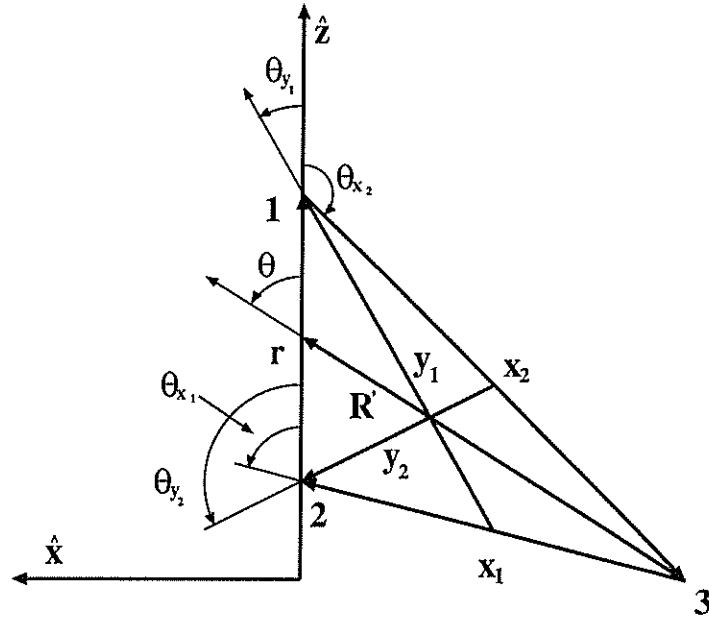


図 3.3: 座標変換

ここで、移行二核子の波動関数 ψ を、二核子の相対座標 $\hat{\mathbf{r}}$ 、芯 A に対する相対座標 $\hat{\mathbf{R}}$ を変数として球面調和関数を用いて表すと、

$$\begin{aligned} & [\psi_{\ell_1}(\mathbf{r}_1)\psi_{\ell_2}(\mathbf{r}_2)]_{M-M_S}^L - (-)^{S+T} [\psi_{\ell_1}(\mathbf{r}_2)\psi_{\ell_2}(\mathbf{r}_1)]_{M-M_S}^L \\ &= \sum_{\lambda\Lambda} f_{\lambda\Lambda}^{(\ell_1\ell_2)L}(r, R) [Y_\lambda(\hat{\mathbf{r}}) \times Y_\Lambda(\hat{\mathbf{R}})]_{M-M_S}^L \end{aligned} \quad (3.45)$$

と書くことができる。ここで、 λ は移行二核子の相対運動の軌道角運動量、 Λ は芯 A に対する重心運動の軌道角運動量である。

$f_{\lambda\Lambda}^{(\ell_1\ell_2)L}(r, R)$ を求めるために、Baymann-Kallio の方法を用いる [22]。座標系は図 3.3 のように取る。通常用いられる取り方とは異なり、 $\hat{\mathbf{r}}$ の方向を z 軸としている。 f は以下のように得られる。

$$\begin{aligned} f_{\lambda\Lambda}^{(\ell_1\ell_2)L}(r, R) &= \frac{1 - (-)^{S-T+1} \sqrt{(4\pi)^3(2\Lambda+1)}}{2} \frac{\sqrt{(4\pi)^3(2\Lambda+1)}}{2L+1} \\ &\times \sum_{M'm_1} \langle \lambda 0 \Lambda M' | LM' \rangle \langle \ell_1 m_1 \ell_2 M' - m_1 | LM' \rangle \\ &\times \int u_{\ell_1}(r_1) u_{\ell_2}(r_2) Y_{m_1}^{\ell_1}(\theta_1) Y_{M'-m_1}^{\ell_2}(\theta_2) Y_M^\lambda(\theta) d \cos \theta. \end{aligned} \quad (3.46)$$

ここで、

$$r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}r^2 + R^2 + rR \cos \theta}, \quad r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}r^2 + R^2 - rR \cos \theta},$$

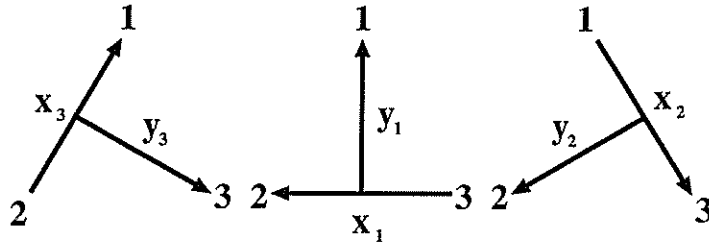


図 3.4: Jacobi 座標系

$$\cos \theta_1 = (\frac{1}{2}r + R \cos \theta)/r_1, \quad \cos \theta_2 = (\frac{1}{2}r + R \cos \theta)/r_2$$

である。

三体の波動関数 [23][24]

反対称化された三体の波動関数は、図 3.4 によって示される Jacobi 座標系を用いて、三つの関数の和として与えられる。

$$\Psi_\tau = \Phi(12, 3) + \Phi(23, 1) + \Phi(31, 2) \quad (3.47)$$

これら三つの関数は以下の三つの方程式を同時に満たす。

$$\begin{cases} (E - H_0)\Phi(12, 3) = V_{12}\Psi_\tau, \\ (E - H_0)\Phi(23, 1) = V_{23}\Psi_\tau, \\ (E - H_0)\Phi(31, 2) = V_{31}\Psi_\tau. \end{cases} \quad (3.48)$$

ここで E は全結合エネルギー、 H_0 は三体系の free Hamiltonian、 V_{ij} は粒子 i と j の間に働く相互作用である。したがって、 Ψ_τ が満たす三体 Schrödinger 方程式は、

$$(E - H_0 - V_{12} - V_{23} - V_{31})\Psi_\tau = 0 \quad (3.49)$$

である。

ここで $\Phi(12, 3)$ を、取り得る内部状態 (α で表す) の和として次のように書く。

$$\Phi(12, 3) = \sum_{\alpha} |(l_x s_x) j_x t_x, (l_y \frac{1}{2}) j_y \frac{1}{2}; J_\tau T_\tau M_\tau T_{Z\tau} \rangle_{\alpha} \phi_{\alpha}(\mathbf{x}_3 \mathbf{y}_3). \quad (3.50)$$

ここで、 $[(l_x s_x) j_x t_x]$ は 1 と 2 が作る二核子対の状態、 $[(l_y \frac{1}{2}) j_y \frac{1}{2}]$ は残りの核子 3 の状態を示す。 ϕ_{α} は $|\ \rangle_{\alpha}$ に対応する動径方向の波動関数である。 $\Psi(23, 1), \Psi(31, 2)$ に関しても全く同様な式が示せる。

表 3.1: 三体波動関数の分類

α	channel	pair(12)	particle 3	
		$^{2s_x+1}\ell_{xj_x}$	(ℓ_y, j_y)	(L_0, S_0)
1	1	1S_0	(0,1/2)	(0,1/2)
2	2	3S_1	(0,1/2)	(0,1/2)
3	3	3D_1	(0,1/2)	(2,3/2)
4	4	3S_1	(2,3/2)	(2,3/2)
5	5	3D_1	(2,3/2)	(0,1/2)
6	5	3D_1	(2,3/2)	(1,1/2)
7	5	3D_1	(2,3/2)	(1,3/2)
8	5	3D_1	(2,3/2)	(2,3/2)

内部状態はこのように二核子対の状態と残る一核子の状態で分類される。 $\ell_y = 0$ のみ考慮したのが3チャンネル波動関数、 $\ell_y = 2$ まで考慮したのが5チャンネル波動関数である。表 3.1に状態の分類を示す。

(2)($V_{1b} + V_{2b}$) ϕ_a の計算

ここで三体波動関数 ϕ_a には、式 (3.49) の Ψ_τ を用いる。また、

$$V_{1b} + V_{2b} \sim V_{13} + V_{23} \quad (3.51)$$

という近似を行なう。これは反応時に核子間に働く相互作用が三体系内で働く相互作用と等しいと仮定することに相当する。

式 (3.48) から、

$$(V_{13} + V_{23})\Psi_\tau = (E - H_0)\{\Phi(13, 2) + \Phi(23, 1)\} \quad (3.52)$$

と書くことができる。この式の右辺の二つの項についても、(1)と同様な変換を行なう。

まず、 $\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ の展開系である、式 (3.50) の ϕ_a に対応する部分を、jj 結合から LS 結合に変換し、 $\phi_{m_t - M_{g'}}^{(\ell_x \ell_y) L'}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ の和として表す。

そして座標系を図 3.3 のようにとり、空間部分を球面調和関数の和で表す。

$$\begin{aligned} & (E - H_0)\Phi^{(\ell_x \ell_y) L'}(x, y)[Y^{\ell_x}(\hat{\mathbf{x}}) \times Y^{\ell_y}(\hat{\mathbf{y}})]_{M'}^{L'} \\ &= \sum_{\lambda \lambda'} g_{\lambda \lambda'}^{(\ell_x \ell_y) L'}(r, R')[Y_\lambda(\hat{\mathbf{r}}) \times Y_{\lambda'}(\hat{\mathbf{R}}')]_{M - M_S}^L \end{aligned} \quad (3.53)$$

そして Baymann-Kallio の方法を用いて $g_{\lambda\lambda'}^{(\ell_r\ell_y)L'}(r, R')$ を求める。

以上 (1)(2) のように変換した後、spin, isospin 空間で積分し、 λ に関して和をとり、 r について積分することにより形状因子を求めることができる。

最終的に転移行列要素は以下の形式で書くことができる。

$$T = \sum_{LSJ} (2J+1)^{\frac{1}{2}} \langle J_A M_A J M | J_B M_B \rangle B_{LSJ}^{mm_b m_a}(\theta). \quad (3.54)$$

ここで、

$$B_{LSJ}^{mm_b m_a}(\theta) = \sum_{\text{shell}} S^{\frac{1}{2}} \beta_{LSJ}^{mm_b m_a}(\mathbf{k}_b, \mathbf{k}_a) \quad (3.55)$$

である。 $S^{\frac{1}{2}}$ は移行二核子の分光学的振幅であり、式 (3.40) の β を用いて、

$$S^{\frac{1}{2}} = S^{\frac{1}{2}}(\alpha_1 \alpha_2; JT) = \left(\frac{A+2}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \langle [\phi_A^{J_A T_A} \phi_{\alpha_1 \alpha_2}^{J_M T T_Z}]_{M_B T_Z B}^{J_B T_B} | \phi_b \rangle \quad (3.56)$$

と書くことができる。

最終的な微分断面積は、 $|T|^2$ について入口チャンネルについて平均をとり、出口チャンネルについて和をとることにより、以下の形で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{2J_B + 1}{(2S_a + 1)(2J_A + 1)} \sum_{J m m_b m_a} \left| \sum_{LS} B_{LSJ}^{mm_b m_a}(\theta) \right|^2. \quad (3.57)$$

3.1.4 逐次移行過程の計算

転移行列要素の二次の項は、式 (3.30) より

$$T_{fi}^{(2)} = \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f G_m^{(+)} \hat{V}_i | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.58)$$

で与えられる。 $T_{fi}^{(2)}$ は、それぞれの過程で残留相互作用を入口チャンネルで考えるか出口チャンネルで考えるかによって次の四種類の表記ができる。

1	prior-post	$\hat{V}_f G_m^{(+)} \hat{V}_i,$
2	post-post	$\hat{V}_f G_m^{(+)} \hat{V}_m,$
3	post-prior	$\hat{V}_m G_m^{(+)} \hat{V}_m,$
4	prior-prior	$\hat{V}_m G_m^{(+)} \hat{V}_i.$

($^3\text{He}, n$) 反応のような二核子ストリッピング反応では post-post 表記が便利である。ただしこの場合、”本当の”二段階過程の項の他に非対角 (NO) 補正項が必要となる。

式 (3.58) は post-post 表記によれば、

$$\begin{aligned} T_{fi}^{(2)} &= \hat{T}_{fi}^{(2)} + T_{fi}^{(NO)} \\ &= \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f | \phi_m \rangle G_m^{(+)} \langle \phi_m | \hat{V}_m | \chi_i^{(+)} \rangle \end{aligned} \quad (3.59)$$

$$+ \langle \chi_f^{(-)} | \hat{V}_f | \phi_m \rangle \langle \phi_m | \chi_i^{(+)} \rangle \quad (3.60)$$

となる。本研究で扱う二段階過程は、具体的には $A(^3\text{He}, d)C(d, n)B$ という逐次移行過程である。そこで、残留相互作用を書き直すと、

$$\begin{aligned} \hat{V}_m &= V_{d1} + V_{dA} - U_{dC} \sim V_{d1} \\ &= V_{12} + V_{2n}, \end{aligned} \quad (3.61)$$

$$\hat{V}_f = V_{2n} + V_{nC} - U_{nB} \sim V_{2n} \quad (3.62)$$

となる。これを用いて逐次移行過程の転移行列要素を表すと、

$$\begin{aligned} T_{fi}^{(2)} &= \langle \chi_n^{(-)} \phi_n \phi_B | V_{2n} | \phi_d \phi_C \rangle G_d^{(+)} \langle \phi_d \phi_C | V_{12} + V_{2n} | \Psi_\tau \phi_A \chi_\tau^{(+)} \rangle \\ &\quad - \langle \chi_n^{(-)} \phi_n \phi_B | V_{2n} | \phi_d \phi_C \rangle \langle \phi_d \phi_C | \Psi_\tau \phi_A \chi_\tau^{(+)} \rangle \end{aligned} \quad (3.63)$$

となる。このうち特に取り扱いに注意を要するのは次の三つの項である。

- (a) $\langle \phi_n | V_{2n} | \phi_d \rangle$,
- (b) $\langle \phi_d | V_{12} + V_{2n} | \Psi_\tau \rangle$,
- (c) $\langle \phi_d | \Psi_\tau \rangle$.

以下これらの項の取り扱いについて簡単に述べる。

(a) については、以下のように与えられる相互作用を用いて直接計算する。

$$V_{2n} = V_{pn}(r) = V_c(r) + V_{LS}(r)\mathbf{L} \cdot \mathbf{S} + V_T(r)S_{12}. \quad (3.64)$$

重陽子の波動関数は d 状態を含む次のような形で与えられる。

$$\phi_d = \sum_{lms_{pn}} \langle lms_{pn}(m_d - m) | s_d m_d \rangle [\chi_{s_p} \chi_{s_n}]_{m_d - m}^{s_{pn}} [\chi_{t_p} \chi_{t_n}]_{l_z^d}^{l_d} i^l Y_l^m(\hat{r}) u_l(r) \quad (3.65)$$

(b) については一段階過程と同様な方法を用いる。式 (3.48) から得られる、

$$(V_{12} + V_{13})\Psi_\tau = (E - H_0)\{\Phi(12, 3) + \Phi(31, 2)\} \quad (3.66)$$

を用いると、(b) は次のように書ける。

$$\langle \phi_d | V_{12} + V_{2n} | \Psi_\tau \rangle = \langle \phi_d | E - H_0 | \{\Phi(12, 3) + \Phi(31, 2)\} \rangle. \quad (3.67)$$

後の計算は一段階過程での計算と全く同じである。

(c) については、式 (3.47) を用いて、

$$\Psi_{\tau} = \Phi(12, 3) + \Phi(23, 1) + \Phi(31, 2) \quad (3.68)$$

と変形する。 ϕ_d, Φ がともに与えられているので容易に積分できる。

以上のような方法で (a)(b)(c) の計算を実行することにより逐次移行過程の転移行列要素が求められる。

3.1.5 DWBA 解析プログラム

本研究で用いた DWBA 計算コードは、DWUCK5[9] と、先に例にあげた TWOFNR であり、どちらも有限レンジ計算コードである。両者の大きな違いは次の通りである。

相互作用の取り扱いについては、DWUCK5 は仮定した相互作用を用いて直接積分を行なっているのに対して、TWOFNR は、式 (3.53) における、 $(E-H_0)\Phi^{(\ell_x \ell_y) L'}(x, y)$ を外部ファイルから読み込む形をとっている。

内部波動関数としては、DWUCK5 では Tang Herndon[25] による ${}^3\text{H}$ の波動関数を用いているのに対して、TWOFNR の場合は、先に述べた Sasakawa らによる ${}^3\text{H}$ の波動関数を用いている。Tang Herndon の波動関数は内部状態として S 状態しか考慮に入れていないのに対して、Sasakawa らのものは P, D 状態も考慮に入れられており、より現実的な波動関数と考えられる。

また、TWOFNR では、先に述べたように二段階過程の計算および一段階過程と二段階過程の干渉和をとることができる。

二つの計算コードの計算結果と実験値との対応は以下の通りである。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \varepsilon C^2 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{DWUCK5}}, \quad (3.69)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \varepsilon C^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{TWOFNR}}. \quad (3.70)$$

ここで、 ε は増強因子、 C はアイソスピンの Clebsh-Gordan 係数、 J_i, J_f はそれぞれターゲット、残留核のスピンの値である。

表 3.2: アイソスピンの CG 係数

T_f	C
0	$1/\sqrt{3}$
1	$1/\sqrt{2}$
2	$1/\sqrt{6}$

増強因子は、実験値と計算値との再規格化因子で、計算における仮定が全て正しければ1となるべきものである。ただし、これまでの ($^3\text{He}, n$) 反応における DWUCK5 を用いた解析では、殻模型波動関数を用いたもので $2 \leq \varepsilon \leq 10$ 程度となっている。

なお、TWOFNR では、 $\Delta S=1$ である過程の計算も可能であるが、本研究では $\Delta S=0$ の過程のみを考慮に入れた。 $\Delta S=1$ の断面積は $\Delta S=0$ の断面積に比べて3桁ないし4桁小さく、その寄与は無視できると考えられる。また、式 (3.60) における非対角補正項 $T_{fi}^{(NO)}$ についても TWOFNR で計算可能であるが、今回は正しい計算結果を得るに至らなかったため用いなかった。この項の寄与は必ずしも無視しうるとは限らない。

計算には、DWUCK5 の場合 CYRIC の SPARCstationIPX を、TWOFNR の場合、東北大学大型計算機センターの ACOS3900 を使用した。一回の計算に必要な時間は、実時間で、DWUCK5 の場合数十秒、TWOFNR の場合数時間であった。

3.2 光学ポテンシャル

DWBA 計算では、歪曲波を作り出すポテンシャルとして、通常弾性散乱の実験値を再現するような光学ポテンシャルが用いられる。光学ポテンシャルは以下の形で与えられる。

$$U(r) = V(r) + iW(r), \quad (3.71)$$

$$\begin{aligned} V(r) = & - V_0 f(r; r_0, a_0) \\ & + \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 V_{SO} (\boldsymbol{\ell} \cdot \boldsymbol{s}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r; r_{SO}, a_{SO}) \\ & + V_c(r), \end{aligned} \quad (3.72)$$

$$W(r) = -W_V f(r; r_V, a_V) + 4a_S W_S \frac{d}{dr} f(r; r_S, a_S), \quad (3.73)$$

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Zze^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & (r \leq R_c = r_c A^{1/3}), \\ \frac{Zze^2}{r} & (r > R_c). \end{cases} \quad (3.74)$$

式 (3.72) の第一項は中心力、第二項はスピン軌道結合力、第三項はクーロン力によるポテンシャルを示す。式 (3.71) の虚数項 W は核による入射粒子束の吸収を表す。物理的には入射粒子が反応を起こすことにより弾性散乱チャンネルから消失する現象に対応している。式 (3.73) の第一項は体積型の吸収、第二項は表面型の吸収を表す。

$f(r; r_i, a_i)$ には通常 Woods-Saxon 型、

$$f(r; r_i, a_i) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i}\right)} \quad (3.75)$$

が用いられる。

ここまで述べた光学ポテンシャルのパラメータ $V_0, r_0, a_0, V_{so}, r_{so}, a_{so}, W_V, r_V, a_V, W_S, r_S, a_S$ は弾性散乱の実験データを最もよく再現するように決定される。それには、以下のように定義される χ^2 を最小にするという条件でパラメータの値が探される。

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{x_{exp}(\theta_i) - x_{th}(\theta_i)}{\Delta x_{exp}(\theta_i)} \right]^2. \quad (3.76)$$

ここで、 $x_{exp}, \Delta x_{exp}, x_{th}$ はそれぞれ実験値, その誤差, 理論値を表し、 N はデータ点の数である。

しかし、ある実験データに対して、 χ^2 を最小にするようなパラメータの組は一意的に決定されない。特に問題となるのが複合粒子に見られる離散的な不定性と呼ばれるものである。これは χ^2 を極小にするような V_0 がほぼ等間隔に離散的に存在することをいう。

これは次のように解釈されている [26]。図 3.5 に示されるように、隣合う深さのポテンシャルの中にある部分波の数がちょうど半波長分だけ異なり、ポテンシャルの外側では二つの部分波はほとんど同じ振舞いをする。したがって、異なる V_0 を含むパラメータセットが同じ位相差を与え、きわめてよく似た弾性散乱の理論値を与えるのである。

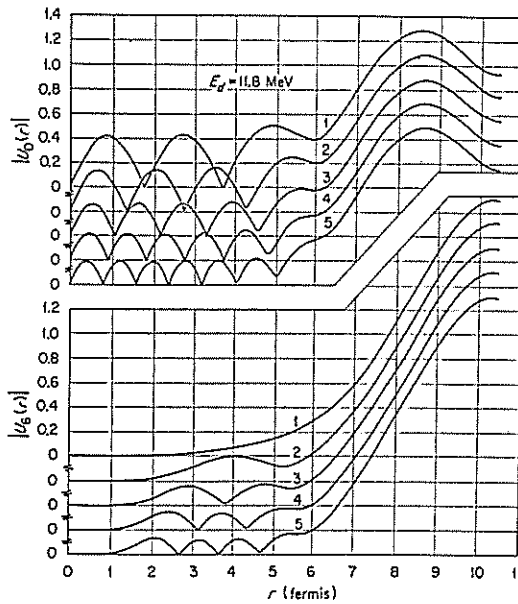


FIG. 4. Moduli of the $l=0$ and $l=6$ partial waves as a function of radius for the pure surface absorption potentials which fit the 11.8-MeV data for copper. The parameters of the potentials are given in Table I. The potentials which generated the wave functions are shown in Figs. 1 and 2.

図 3.5: 部分波の様子 ([26] より)

そこで、パラメータセットの性格を特徴づける量として、核子対当たりの中心力ポテンシャルの体積積分が用いられる [27]。これは次のように定義される量である。

$$J_R = \frac{4\pi}{A_p A_t} \int_0^\infty V_r(r) r^2 dr. \quad (3.77)$$

表 3.3: ${}^3\text{He}$ ポテンシャル : Becchetti & Greenlees の系統的セット

$V_0(\text{MeV})$	$= 151.9 - 0.17E + 50(N - Z)/A$
$r_0(\text{fm})$	$= 1.20$
$a_0(\text{fm})$	$= 0.72$
$W_v(\text{MeV})$	$= 41.7 - 0.33E + 44(N - Z)/A$
$r_v(\text{fm})$	$= 1.40$
$a_v(\text{fm})$	$= 0.88$
$V_{so}(\text{MeV})$	$= 2.5$
r_{so}	$= r_0$
a_{so}	$= a_0$
$r_c(\text{fm})$	$= 1.3$

3.2.1 ${}^3\text{He}$ の光学ポテンシャル

${}^3\text{He}$ の光学ポテンシャルの研究は陽子, 重陽子などに関する研究に比べて少なく、離散的不定性の問題も解決されていない。fp 殻領域の核に対しては $E_{3\text{He}} \sim 30\text{MeV}$ 程度で、 $J_R \sim 440\text{MeVfm}^3$ と $J_R \sim 330\text{MeVfm}^3$ の二種類の family が得られることが知られている [28][29]。

本研究では ${}^3\text{He}$ ポテンシャルとして Becchetti & Greenlees の系統的セット [30] を用いている。このセットは $J_R \sim 440\text{MeVfm}^3$ の family に属しており、一般に二核子移行反応の解析においては深いポテンシャルの方が角度分布をよく再現することが知られている。

Becchetti & Greenlees の系統的セットの適用範囲は、 $A > 40, E_{3\text{He}} < 40\text{MeV}$ であり、本研究に用いる場合、質量数について大きく逸脱している。しかし、Abe らによる、入射エネルギー $23,45\text{MeV}$ における ${}^{26}\text{Mg}({}^3\text{He}, n)$ 反応 [31] および入射エネルギー 45.5MeV における ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, n)$ 反応 [32] の解析において用いられており、よい再現性を得ていることから、本研究における解析に対しても使用した。

パラメータセットは表 3.3の通りである。

3.2.2 中性子光学ポテンシャル

中性子光学ポテンシャルについては Watson らの核子ポテンシャル [33] を使用した。Watson らのポテンシャルは適用範囲が p 殻核, $10\text{MeV} < E_n < 50\text{MeV}$ である。

Watson らのポテンシャルのパラメータの定義は、スピン軌道ポテンシャルが式 (3.72)

表 3.4: 中性子ポテンシャル : Watson らの系統的セット

$V_0(\text{MeV})$	$=$	$60.0 - 0.3E + 27(N - Z)/A$	
$r_0(\text{fm})$	$=$	$r_v = r_s = r_{so} = 1.15 - 0.001E$	
$a_0(\text{fm})$	$=$	$a_{so} = 0.57$	
$a_v(\text{fm})$	$=$	$a_s = 0.50$	
$W_v(\text{MeV})$	$=$	0	$E < 32.7$
		$1.15(E - 32.7)$	$32.7 \leq E \leq 39.3$
		7.5	$39.3 < E$
$W_s(\text{MeV})$	$=$	$0.64E$	$E < 13.8$
		$9.6 - 0.06E$	$13.8 \leq E$
$V_{so}(\text{MeV})$	$=$	5.5	

に与えられているものと異なり、

$$V_{so}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 V_{so}(\boldsymbol{\ell} \cdot \boldsymbol{s}) \frac{1}{R_{so}} \frac{d}{dr} f(r; r_{so}, a_{so}) \quad (3.78)$$

で与えられる。これは $1/r$ の項を $1/(r_{so}A^{1/3})$ で置き換えることにより、軽い核に対してスピン軌道ポテンシャルが核表面近傍でのみ効くようにしたものである。

ただし、本研究では TWOFNR の場合、Watson 型のスピン軌道ポテンシャルを扱えないため、Thomas 型で代用している。DWUCK5 において Watson 型を用いた場合と Thomas 型を用いた場合の違いは角度分布の形状および絶対値に対してほとんどなかったため問題はないものと思われる。

パラメータセットは表 3.4 の通りである。

3.3 殻模型波動関数

A 個の核子からなる原子核の波動関数 $\Psi(1, 2, \dots, A)$ は次の A 体 Schrödinger 方程式を解くことによって得られる。

$$H\Psi(1, 2, \dots, A) = E\Psi(1, 2, \dots, A). \quad (3.79)$$

ここで、ハミルトニアン H は、

$$H = \sum_{k=1}^A T(k) + \sum_{1=k<\ell}^A W(k, \ell) \quad (3.80)$$

のように、運動エネルギーの項 $T(k)$ と二体の相互作用 $W(k, \ell)$ からなっていると考える。

ここで、一体ポテンシャル $U(k)$ を導入する。つまり個々の核子はその他の核子の作る平均場の中を運動すると考える。すると式 (3.80) は、

$$H = H_0 + H_1, \quad (3.81)$$

$$H_0 = \sum_{k=1}^A \{T(k) + U(k)\}, \quad (3.82)$$

$$H_1 = \sum_{1=k<\ell}^A W(k, \ell) - \sum_{k=1}^A U(k) \quad (3.83)$$

と書き換えられる。この $U(k)$ を H_1 の期待値が小さくなるようにとり、 H_1 を摂動として扱うことにより近似解を得ることができる。

一体ポテンシャル U は理論的には Hartree-Fock の理論から得られるがそれは非常に困難であるため、通常 Woods-Saxon 型もしくは調和振動子型が用いられる。

H_0 の固有値を ϕ_m , 固有ベクトルを E_m とすると、

$$H_0|\phi_m\rangle = E_m|\phi_m\rangle \quad (3.84)$$

が成り立つ。 H の固有ベクトル $|\Psi_p\rangle$ は $|\phi_m\rangle$ で展開される。よって、

$$H|\Psi_p\rangle = E_p|\Psi_p\rangle, \quad (3.85)$$

$$|\Psi_p\rangle = \sum_{m=1}^{\infty} a_{mp}|\phi_m\rangle. \quad (3.86)$$

式 (3.86) を式 (3.85) に代入して、

$$(H_0 + H_1) \sum_m a_{mp}|\phi_m\rangle = E_p \sum_m a_{mp}|\phi_m\rangle. \quad (3.87)$$

左から $\langle \phi_n |$ を掛けると、

$$\sum_m \langle \phi_n | H_0 + H_1 | \phi_m \rangle a_{mp} = E_p a_{np}. \quad (3.88)$$

ここで、

$$\langle \phi_n | H_0 + H_1 | \phi_m \rangle = E_m \delta_{nm} + H'_{nm} \equiv H_{nm} \quad (3.89)$$

とおくと、式(3.88)は、

$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} & \cdots & H_{1l} & \cdots \\ H_{21} & H_{22} & \cdots & H_{2l} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \\ H_{l1} & H_{l2} & \cdots & H_{ll} & \cdots \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{1p} \\ a_{2p} \\ \vdots \\ a_{lp} \\ \vdots \end{pmatrix} = E_p \begin{pmatrix} a_{1p} \\ a_{2p} \\ \vdots \\ a_{lp} \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (3.90)$$

となる。この方程式を解くことにより H のエネルギー固有値 E_p と固有ベクトルが求められるわけであるが、このままでは無限次元行列のため解くことができない。そのため実際には模型空間を限定して計算を行なう。

具体的には、不活性な閉核配位の core の外に active な軌道をいくつか考える。

ここで、 A 個の核子が $(A-n)$ 個の core と active な軌道にいる n 個の核子に分けられるとする。ラベル $1, 2, \dots, n$ は active な核子を、ラベル $n+1, n+2, \dots, A$ は core を構成する核子を表すものとする。

$$H = H_{\text{core}} + H_{\text{valence}}, \quad (3.91)$$

$$H_{\text{core}} = \sum_{k=n+1}^A \{T(k) + U(k)\} + \left\{ \sum_{n+1=k<\ell}^A W(k, \ell) - \sum_{k=n+1}^A U(k) \right\}, \quad (3.92)$$

$$H_{\text{valence}} = \sum_{k=1}^n \{T(k) + U(k)\} + \left\{ \sum_{k=1}^n \sum_{\ell=n+1}^A W(k, \ell) + \sum_{1=i<j}^n W(i, j) - \sum_{k=1}^n U(k) \right\}. \quad (3.93)$$

ここで、 H_{valence} の第二項を、改めて二体の残留相互作用で書けるものとする、

$$H_{\text{valence}} = \sum_{k=1}^n H_{\text{sp}}(k) + \sum_{1=k<\ell}^n V(k, \ell) \quad (3.94)$$

と表すことができ、結局 H は、

$$H = H_{\text{core}} + \sum_{k=1}^n H_{\text{sp}}(k) + \sum_{1=k<\ell}^n V(k, \ell) \quad (3.95)$$

と表すことができる。core は不活性なので H_{core} の期待値は常に定数である。第二項は一粒子エネルギー、第三項は二体の残留相互作用の項である。

殻模型波動関数を求めるためには、一粒子エネルギーと二体の残留相互作用に対する行列要素が必要となる。行列要素を求める方法としては、核子間相互作用から組み立てる方法や実験値を再現するようにフィットを行なう方法などがある。

3.3.1 Wildenthal の有効相互作用 [34]

本研究では Wildenthal の求めた相互作用を用いて波動関数を計算している。この相互作用は、core を ^{16}O 、模型空間としては sd 殻全体、すなわち活性な軌道として、 $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ をとったものであり、sd 殻核に対する 440 個の実験データへの best fit として得られたものである。行列要素に質量数依存性を取り入れることにより、sd 殻全体という広い模型空間に適用できるものとなっている。

これは $A=18$ の核に対する 28 個の対角二体行列要素, 35 個の非対角二体行列要素, および 3 個の一粒子エネルギーからなり、 A 依存性は $(18/A)^{0.3}$ で与えられている。

Wildenthal の有効相互作用は sd 殻核の低励起状態の準位などをよく再現しており、sd 殻核に対する相互作用としては最も信頼できるとされている。

3.3.2 移行二陽子の分光学的振幅

殻模型波動関数から、分光学的振幅は次のように与えられる。

$$S^{\frac{1}{2}}(\alpha_1\alpha_2; JT) = \binom{n}{2}^{\frac{1}{2}} \langle [\phi_A^{J_A T_A} \phi_{j_1 j_2}^{JT}]^{J_B T_B} | \phi_b^{J_B T_B} \rangle. \quad (3.96)$$

ここで、 $\phi_A^{J_A T_A}$ はスピンおよびアイソスピンがそれぞれ J_A, T_A である始状態の波動関数、 $\phi_{j_1 j_2}^{JT}$ は軌道 j_1 と j_2 に入った二核子が J, T に結合した状態の波動関数、 $\phi_b^{J_B T_B}$ は J_B, T_B である終状態の波動関数である。つまり、分光学的振幅は始状態と二核子が全体で J_B, T_B に組んだ状態と終状態の重なりに、 n 個の殻外核子の中から二つを選び出す組合せの数による係数が掛けられたものである。

本研究における殻模型計算は計算コード OXBASH[35] によって行なった。OXBASH では、目的とする質量領域に応じて模型空間および相互作用を選択し、波動関数を求めることができる。また求めた波動関数を用いて分光学的振幅等を計算することができる。計算には東北大学サイクロトロンラジオアイソトープセンターの VAX4000-300 を用いた。

第 4 章

解析結果および議論

4.1 移行軌道角運動量の同定

本実験で観測された準位は表 4.1 の通りである。Evers らの、入射エネルギー 18MeV における ($^3\text{He}, n$) 反応の解析結果 [8] を同時に示すとともに Ajzenberg-selove の Compilation [36] との対応付けが可能なものについてはそのデータも掲げてある。

ΔL の同定の際には、DWUCK5 による DWBA 計算には、正パリティの準位に対して $(1d_{5/2})^2$ 配位、負パリティの準位に対して $(1d_{5/2}1f_{7/2})$ の純粋配位を仮定した。DWBA 計算で得られる角度分布は配位によらずほぼ同一であるが、その絶対値については配位に大きく依存する。そのため、次節以降で行なうような絶対値に関する議論では、配位混合を考慮に入れることが必要であるが、 ΔL の同定は純粋配位を用いた計算においても可能である。

励起エネルギー 8MeV 以下の 5 本の準位は独立ピークであり、 J^π もよく知られている。基底状態、4.25MeV の 4^+ 準位、7.16MeV の 3^- 準位については実験値をよく再現している。

1.63MeV の 2^+ 準位についてもよく再現しているが、最前方の角度分布の傾向が DWBA 計算で再現されていない。これは (p,t) 反応における $L=2$ の角度分布にもしばしば見られる現象であり、また ($^3\text{He}, n$) 反応においても Alford らの ^{22}Mg の $L=2$ の角度分布でこのような傾向が出ている [37]。

5.62MeV の準位については 1^- と仮定した DWBA 計算結果が前方で大きく落ち込んでおり、実験を全く再現していない。これは $^{16}\text{O}(^3\text{He}, n)$ 反応における解析 [10] と同じ傾向であるが、より顕著である。しかし、実験データから、この準位の第一極小点が 17.5° 付近であり、 0_1^+ 準位と 2_1^+ 準位の極小点の間にあることからこの準位は 1^- であると考えられる。 1^- の準位に限って DWBA 計算の結果が異常であるこ

表 4.1: 観測された準位

Present		Ajzenberg-selove[36]		Evers et.al.[8]	
$E_x(\text{MeV})$	J^π	$E_x(\text{MeV})$	J^π	$E_x(\text{MeV})$	J^π
0.00	0^+	0.0	0^+	0.0	0^+
1.61	2^+	1.6337	2^+	1.65	2^+
4.24	4^+	4.2477	4^+	4.21	4^+
5.68	1^-	5.6214	1^-	5.71	1^-
		6.725	0^+	6.72	0^+
7.17	3^-	7.1563	3^-	7.15	3^-
8.52*	4^+			(8.74)	
9.08*	1^-				
10.14	$2^+; 1$	10.274	$2^+; 1$	10.24	$2^+; 1$
10.67*	4^+			10.83	
11.17					
				11.48	(0^+)
12.23	$2^+; 1$	12.221	$2^+; 1$	12.21	$2^+; 1$
12.86	$(2^+, 4^+)$				
13.59	$(2^+, 4^+)$			13.57	(2^+)
14.01	$(3^-, 4^+)$			13.93	(2^+)
14.57					
15.00				(15.1)	
15.58	$(3^-, 4^+)$			15.52	$(2^+; 1)$
16.09	$(2^+, 3^-)$			16.01	$(2^+; 1)$
16.76*	$0^+; 2$	16.732	$0^+; 2$	16.73	$0^+; 2$
17.69				17.55	$(2^+; 1)$
				17.91	(0^+)
18.37	$2^+; 2$	18.430	$2^+; 2$		
19.33				19.33	
19.88	$(2^+, 3^-)$				
20.75					
21.60					
22.36	$(2^+, 3^-)$				
22.95					

* 今回新たに J^π の同定を行なった準位

との原因は不明である。ただし 1p-shell との組合せを仮定した場合には角度分布は前方ピークとなる。参考のため ($1p_{1/2}2s_{1/2}$) 配位を仮定した場合の角度分布を点線で示す。

8.52MeV と 9.08MeV の準位については、Evers らが、8.74MeV に観測した準位に対応するものと思われる。彼らは、このピークは角度によって幅および位置が変化すると述べており、今回の解析では二つのピークに分離を行なった。8.52MeV の準位については DWBA 計算との比較から 4^+ と同定した。しかしこれまでこの付近に 4^+ 準位は報告されていない。9.08MeV の準位は、5.62MeV の準位に角度分布が似ており、また $0^+, 2^+$ と形が異なることから経験的に 1^- と同定した。

10.27, 12.22MeV の準位については 2^+ 準位であることが既に確定しており、本研究においても 10.14, 12.23MeV のピークは DWBA 計算との比較から 2^+ 準位であると思われる。また、Evers らはアナログ状態および殻模型計算との比較からこれらの二つの準位を $T=1$ の $2_1^+, 2_2^+$ としている。本研究でも彼らの結果を採用する。

10.67MeV の準位はこれまで ($^3\text{He}, n$) 反応で報告されていない準位である。DWBA 計算との比較より 4^+ と同定した。11.17MeV の準位はその角度分布から、 0^+ もしくは 1^- の可能性が考えられるが、ばらつきが大きいため候補としてはあげない。12.86MeV の準位もこれまで報告されていないものである。統計が悪いため同定が困難であり今回候補として ($2^+, 4^+$) をあげる。

13.59, 14.01, 15.58, 16.09MeV の準位は Evers らが 2^+ と同定している準位であるが、彼らは 3^- の可能性があるとも述べている。後方の測定点がないことと統計が十分でないことから、この領域では $2^+, 3^-, 4^+$ の区別がつきにくく、今回これらの準位について、13.59MeV に対して ($2^+, 4^+$)、14.01, 15.58MeV に対して ($3^-, 4^+$)、16.09MeV に対して ($2^+, 3^-$) の候補をあげる。

16.73MeV の準位は、最初の $T=2$ の 0^+ 準位である。今回の実験結果も明らかに 0^+ の角度分布を示している。基底状態転移と同程度の断面積であり、強く励起されている。18.37MeV の準位は $T=2$ の 2_1^+ 準位と同定した。DWBA 計算との比較では 3^- である可能性もあるが、この励起エネルギー近傍で報告されている低スピンの準位は 18.43MeV の $T=2$ の 2_1^+ 準位のみであること、断面積が 1.63MeV の 2^+ 準位と同程度と強く励起されていることから同定を行なった。また、最前方で断面積が増大する傾向が見られるが、これも Alford らの ^{34}Ar の 2_1^+ 準位に見られるものと同様である。

17.69MeV の準位は全体の形としては 0^+ に似ているものの、データが欠けている角度もあり同定は行なわない。19.33MeV の準位は比較的后方まで断面積がほぼ一定で周囲の準位とは異なる角度分布をしているように見えるが、ばらつきが大きく

候補をあげるには至らなかった。19.88, 22.36MeV の準位は同じ角度分布をしており、 $(2^+, 3^-)$ の候補をあげる。14.57, 15.0, 20.75, 21.59, 22.95MeV の準位については統計が悪いものの複数の角度にピークが見られることから ^{20}Ne の準位であると考えられる。

以上合計 27 本の準位を観測した。これらのうち 11 本については $(^3\text{He}, n)$ 反応においては初めて観測した準位である。特に励起エネルギー 19MeV 以上ではこれまで高スピン状態しか報告されていない。また $T=2$ の 2_1^+ 準位を含む 4 個の準位について新たに J^π の同定を行ない、7 個の準位について J^π の候補をあげた。

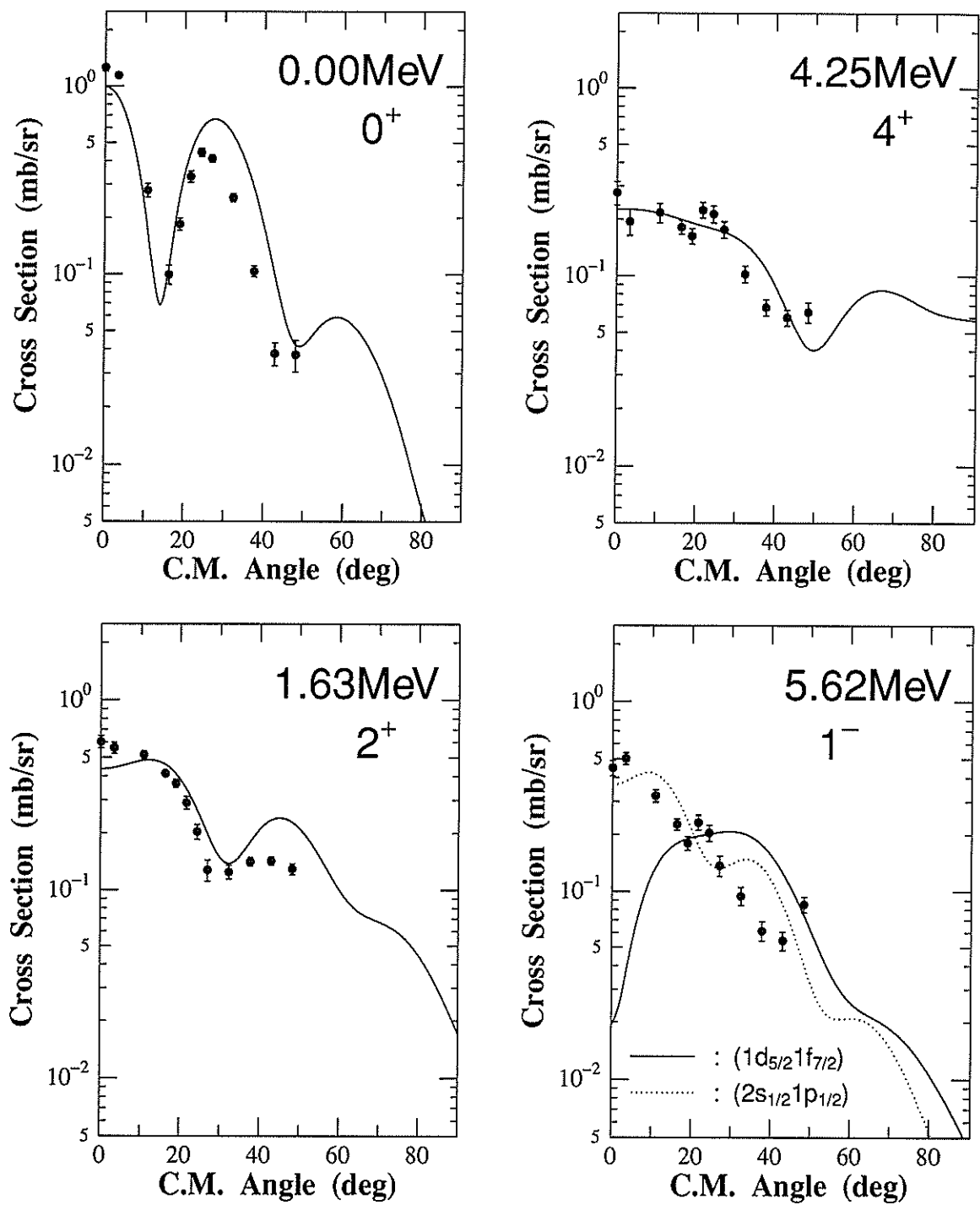


図 4.1: 得られた角度分布と DWUCK5 による計算値

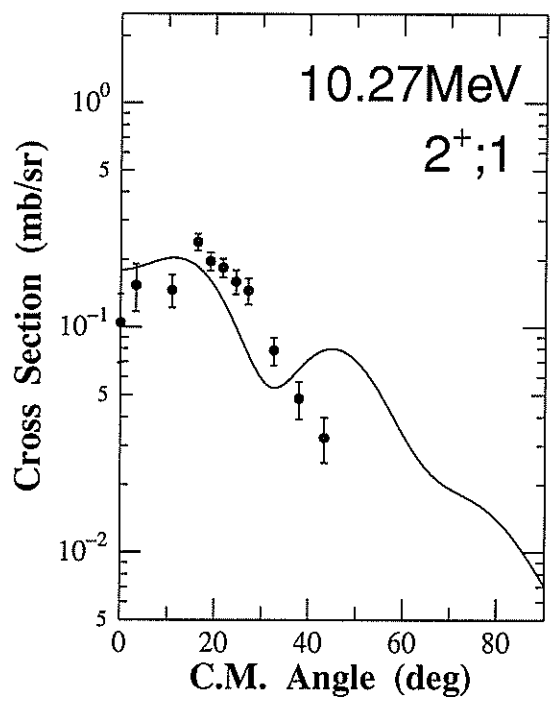
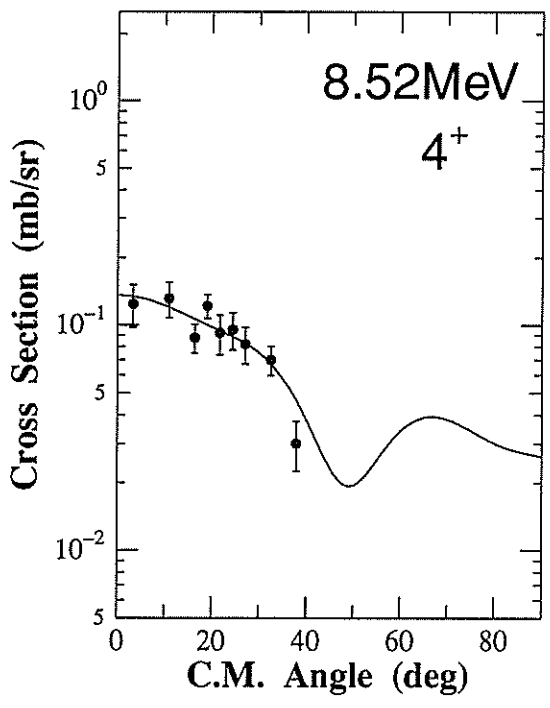
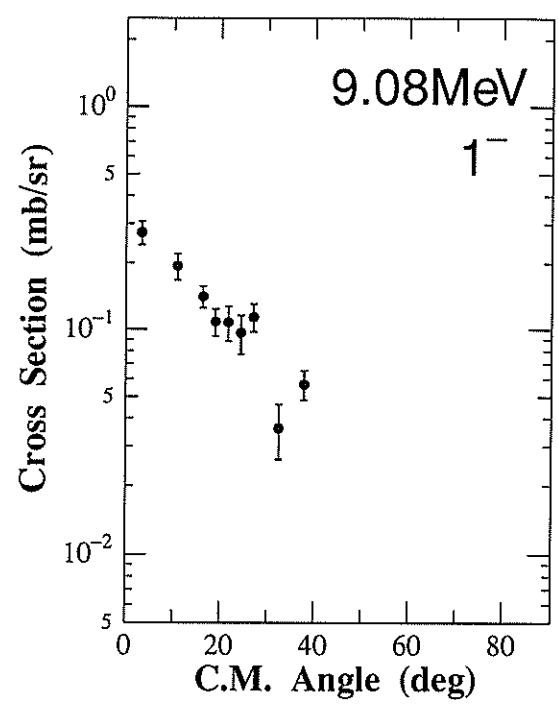
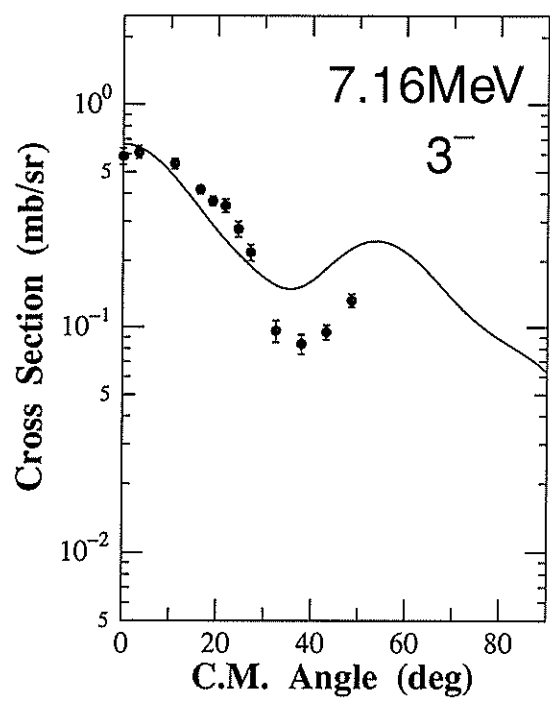


图 4.1-Continued

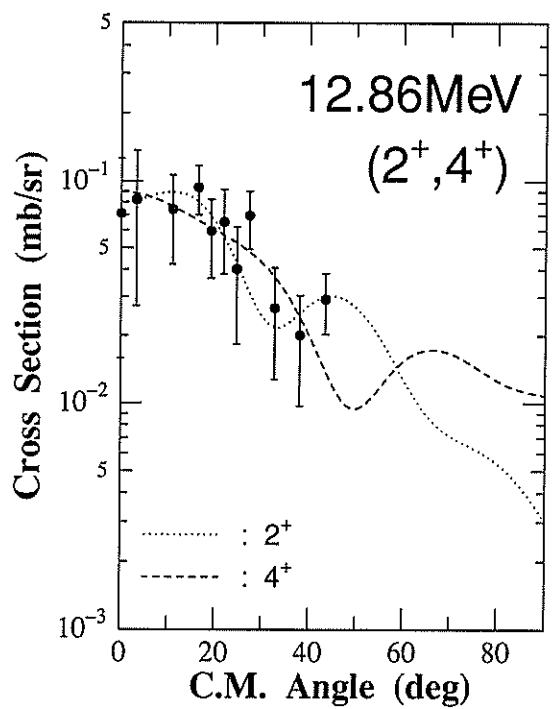
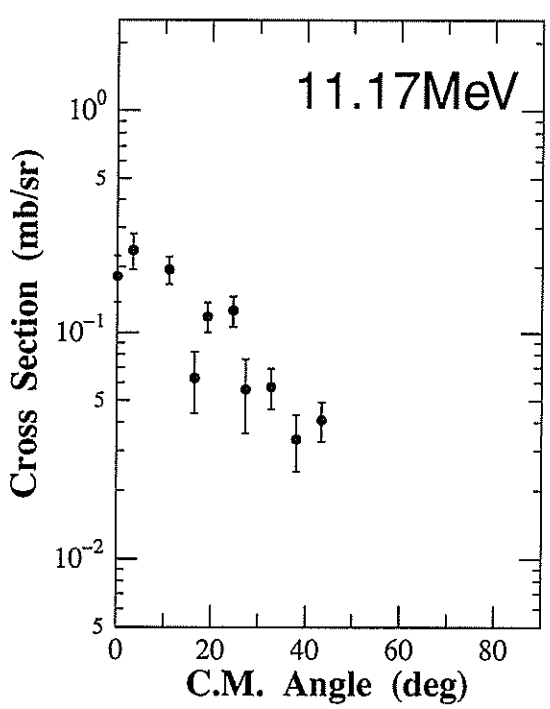
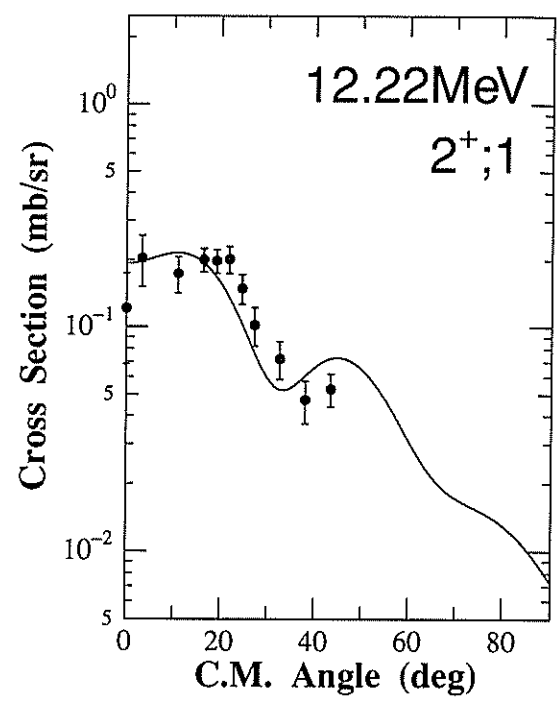
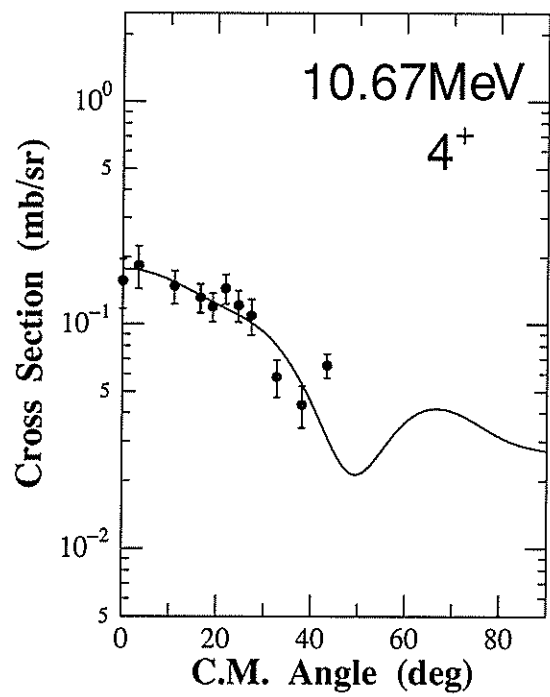


图 4.1-Continued

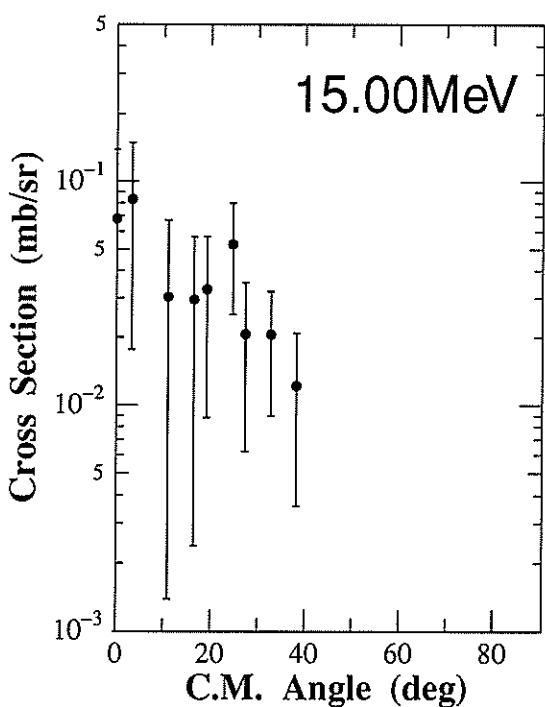
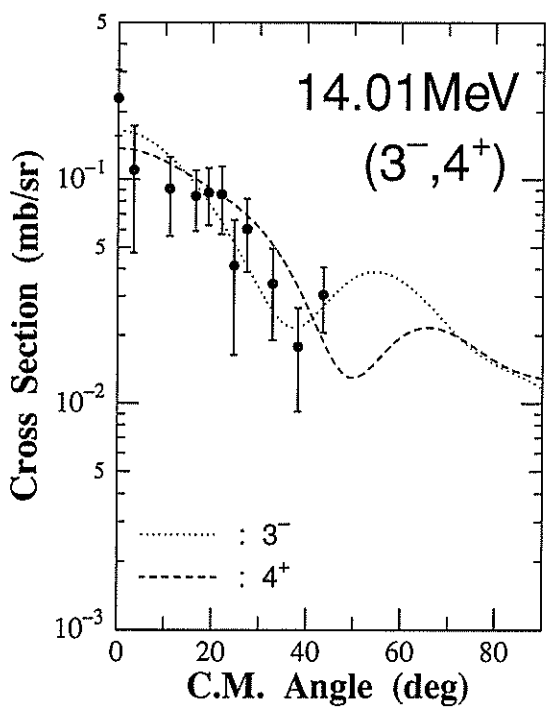
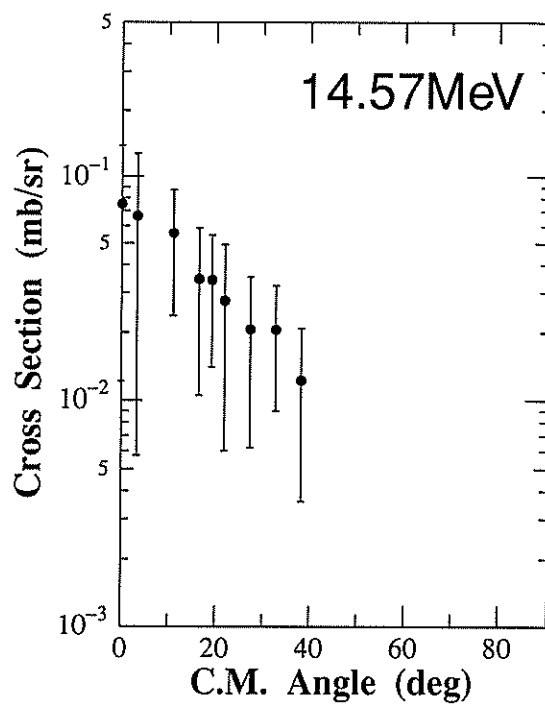
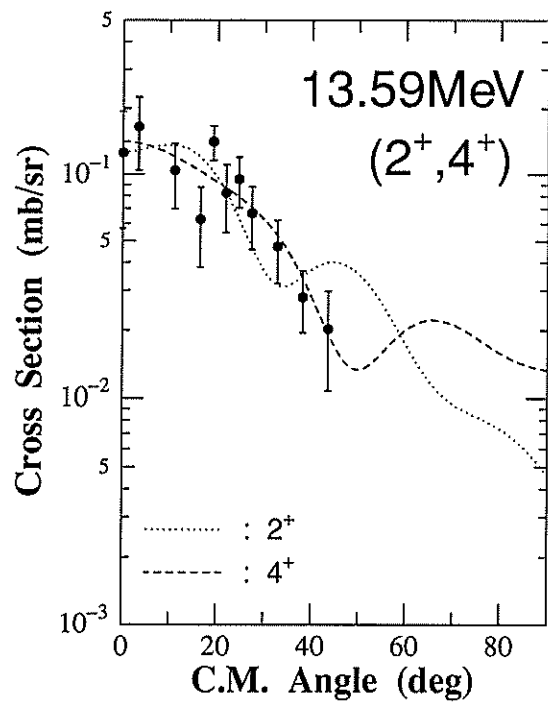


图 4.1-Continued

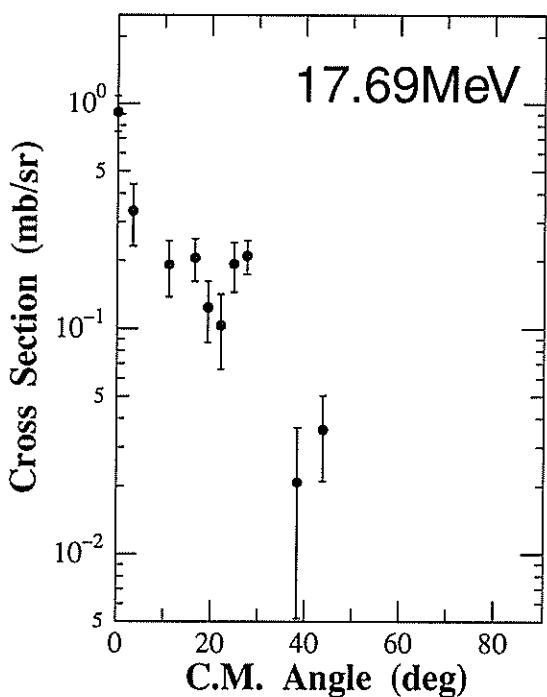
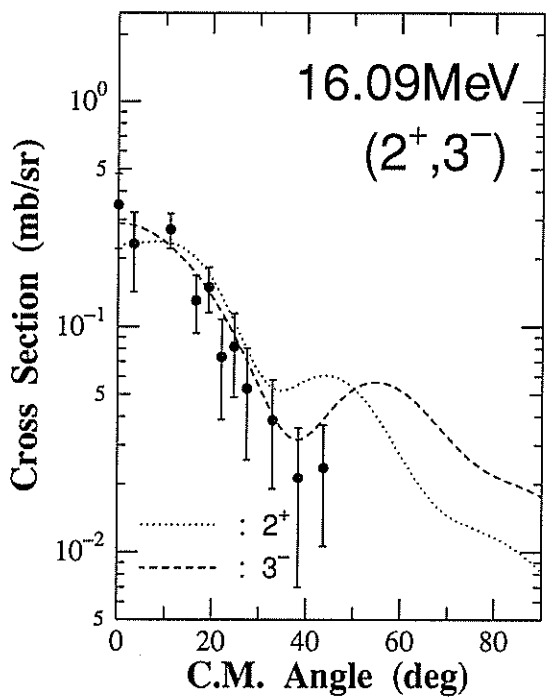
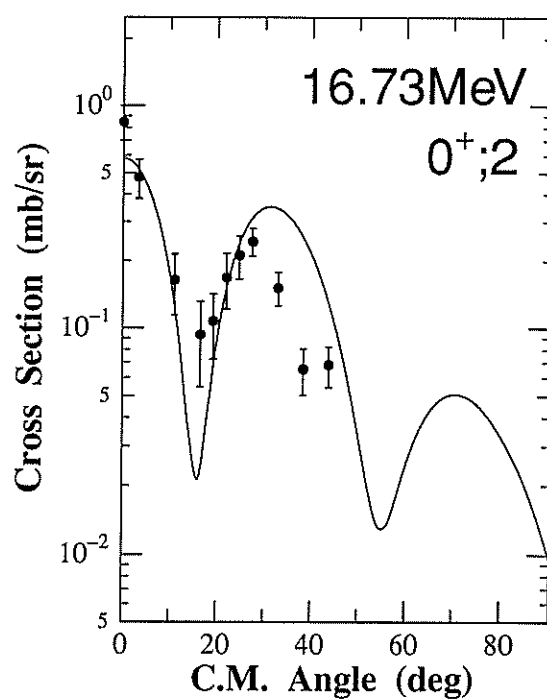
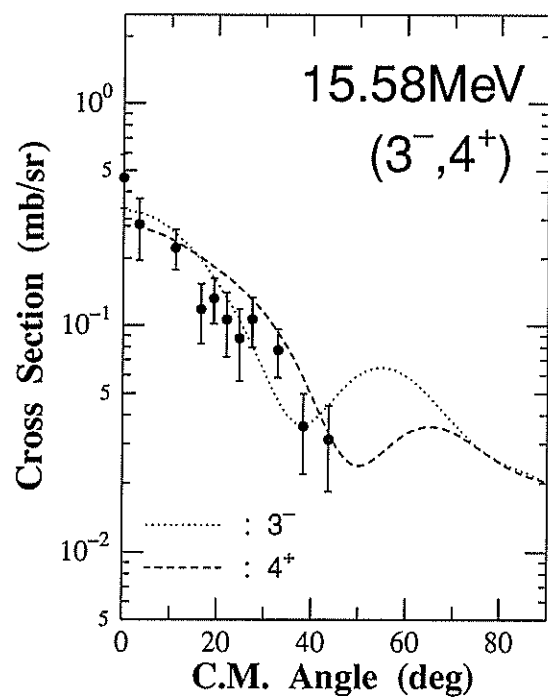


图 4.1-Continued

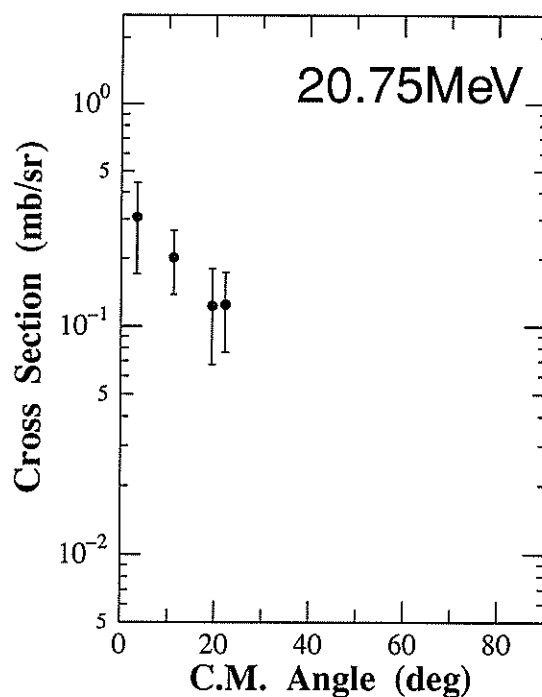
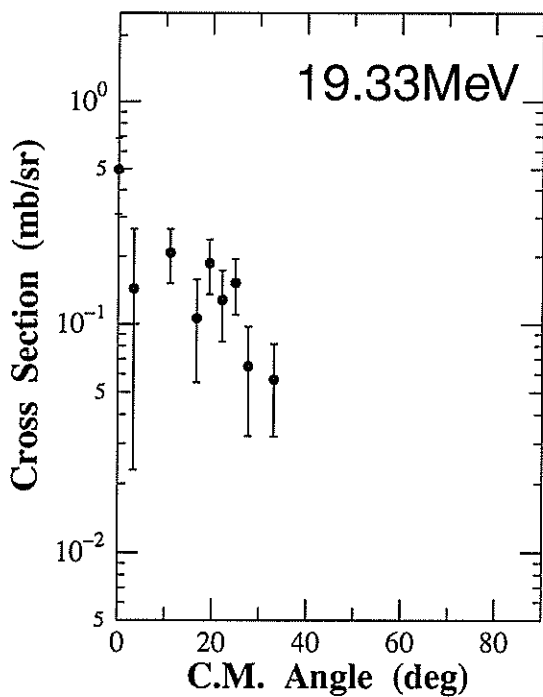
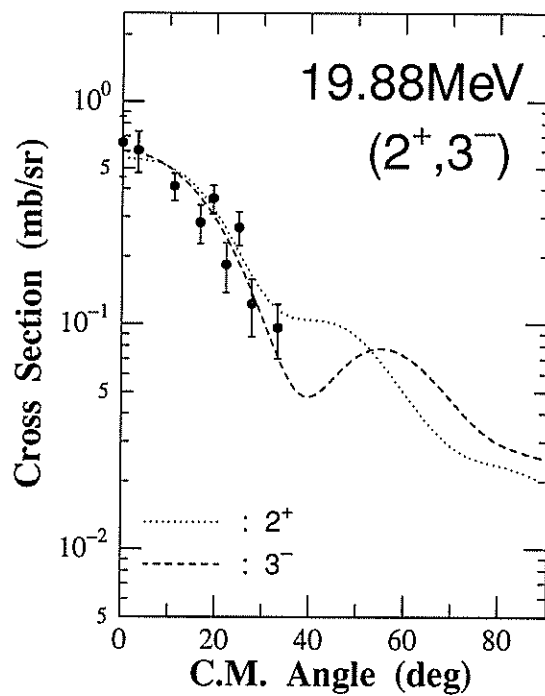
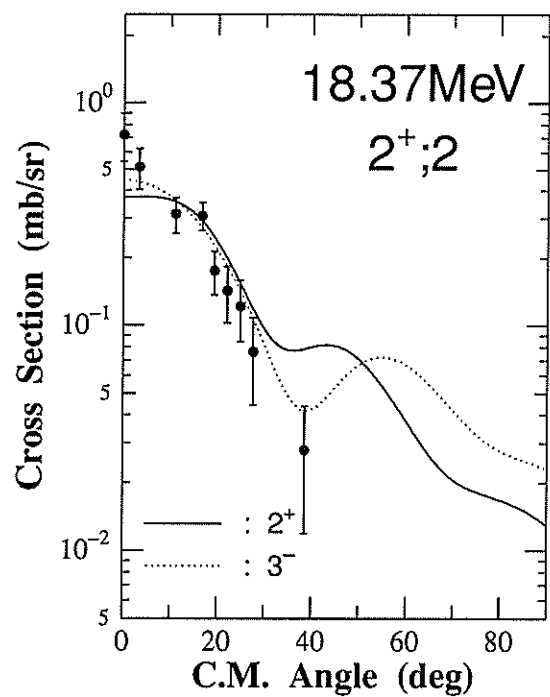


图 4.1-Continued

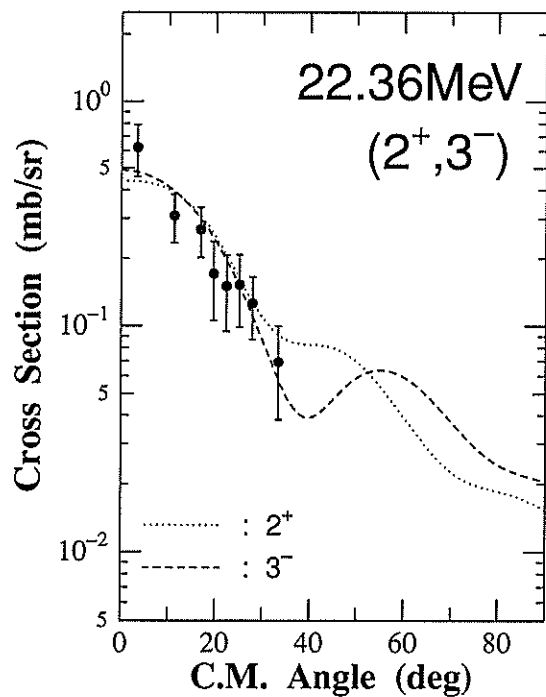
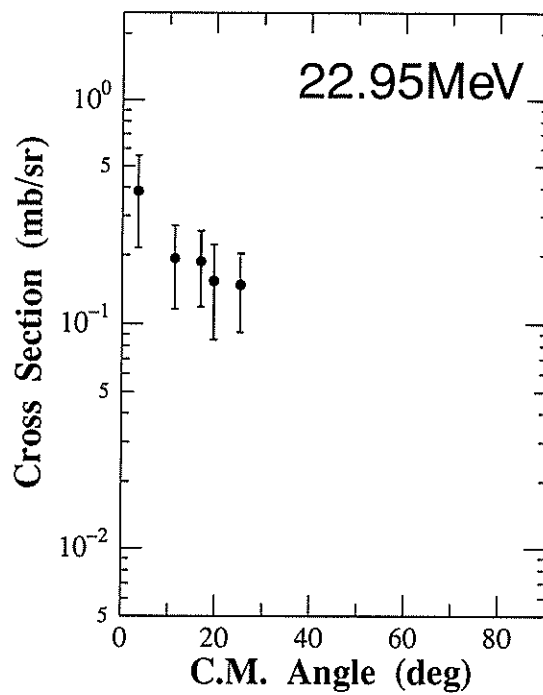
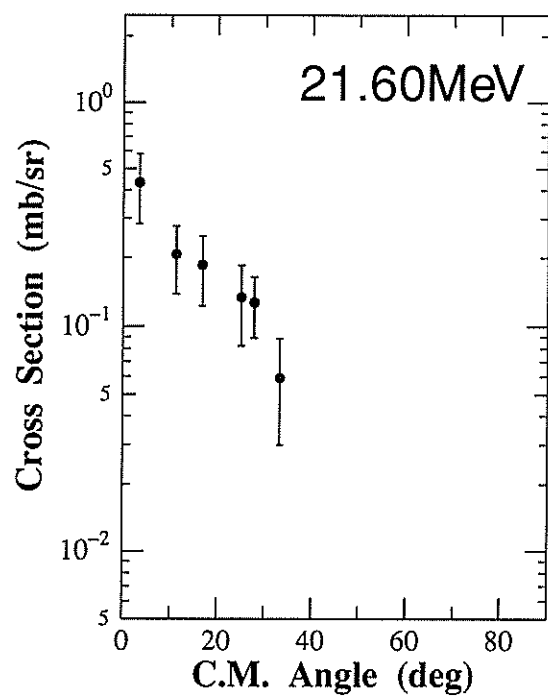


图 4.1-Continued

4.2 回転バンドの描像との比較

^{20}Ne は変形核として知られており、その回転バンドの性質は詳しく調べられている。そこで今回の結果と回転バンドの描像との比較を行なってみる。図 4.2 に ^{20}Ne の回転バンドの図を示す。 ^{18}O の基底状態は $(sd)^2$ 配位が主であるので、 $(^3\text{He}, n)$ 反応では $(sd)^4$, $(sd)^3(fp)^1$ という配位を持つバンドが強く励起されると考えられる。

今回観測した準位の中で回転バンドに属しているものは、励起エネルギー 8MeV 以下の 5 本のピークであり、特に強く励起されている。これらのうち正パリティ準位は $(sd)^4$ 配位を持つ $K^\pi = 0_1^+$ バンドに、負パリティ準位は $(sd)^3(fp)^1$ 配位を持つ $K^\pi = 0^-$ バンドに属しており、回転バンドの描像と矛盾しない実験結果となっている。

ところが $K^\pi = 0_1^+$ バンドと同じ $(sd)^4$ 配位を持つ $K^\pi = 0_2^+$ バンドは、今回の実験の範囲内では見つかっていない。一核子移行反応の場合にはどちらのバンドも同程度の断面積を持っている [38] のと対照的である。この結果を Wildenthal の波動関数を用いた DWBA 計算と比較してみる。使用した分光学的振幅は次節の表 4.3 に示してある。計算結果によると、 0_2^+ バンドは 0_1^+ バンドに比べて断面積がかなり小さくなっており、本実験で観測されていないという結果を説明することができる。この結果は二核子移行反応の断面積が波動関数に大きく依存して観測されることを示す一例である。

4.97MeV の 2^- 準位をバンドヘッドとする $K^\pi = 2^-$ バンドは $p^{-1}(sd)^5$ 配位である。このバンドのアンナチュラルパリティ準位は $S=0$ に組んだ陽子対移行では励起できない。本実験でも 4.97MeV にピークは観測されておらず、 $\Delta S=0$ の直接反応が主要であることがわかる。

その他の回転バンドについては、 0_3^+ バンドが $(1p)^{-4}(sd)^8$ 配位、 0_4^+ バンドが $(fp)^4$ 配位となっている。また $1^-, 0_{5,6,7}^+$ バンドはピックアップ反応もしくは $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha)$ の共鳴などで観測されており、空孔状態が主と考えられる。これらは、 $(^3\text{He}, n)$ 反応では励起することができないと考えられ、本実験でも観測されていない。

表 4.2: $K^\pi = 0_1^+, 0_2^+$ バンドに対する断面積の計算値

K^π	J^π	0° での計算値 (mb/st)	$K^\pi = 0_1^+$ との比
0_1^+	0^+	1.17×10^{-1}	
	2^+	1.50×10^{-1}	
	4^+	5.61×10^{-2}	
0_2^+	0^+	1.35×10^{-2}	1/8.6
	2^+	2.08×10^{-3}	1/72
	4^+	2.35×10^{-2}	1/2.4

4.3 殻模型波動関数を用いた DWUCK5 における計算との比較

4.3.1 殻模型計算結果

Wildenthal の相互作用から計算コード OXBASH を用いて求めた ^{20}Ne のエネルギー準位を図 4.3 に示す。ここでは $0^+, 2^+, 4^+$ 準位のうち、実験値との対応付けがなされているもののみを示してある。実験値については Ajzenberg-Selove の Compilation より引用した。また本研究で観測された準位については太線で示してある。図に示してある通り、きわめてよくエネルギー準位を再現している。

^{18}O および ^{20}Ne の波動関数から得られた移行二陽子の分光学的振幅を表 4.3 に示す。

4.3.2 DWBA 計算結果と増強因子

殻模型波動関数を用いた DWBA 計算結果を図 4.4 に示す。計算結果は実験値に規格化してある。得られた増強因子を図 4.5 に示す。また、過去に行なわれた $^{16}\text{O}, ^{40,42,44}\text{Ca}$ ($^3\text{He}, n$) 反応における増強因子 [10][11] ととともに表 4.4 に示す。

これらのデータから、まず 0^+ の準位の増強因子が他の準位に比べて大きくなっていることがわかる。また、 $T=T_{\min}$ の準位に対しては $2\sim 4$ 、 ^{20}Ne の $T=1, 2$ の準位に対しては $4\sim 7$ という値が得られている。これまでに得られた増強因子の全平均をとると、 5.1 という値が得られる。また、 0^+ 準位のみの平均では 7.6 、 $2^+, 4^+$ 準位のみの平均では 2.7 という増強因子が得られる。

まだデータが十分ではないもののこれまでに得られた系統性から、DWUCK5 による、殻模型波動関数を用いた一段階過程有限レンジ計算では、 0^+ 準位に対して $\varepsilon \sim 8$ 、 $2^+, 4^+$ 準位に対しては $\varepsilon \sim 3$ という増強因子が標準的な値であると言えることができる。 0^+ 準位に対してのみ増強因子が大きいこと、すなわち計算値が小さく出ることについての原因は今のところ不明である。

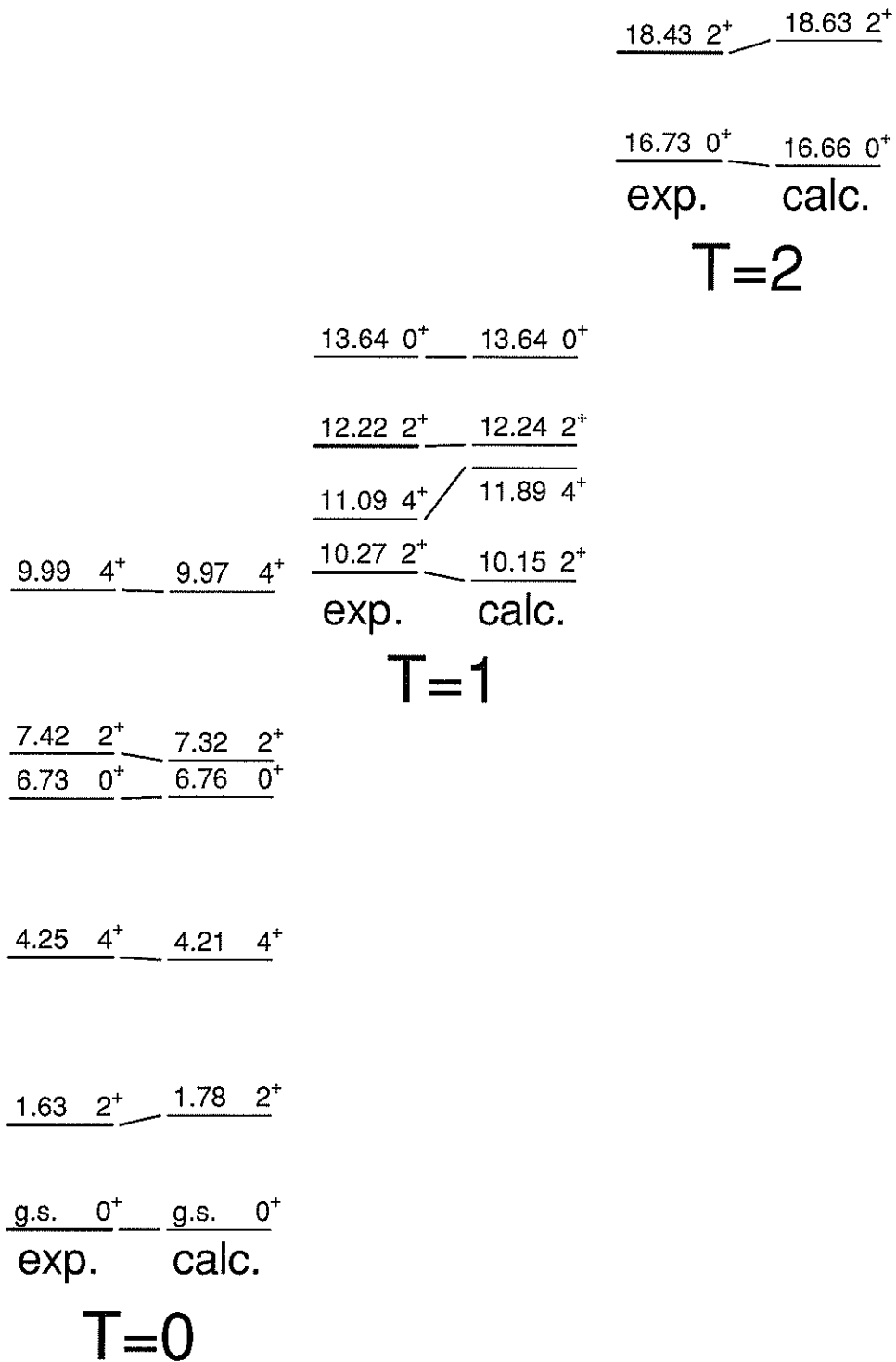


図 4.3: ²⁰Ne のエネルギー準位の殻模型計算値と実験値の対応

表 4.3: 移行二陽子の分光学的振幅

$E_x(\text{MeV})$	$J^\pi; T$	$(2s_{\frac{1}{2}})^2$	$2s_{\frac{1}{2}}1d_{\frac{3}{2}}$	$2s_{\frac{1}{2}}1d_{\frac{5}{2}}$	$(1d_{\frac{3}{2}})^2$	$1d_{\frac{3}{2}}1d_{\frac{5}{2}}$	$(1d_{\frac{5}{2}})^2$
0.00	$0_1^+; 0$	-0.53287			-0.34804		-0.90265
1.78	$2_1^+; 0$		0.32472	0.63998	0.14953	0.17485	0.51034
4.21	$4_1^+; 0$					-0.53791	-0.56369
6.76	$0_2^+; 0$	0.65860			-0.17640		-0.70026
7.32	$2_2^+; 0$		-0.15598	-0.41710	0.15592	0.10162	0.81535
9.97	$4_2^+; 0$					-0.37565	0.00908
10.15	$2_1^+; 1$		0.08201	0.03029	0.01575	-0.23655	0.70204
12.24	$2_2^+; 1$		0.12215	-0.49679	-0.06891	0.08110	0.03995
16.66	$0_1^+; 2$	-0.34624			-0.30268		-1.09342
18.63	$2_1^+; 2$		0.12954	0.29088	0.07793	0.15805	0.49557

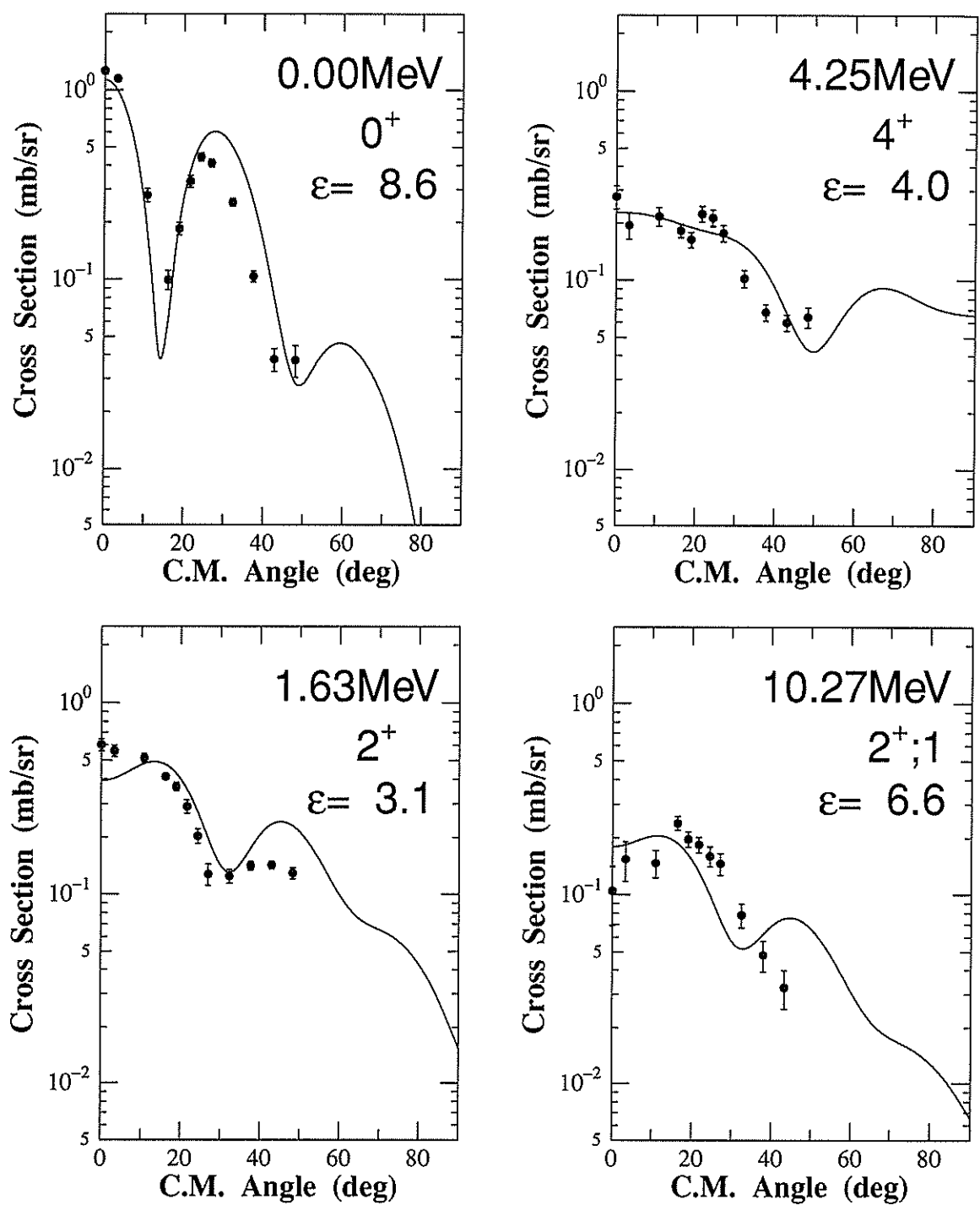


図 4.4: 殻模型波動関数を用いた DWUCK5 による計算結果

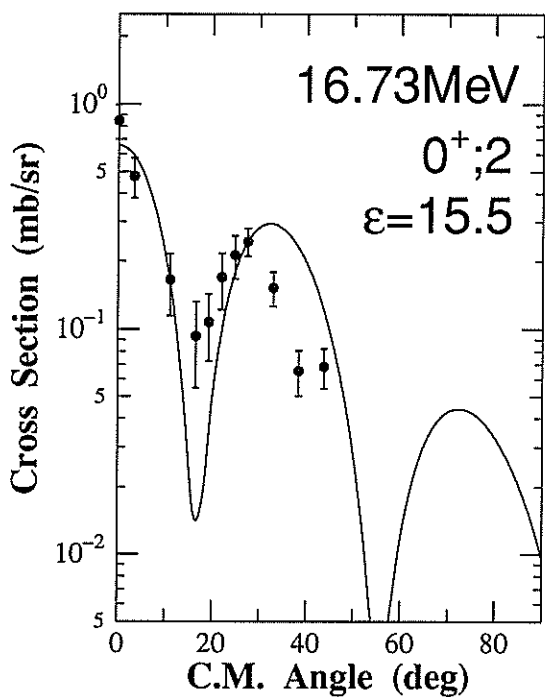
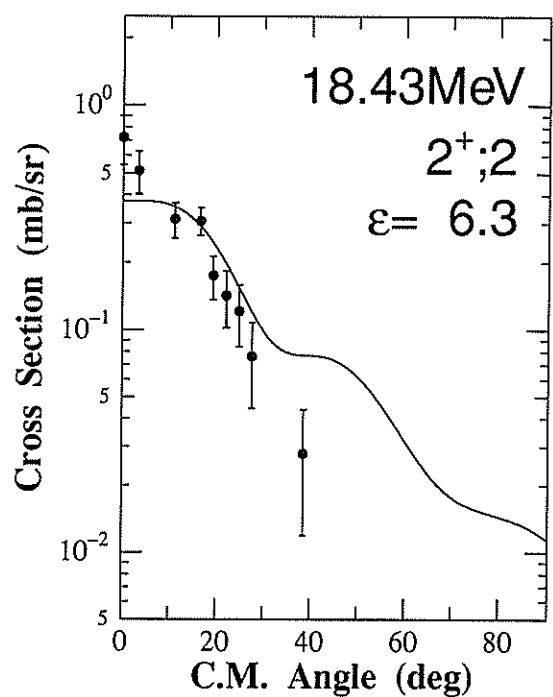
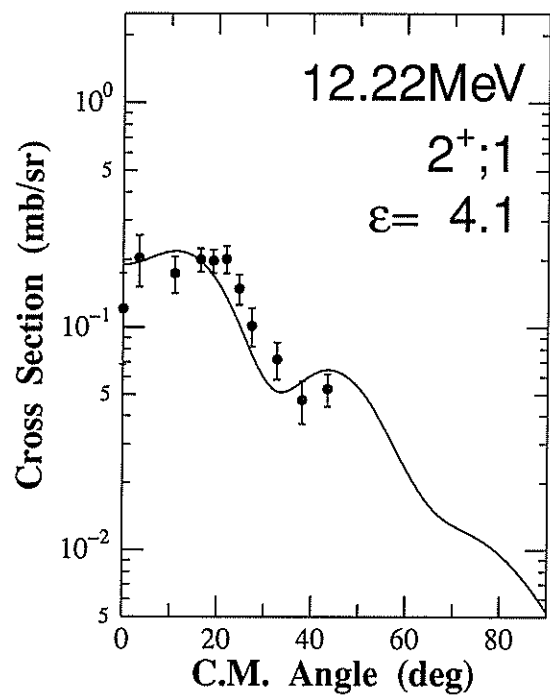


图 4.4-Continued

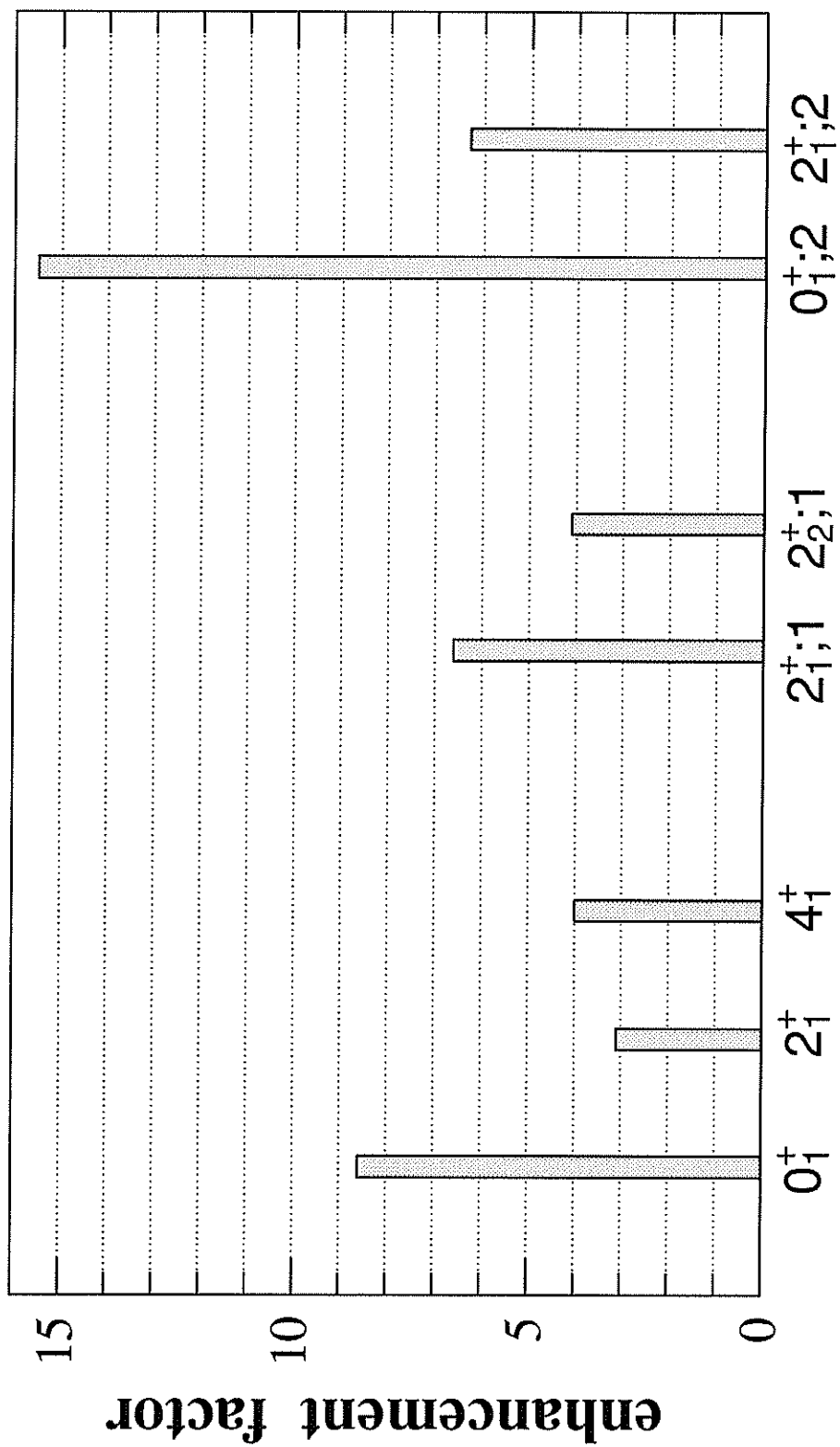


図 4.5: ^{20}Ne に対する増強因子

表 4.4: (${}^3\text{He}, n$) 反応における増強因子

	${}^{20}\text{Ne}$ 30MeV	${}^{18}\text{Ne}$ 30MeV	${}^{18}\text{Ne}$ 45MeV	${}^{42}\text{Ti}$ 50MeV	${}^{44}\text{Ti}$ 50MeV	${}^{46}\text{Ti}$ 50MeV
0_1^+	8.6	3.3	2.8	6.0	11	14
2_1^+	3.1	1.9	1.9	2.9	2.6	3.6
4_1^+	4.0	2.1	1.8	2.8	2.6	3.1
6_1^+	-	-	-	3.5	5.9	7.4
$2_1^+; 1$	6.6					
$2_2^+; 1$	4.1					
$0_1^+; 2$	15.5					
$2_1^+; 2$	6.3					

4.4 TWOFNR と DWUCK5 の結果の比較

TWOFNR による一段階過程の計算, 規格化の妥当性の確認は、Yasue らによる $^{14}\text{C}(p, t)^{12}\text{C}$ 反応の解析結果 [7]、Igarashi らによる $^{208}\text{Pb}(p, t)^{206}\text{Pb}$ 反応の解析結果 [6] を再現することにより行なった。

図 4.6 に、 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ 準位に対する DWUCK5 と TWOFNR の計算結果を示す。計算結果は絶対値で示してある。角度分布の形状は両者ではほぼ一致している。しかし絶対値は DWUCK5 の方が TWOFNR より 1.2~1.4 倍大きくなっている。これは用いている三体の波動関数の違いによると考えられる。Igarashi らは TWOFNR において三体の波動関数として Tang-Herndon を用いた場合と RSC5 を用いた場合では Tang-Herndon を用いた方が 39% 大きい断面積を与えると述べており [6]、今回の結果と一致する。

ここには 3 つの例しか示さなかったが、殻模型波動関数を用いたその他の準位に対しても、また負パリティ準位を含む純粋配位を仮定した計算でも同様の結果が得られる。

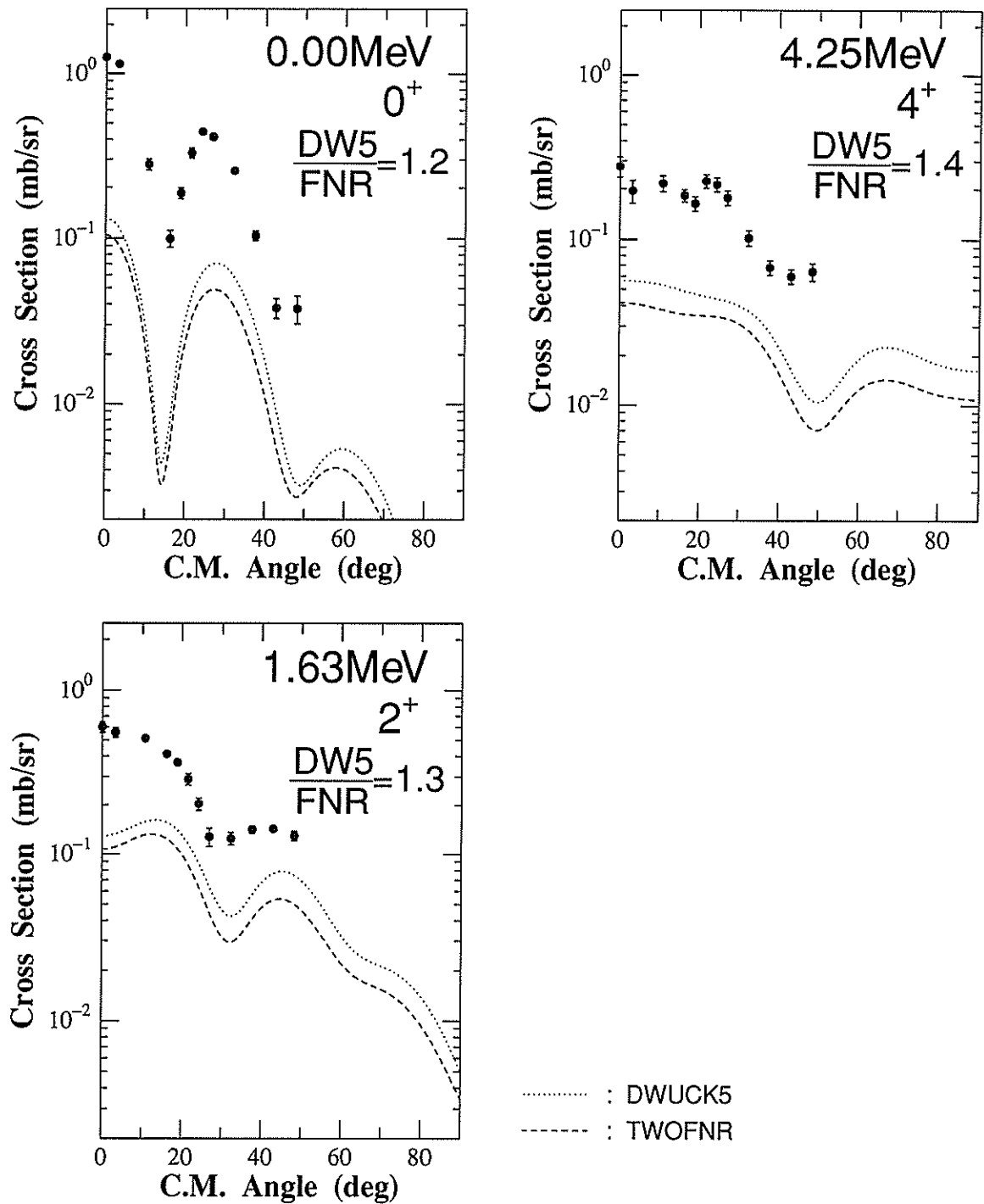


図 4.6: 一段階過程計算の DWUCK5 と TWOFNR との比較

4.5 TWOFNR による逐次移行過程の計算

0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ 準位に対して一段階過程と逐次移行過程の干渉和をとった計算を行ない実験値と比較を行なった。

TWOFNR では非束縛状態の計算を行なうことができない。 $T=1,2$ の準位に関しては中間状態に非束縛状態である $T=3/2$ の準位の寄与があるため本研究では $T=0$ の準位に限って計算を行なった。

$^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$, $^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}$ の各過程における移行陽子の分光学的振幅は、Wildenthal の相互作用を用いて OXBASH で計算した。表 4.5 から 4.8 に用いた分光学的振幅を、エネルギーの低いものから 8 個ずつ示す。励起エネルギー 7.99MeV 以上の準位は非束縛状態であり、今回の計算には用いていない。取り得る中間状態の数は、 $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$ 準位が 3 個、 $\frac{5}{2}^+$ 準位が 5 個となっている。

図 4.7 に、Terakawa が $^{18}\text{O}(d, n)$ 反応実験から得た ^{19}F の一陽子強度分布の実験値と、殻模型計算から得られた理論値の比較を示す [39]。また、表 4.9 に、 ^{19}F の一陽子強度分布の実験値から得られた C^2S の和と、今回の計算に用いた中間状態の C^2S の和との比較を示す。図から、 $1d_{3/2}$ の一陽子強度分布について励起エネルギーの高い部分についての再現性がよくないことがわかる。また、理論値で、10.55MeV の準位の強度が強いが、非束縛状態であるため今回の計算に取り入れられておらず、 $1d_{3/2}$ に対する C^2S の和がかなり小さくなっている。しかし、逐次移行過程の断面積は、一段階目の振幅と二段階目の振幅の積によって決まる。逐次移行過程の断面積のほとんどは、主要な 3 つの中間状態 (g.s., 0.099MeV, 1.198MeV) を通る過程によるものであり、その他の経路の寄与はかなり小さい。10.55MeV の中間状態をとる過程についても二段階目の振幅が小さく無視しうるものと考ええる。

Vernotte らが $^{19}\text{F}(^3\text{He}, d)^{20}\text{Ne}$ 反応実験から求めた C^2S [40] と理論値との比較を表 4.10 に示す。 $2s_{1/2}$ に対しては実験値をよく再現している。 $1d_{3/2}$ に対する値がないのは、彼らが $\Delta L=2$ の転移を全て $1d_{5/2}$ に対するものと仮定して解析を行なっているためである。また、彼らは殻模型計算による結果から $1d_{5/2}$ と $1d_{3/2}$ 転移の比を決めて $1d_{5/2}$ のみに対する C^2S として 0.41 を得ており、これは理論値の 0.39 とよく一致している。

中間状態の重陽子ポテンシャルには、Daehnick らの系統的ポテンシャルの中から "79DCV,L" [41] を用いた。パラメータを表 4.11 に示す。

$^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ 過程単独の計算については Vernotte らの入射エネルギー 25MeV における解析 [40] と比較を行ない、10% 以内で一致することを確認してある。 $^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}$ 過程については比較しうる実験データがないため確認は行なっていない。

表 4.5: $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}$ 反応の分光学的振幅

$2s_{1/2}$		$1d_{3/2}$	
0.000 MeV	: -0.75969	1.698 MeV	: 0.55049
6.084 MeV	: 0.11905	6.627 MeV	: 0.23156
7.819 MeV	: 0.64796	7.727 MeV	: -0.11360
9.833 MeV	: 0.12743	8.416 MeV	: 0.01722
11.851 MeV	: -0.17570	9.736 MeV	: 0.27002
12.418 MeV	: 0.01801	10.554 MeV	: -0.61348
13.155 MeV	: -0.09160	11.572 MeV	: -0.05707
15.558 MeV	: 0.02004	12.072 MeV	: -0.33448

$1d_{5/2}$	
0.099 MeV	: -0.85442
5.155 MeV	: -0.34862
6.373 MeV	: 0.20588
7.286 MeV	: 0.27919
7.565 MeV	: -0.27472
9.499 MeV	: 0.01099
10.085 MeV	: 0.05936
11.273 MeV	: 0.23014

表 4.6: $^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}(\text{g.s.}, 0^+)$ 反応の分光学的振幅

中間状態	移行軌道		
	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$
$2s_{1/2}$			
0.000 MeV	-1.00492		
6.084 MeV	0.03206		
7.819 MeV	-0.02096		
9.833 MeV	-0.01182		
11.851 MeV	-0.02801		
12.418 MeV	0.04809		
13.155 MeV	0.02777		
15.558 MeV	-0.01380		
$1d_{3/2}$			
1.698 MeV		0.74161	
6.627 MeV		0.02545	
7.727 MeV		0.03495	
8.416 MeV		-0.02370	
9.736 MeV		0.05054	
10.554 MeV		-0.08326	
11.572 MeV		-0.03247	
12.072 MeV		-0.02609	
$1d_{5/2}$			
0.099 MeV			-1.54197
5.155 MeV			0.05696
6.373 MeV			-0.02646
7.286 MeV			0.06228
7.565 MeV			-0.03411
9.499 MeV			-0.00516
10.085 MeV			-0.09206
11.273 MeV			-0.14424

表 4.7: $^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}(1.63\text{MeV}, 2^+)$ 反応の分光学的振幅

中間状態	移行軌道		
	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$
$2s_{1/2}$			
0.000 MeV		0.43329	0.87475
6.084 MeV		0.03152	0.07583
7.819 MeV		-0.01174	0.02629
9.833 MeV		0.00228	0.01820
11.851 MeV		-0.03753	0.02522
12.418 MeV		-0.03145	-0.02058
13.155 MeV		-0.00328	-0.01435
15.558 MeV		0.00920	0.02180
$1d_{3/2}$			
1.698 MeV	0.57839	-0.35385	0.33697
6.627 MeV	-0.10851	0.06874	-0.04672
7.727 MeV	0.04264	-0.01530	-0.00009
8.416 MeV	0.00466	0.02960	-0.01918
9.736 MeV	-0.01174	-0.04047	-0.00709
10.554 MeV	-0.04353	0.03272	0.00407
11.572 MeV	0.01123	-0.02903	0.02746
12.072 MeV	-0.02678	0.01122	-0.00993
$1d_{5/2}$			
0.099 MeV	0.82995	0.23234	0.89125
5.155 MeV	-0.18111	-0.06965	-0.08708
6.373 MeV	0.08514	-0.03469	0.03367
7.286 MeV	-0.04903	0.02501	-0.06705
7.565 MeV	0.01944	0.00247	-0.05920
9.499 MeV	-0.00790	-0.04485	-0.02048
10.085 MeV	0.01122	-0.02809	0.02605
11.273 MeV	0.02815	-0.00208	0.03533

表 4.8: $^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}(4.25\text{MeV}, 4^+)$ 反応の分光学的振幅

中間状態	移行軌道	
	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$
$1d_{3/2}$		
1.698 MeV		-0.95758
6.627 MeV		0.02889
7.727 MeV		0.06239
8.416 MeV		0.03919
9.736 MeV		0.02387
10.554 MeV		0.01823
11.572 MeV		-0.04722
12.072 MeV		0.00940
$1d_{5/2}$		
0.099 MeV	-0.65508	-0.91965
5.155 MeV	-0.00071	0.01832
6.373 MeV	-0.01728	0.05013
7.286 MeV	-0.00844	0.00761
7.565 MeV	0.02052	-0.03346
9.499 MeV	-0.03594	0.03891
10.085 MeV	-0.02622	0.00080
11.273 MeV	-0.01725	-0.02528

表 4.9: $^{18}\text{O}(d, n)^{19}\text{F}$ における C^2S の和と計算に用いた準位の C^2S の和

軌道	$\sum C^2S$ (実験値 [39])	$\sum C^2S$ (使用した準位)
$1d_{5/2}$	0.84	0.70
$2s_{1/2}$	0.72	0.67
$1d_{3/2}$	0.80	0.25

図 4.7: ^{19}F の一陽子強度分布の実験値と殻模型計算値との比較

表 4.10: $^{19}\text{F}(^3\text{He}, \text{d})^{20}\text{Ne}$ における C^2S の実験値と殻模型計算値の比較

軌道	C^2S (実験値 [40])	C^2S (理論値)
$1d_{5/2}$	0.48*	0.39
$2s_{1/2}$	0.54	0.51
$1d_{3/2}$	-	0.10

* $1d_{3/2}$ の寄与も含んでいる

表 4.11: 重陽子ポテンシャル : Daehnick らの 79DCV,L

$$V_0(\text{MeV}) = 88.5 - 0.26E + 0.88Z/A^{1/3}$$

$$R_0(\text{fm}) = 1.17$$

$$a_0(\text{fm}) = 0.709 + 0.0017E$$

$$W_v(\text{MeV}) = (12.2 + 0.026E)(1 - e^\beta)$$

$$r_i(\text{fm}) = 1.325$$

$$a_i(\text{fm}) = 0.53 + 0.07A^{1/3} - 0.04 \sum_i e^{-\mu_i}$$

$$W_s(\text{MeV}) = (12.2 + 0.026E)e^\beta$$

$$V_{so}(\text{MeV}) = 7.33 - 0.029E$$

$$r_{so} = 1.07$$

$$a_{so} = 0.66$$

$$r_c(\text{fm}) = 1.30$$

$$\beta = -(E/100)^2$$

$$\mu_i = [(M_i - N)/2]^2, \text{ただし } M_i \text{ は魔法数 } (8, 20, 28, 50, 82, 126)$$

図 4.8 に一段階過程と逐次移行過程の干渉和をとった計算結果を示す。点線が一段階過程、破線が逐次移行過程、実線が両者の干渉和をとったものである。逐次移行過程の計算値は一段階過程の計算値と同等か、またはそれ以上となっている。干渉和をとったものを実験と比較してみると、 0^\dagger 準位については、第一ピークの形を再現していないが第二ピークではほぼ絶対値を再現している。 2^\dagger 準位は計算値が実験値を過大評価しているものの、角度分布の再現性は逐次移行過程を含めた方が改善されている。 4^\dagger 準位については角度分布が全く合わなくなっている。

今回の解析からは、逐次移行過程を考慮に入れても実験値の再現性は全体としては改善されず、むしろ一段階過程のみの方が角度分布の再現性がよいという結果が得られた。 $^{208}\text{Pb}(p, t)$ 反応の解析においては絶対値まで再現した計算であるが、必ずしもその他の質量領域および反応についてその結果を適用できるわけではないことが言える。ただしここで行なった計算はまだ完全なものではない。特に非対角項を含めていないためその寄与によって結果が変わる可能性もある。また三体の波動関数に ^3He のものを用いた計算を行ない結果を比較することも必要である。

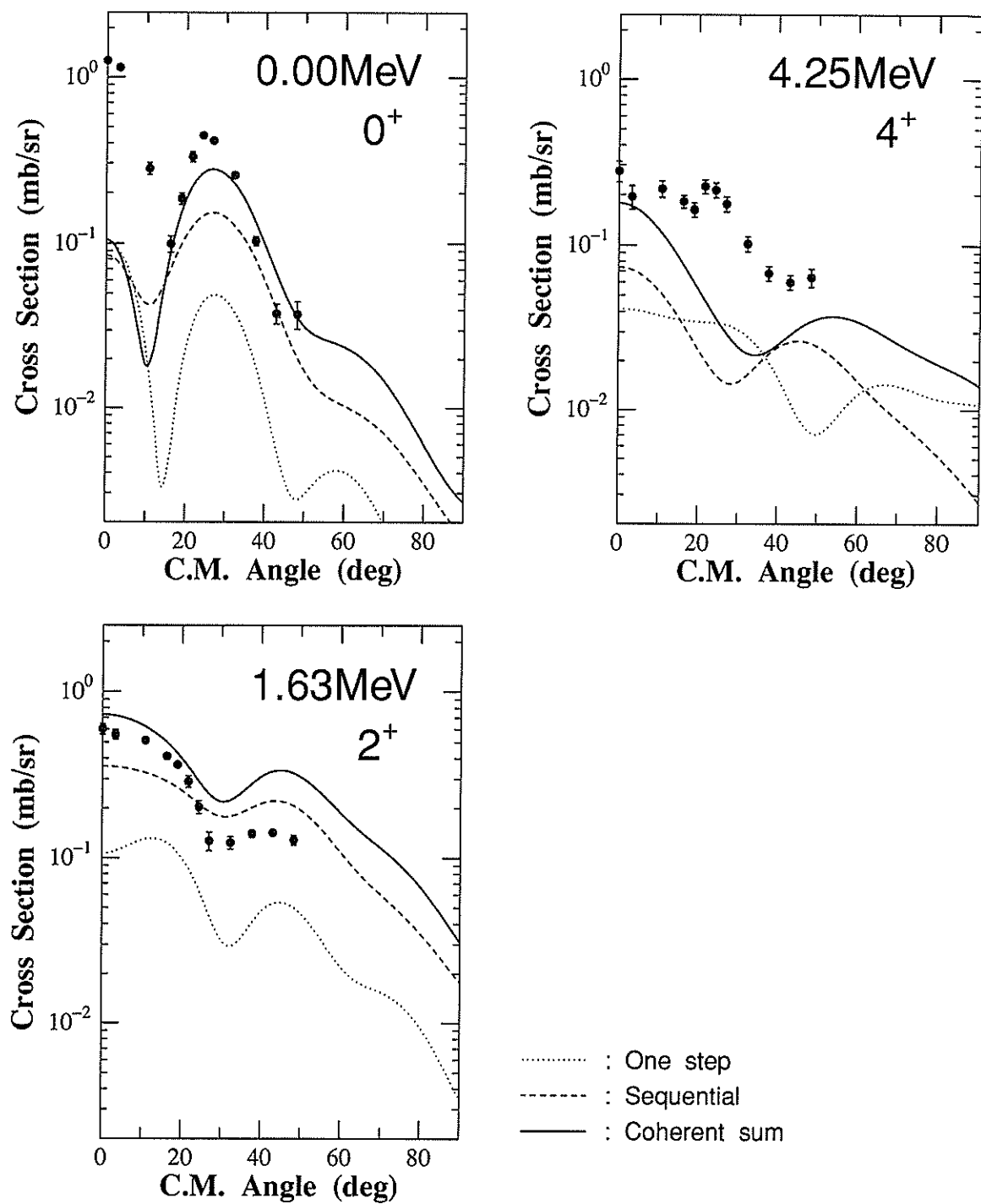


図 4.8: 逐次移行過程を含めた計算結果

第 5 章

結論

^{20}Ne の二陽子状態についての情報を得るために、東北大学サイクロトロンラジオアイソトープセンターの AVF サイクロトロンおよび TOF 装置を用いて、入射エネルギー 30MeV における $^{18}\text{O}(^3\text{He}, n)^{20}\text{Ne}$ 反応の実験を行なった。実験室系において 0° から 45° まで測定を行ない、得られたエネルギースペクトルから、 ^{20}Ne の励起エネルギー 23MeV までの 27 本の準位について微分断面積の角度分布を得た。得られた角度分布と、計算コード DWUCK5 を用いた一段階過程有限レンジ計算結果との比較から観測した準位の J^π の同定を試みた。その結果 $T=2$ の 2^+ 準位を含む 4 個の準位について新たに J^π の同定を行ない、7 個の準位について J^π の候補をあげた。

J^π の同定を元に殻模型計算との対応付けが可能な準位に対しては、殻模型波動関数を用いた DWBA 計算を行ない、実験データとの比較から増強因子を求めた。殻模型計算には計算コード OXBASH を用い、相互作用には、sd 殻核に対して最も信頼できるとされる Wildenthal の有効相互作用を使用した。本研究で得られた増強因子の値を、これまで我々のグループで行なわれてきた ^{16}O , $^{40,42,44}\text{Ca}(^3\text{He}, n)$ 反応における解析で得られた増強因子の値と総合すると、 0^+ 準位に対して 8、 2^+ , 4^+ 準位に対して 3 という増強因子が DWUCK5 を用いた一段階過程有限レンジ計算における標準的な値であるという結論が得られた。

さらに、より進んだ解析への試みとして、有限レンジ DWBA 計算コード TWOFNR を用いた計算を行なった。このコードは二次の DWBA 計算を行なうことにより二段階過程の計算および一段階過程と二段階過程の干渉和をとることが可能なものである。一段階過程の計算結果を DWUCK5 の結果と比べると、角度分布の形状はほぼ同一であるが、絶対値に関しては 20~30% 程度小さく出ることがわかった。これは両者の用いている三体の波動関数の違いによるものである。 $^{18}\text{O}(^3\text{He}, d)^{19}\text{F}(d, n)^{20}\text{Ne}$ という逐次移行過程に対する DWBA 計算の結果は、一段階過程の計算値と同等かまたはそれ以上となった。また、一段階過程と逐次移行過程の干渉和をとった計算で

は、必ずしも角度分布の再現性が改善されたとは言えず、むしろ一段階過程のみの方が全体として再現性がよいという結論が得られた。

本研究の結果からは Igarashi らの $^{208}\text{Pb}(p,t)^{206}\text{Pb}$ 反応に関する研究結果が必ずしもその他の質量領域および反応にそのまま適用できるわけではないということが言える。ただし本研究の場合は、逐次移行過程に対する非対角補正項の計算は行っていないこと、 ^3He の波動関数を三重陽子のもの近似しているという点でまだ最終的なものとはいえ、これらの事項に関してさらに検討することが必要である。

謝辞

この研究を進めるにあたり、多くの方々からの御指導と御援助をいただきました。藤平 力教授には本研究の機会を与えていただき、全般にわたって御指導いただきました。深く感謝いたします。

織原 彦之丞教授, 石井 慶造助教授, 寺川 貴樹博士には共同研究者として協力をいただくとともに有益な助言, 議論をいただきました。寺川 貴樹博士には殻模型計算および実験全般にわたっての多くの協力, 助言をいただきました。深く感謝いたします。

東北大学工学部の阿部 健教授, 東北工業大学の末広 輝男教授, 東京工業大学の大沼 甫教授には共同研究者としておしめない協力をいただきました。心より感謝いたします。

弘前大学の成田 明子博士, 原子核物理学講座の日野 哲士氏には共同研究者としておしめない協力をいただきました。心から感謝いたします。

実験の準備, 遂行に協力していただきました TOF グループの保坂 将人博士, 関 中氏, 伊藤 和也氏, 寺本 陽彦氏, 山本 朝樹氏に深く感謝いたします。

サイクロトロンに御協力いただきました東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターのマシングループの方々に心から感謝いたします。

原子核物理学講座の山屋 堯助教授には多くの有益な議論, 助言をいただきました。心から感謝いたします。また、同講座の加藤 守夫氏にはターゲットガス導入部分の製作にあたって多大な御援助をいただきました。心から感謝いたします。同講座の川村 直子氏には、本論文の作成にあたって協力とあたたかい励ましをいただきました。心から感謝いたします。

最後に中川 武美助教授には、実験から解析、さらには本論文の作成にいたるまで全般にわたって多くの助言, 議論, あるいは御指導をいただきました。ここに心より感謝いたします。

参考文献

- [1] Tsan Ung Chan, M.Agard, J.F.Bruandet, and C.Morand. *Phys. Rev.* **C19** (1979) 244.
- [2] H.Orihara and T.Murakami. *Nucl. Instr. and Meth.* **188** (1981) 15.
- [3] H.Orihara, S.Nishihara, K.Furukawa, M.Kabasawa, T.Kawamura, Y.Takahashi, T.Nakagawa, and K.Maeda. *Nucl. Instr. and Meth.* **A257** (1987) 189.
- [4] P.D.Kunz, G.N.Hassold, J.J.Kraushaar, P.A.Smith, and E.F.Gibson. *Nucl. Phys.* **A367** (1981) 13.
- [5] K.Yagi, S.Kunori, Y.Aoki, K.Nagano, Y.Toba and K.I.Kubo. *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1087.
- [6] M.Igarashi, K.Kubo, and K.Yagi. *Physics Reports* **199** (1991) 1.
- [7] M.Yasue, M.H.Tanaka, T.Hasegawa, K.Nishimura, S.Kubono, H.Ohnuma, H.Shimizu, K.Ikei, H.Toyokawa, M.Iwase, J.Iimura, H.Yoshida, T.Nakagawa, A.Sato, T.Niizeki, J.Takamatsu, Y.Takahashi, T.Tohei, H.Orihara, T.Suehiro, S.I.Hayakawa and M.Igarashi. *Nucl. Phys.* **A510** (1990) 285.
- [8] D.Evers, C.Ley, E.Spindler, W.Assmann, K.Rudolph, and P.Konrad. *Nucl. Phys.* **A275** (1977) 363.
- [9] P.D.Kunz. *DWBA code DWUCK5*, unpublished.
- [10] 細見 和彦. 東北大学 修士論文 (1991).
- [11] 成田 明子. 東北大学 博士論文 (1993).
- [12] M.Igarashi. *DWBA code TWOFNR*, unpublished.
- [13] F.T.Kuchmir and F.J.Lynch. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-15(3)** (1968) 107.

- [14] G.F.Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, New York (1979).
- [15] L.M.Bollinger and G.E.Thomas. *Rev. Sci. Instr.* **32** (1961) 1044.
- [16] 梶澤 光昭. 東北大学 修士論文 (1983).
- [17] V.V.Verbinski, W.R.Burrus, T.A.Love, W.Zobel and N.W.Hill. *Nucl. Instr. and Meth.* **65** (1968) 8.
- [18] 梶澤 光昭. 東北大学 博士論文 (1986).
- [19] H.Orihara, S.Nishihara, K.Furukawa, M.Kabasawa, T.Kawamura, Y.Takahashi, T.Nakagawa, and K.Maeda . *Nucl. Instr. and Meth.* **A257** (1987) 189.
- [20] R.R.Doering, D.M. Patterson, and A.Galonsky. *Phys. Rev.* **C12** (1975) 378.
- [21] J.F.Petersen. *Nucl. Phys.* **A255** (1975) 307.
- [22] B.F.Bayman and A.Kallio. *Phys. Rev.* **156** (1967) 1121.
- [23] T.Sasakawa and T.Sawada. *Phys. Rev.* **C19** (1979) 2035.
- [24] S.Ishikawa, T.Sasakawa and T.Sawada. *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1877.
- [25] Y.C.Tang and R.C.Herndon. *Phys. Lett.* **18** (1965) 42.
- [26] C.M.Perey and F.G.Perey. *Phys. Rev.* **132** (1963) 755.
- [27] G.W.Greenlees, G.J.Pyle and Y.C.Tang. *Phys. Rev.* **171** (1968) 1115.
- [28] M.E.Cage, A.J.Cole, J.B.A.England, G.J.Pyle, P.M.Rolph, L.H.Watson and D.H.Worledge. *Nucl. Phys.* **A183** (1972) 449.
- [29] M.E.Cage, A.J.Cole and G.J.Pyle. *Nucl. Phys.* **A201** (1973) 418.
- [30] F.D.Becchetti, Jr. and W.Greenlees. *Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*. The University of Wisconsin Press, Madison, Wis (1971).
- [31] K.Abe, K.Maeda, T.Ishimatsu, T.Kawamura, T.Furukawa, H.Orihara and C.D.Zafiratos. *Nucl. Phys.* **A462** (1987) 358.
- [32] K.Abe, K.Maeda, T.Ishimatsu, T.Kawamura, T.Furukawa, H.Orihara and H.Ohnuma. *Nucl. Phys.* **A466** (1987) 109.

- [33] B.A.Watson, P.P.Singh and R.E.Segel. *Phys. Rev.* **182** (1969) 977.
- [34] B.H.Wildenthal. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **11** (1984) 5.
- [35] A.Etchegoyen, W.D.M.Rae and N.S.Godwin. *Shell Model Code OXBASH*, unpublished.
- [36] F.Ajzenberg-selove. *Nucl. Phys.* **A475** (1987) 1.
- [37] W.P.Alford, P.Craig, D.A.Lind, R.S.Raymond, J.Ullman, C.D.Zafiratos, B.H.Wildenthal. *Nucl. Phys.* **A457** (1986) 317.
- [38] A.W.Obst and K.W.Kemper. *Phys. Rev.* **C8** (1973) 1682.
- [39] 寺川 貴樹. 東北大学 博士論文 (1992).
- [40] J.Vernotte, G.Berrier-Ronsin, J.Kalifa, R.Tamisier and B.H.Wildenthal. *Nucl. Phys.* **A571** (1994) 1.
- [41] W.W.Daehnick, J.D.Childs, and Z.Vrcelj. *Phys. Rev.* **C21** (1980) 2253.