

修士論文

$^{20}\text{Ne}$  における  $\alpha$  凝縮状態の探索



京都大学大学院 理学研究科  
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二教室  
原子核・ハドロン物理学研究室

藤川 祐輝

2019年1月24日



## 概要

広大な宇宙で起きている現象には、物質を構成する微小な要素である原子核の性質が深く関わっている。なかでも、超新星爆発や中性子星といった高エネルギー天体現象を記述するためには、幅広い密度領域における「核物質の状態方程式」を確立しなければならない。しかし、通常の原子核の密度は標準原子核密度で飽和しているため、高密度や低密度領域における核物質の性質はほとんど知られていない。近年の理論計算では、低密度状態において $\alpha$ クラスターが析出し、主要な構成要素になると示唆されている。そのような低密度状態において、 $\alpha$ クラスターは最低エネルギー状態に凝縮し、 $\alpha$ 凝縮相を形成する。一方、原子核の特異な励起状態にも低密度凝縮状態が現れる可能性がある。例えば、 $^{12}\text{C}$ における $0_2^+$ 状態はホイール状態として広く知られた $\alpha$ 凝縮状態である。低密度 $\alpha$ 凝縮状態は $^{12}\text{C}$ 以外の $A = 4n$ 核においても存在が预言されているが、その存在について研究者の間で一定の合意に至っているのは $^8\text{Be} \cdot ^{12}\text{C} \cdot ^{16}\text{O}$  ( $n = 2, 3, 4$ )の3核種のみである。

そこで我々は、 $n = 5$ の $^{20}\text{Ne}$ 原子核における $\alpha$ 凝縮状態の探索実験を行った。本実験は大阪大学RCNPのリングサイクロトロン施設にて行い、0度での $\alpha$ 非弾性散乱を測定した。加えて、励起状態からの崩壊粒子は状態の構造に関する重要な情報を持つため、散乱槽内にSi検出器アレイを設置し、励起状態からの $\alpha$ 粒子や陽子などの崩壊粒子を測定した。また、ガス封止膜での崩壊粒子のエネルギー損失を低減するため、厚さ100 nmの窒化シリコン膜( $\text{SiN}_x$ )をガス封止膜に用いたガス標的を開発した。

非弾性散乱の測定から、 $^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギースペクトルを得た。また、崩壊粒子の同時測定によって崩壊チャンネルを選択し、崩壊チャンネルごとの $^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギースペクトルを得た。 $\alpha$ 崩壊チャンネルの励起エネルギースペクトルでは、 $^{20}\text{Ne}$ の $5\alpha$ 崩壊閾値よりも4.3 MeV高い励起エネルギー領域( $E_x = 23.5$  MeV)に構造が観測された。この状態は $^{16}\text{O}$ の $4\alpha$ 凝縮状態と強く結合しており、 $5\alpha$ 凝縮状態の候補であると考えられる。

本修士論文では、実験・解析の詳細と結果及び $\alpha$ 凝縮状態に関する考察・今後の展望について述べる。

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	実験的動機	1
1.2	$\alpha$ 凝縮状態	1
1.3	$\alpha$ 凝縮状態探索の実験的手法	3
1.3.1	$\alpha$ 非弾性散乱	3
1.3.2	崩壊粒子測定	4
1.4	$^{20}\text{Ne}$ の $0^+$ 状態	5
1.4.1	$^{16}\text{O}$ の $4\alpha$ 凝縮状態	5
第 2 章	実験	7
2.1	ビームライン	7
2.2	高分解能磁気スペクトロメーター Grand Raiden	7
2.2.1	焦点面検出器	9
2.3	崩壊粒子の同時測定	12
2.3.1	Si 検出器アレイ	12
2.4	標的	15
2.4.1	ガス標的	16
2.4.2	ガスセル	16
2.5	トリガー条件	19
2.6	データ収集	19
2.6.1	測定時間	20
第 3 章	解析	21
3.1	焦点面検出器 (VDC)	21

3.1.1	入射粒子の飛跡	21
3.1.2	検出効率	23
3.1.3	シーブスリットを用いた散乱角の変換・励起エネルギー較正	24
3.1.4	角度アクセプタンス	27
3.2	励起エネルギースペクトル	28
3.2.1	ガス封止膜からのバックグラウンドの評価	28
3.3	Si 検出器	33
3.3.1	エネルギー較正	33
3.3.2	Si 検出器の hit 条件	33
3.3.3	粒子識別 (PID)	37
3.3.4	$^8\text{Be}$ イベント	37
3.3.5	Coincidence イベントの選択	39
3.4	崩壊残留核の励起エネルギー	43
3.4.1	崩壊粒子のエネルギーの重心系への変換	44
3.5	崩壊粒子のエネルギーと励起エネルギーの関係	46
3.5.1	崩壊粒子測定を用いた励起エネルギーの再較正	47
第 4 章	結果と考察	50
4.1	励起エネルギースペクトル	50
4.2	$\alpha$ 崩壊イベント	50
4.3	陽子崩壊イベント	50
4.4	崩壊チャンネルの比較	54
4.5	$^{16}\text{O}$ の $4\alpha$ 凝縮状態 ( $0_6^+$ ) への崩壊	55
4.6	$E_x = 23.5 \text{ MeV}$ の状態	55
4.6.1	先行論文との比較	59
4.7	再実験に向けての課題	59
4.7.1	$J^\pi$ の決定	60
4.7.2	$^{12}\text{C}$ の影響	60
4.7.3	統計量を増やすための対策	60
第 5 章	結論と今後の展望	61

謝辭

63

参考文献

64

# 目次

1.1	$^{12}\text{C}$ における $\alpha$ クラスターの運動量分布と密度分布 [5]	2
1.2	$A = 4n$ 核における $\alpha$ 凝縮状態の $n\alpha$ 崩壊閾値からのエネルギー [6]	3
1.3	$^{52}\text{Fe}$ 複合核状態から $^{12}\text{C}$ が放出される際のポテンシャル障壁 [9]	5
1.4	$^{20}\text{Ne}$ の準位図と崩壊閾値	6
2.1	大阪大学核物理研究センター (RCNP) の施設平面図	8
2.2	Grand Raiden の模式図 (0 度セットアップ)	9
2.3	焦点面検出器の概略図	10
2.4	VDC の X 面の構造の概念図	11
2.5	VDC の芯線配置	12
2.6	セットアップの概略図	12
2.7	Si 検出器アレイ	13
2.8	Si 検出器の設置角度	14
2.9	Si 検出器アレイの拡大図	14
2.10	実際に使用した Si 検出器アレイ (下流から見た図)	16
2.11	ガス標的システム [16]	17
2.12	100 nm 窒化シリコン薄膜	17
2.13	ガスセルの概略図	17
2.14	実際に使用したガスセル	18
2.15	GR トリガーの回路図	19
2.16	データ収集系の模式図	20
3.1	VDC の TDC 信号 (上) と変換後の移動距離 (下)	22
3.2	飛跡の決定方法	23

3.3	シーブスリット	25
3.4	シーブスリットによる測定の概略図	25
3.5	水平方向の散乱角度の変換	27
3.6	角度アクセプタンスの決定	28
3.7	$^{20}\text{Ne}$ ガス標的の測定で得た収量と empty cell のバックグラウンド	29
3.8	各 run ごとの $^{12}\text{C}$ と $^{20}\text{Ne}$ のピークのカウント数の比	30
3.9	$^{12}\text{C}$ の分解能補正の結果	31
3.10	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギースペクトル ( $^{12}\text{C}$ 減算後)	32
3.11	パルサーの測定により得られたスペクトル	34
3.12	3 種混合 $\alpha$ 線源の測定により得られたスペクトル	34
3.13	Si 検出器の時間分布	35
3.14	1 枚目の Si 検出器の ADC 分布	36
3.15	2・3 枚目の Si 検出器の ADC 分布	37
3.16	Si でのエネルギーと TOF の相関	38
3.17	非貫通イベントの PID 関数 ( $\alpha$ 粒子)	38
3.18	非貫通イベントの PID 関数 (陽子)	38
3.19	$E - \Delta E$ 相関	39
3.20	貫通イベントの PID 関数 ( $E \times \Delta E$ )	39
3.21	2 つの $\alpha$ 粒子の不変質量から $^8\text{Be}$ の基底状態の質量を減算したスペクトル	40
3.22	Coincidence イベントの概略図	40
3.23	GR と Si 検出器の時間差	41
3.24	非貫通 $\alpha$ イベントにおける Coincidence イベント選択	42
3.25	非貫通陽子イベントにおける Coincidence イベント選択	42
3.26	貫通イベントにおける Coincidence イベント選択	43
3.27	$^8\text{Be}$ 崩壊イベントにおける Coincidence イベント選択	43
3.28	$\alpha$ 非弾性散乱と $^{20}\text{Ne}$ の $\alpha$ 崩壊の概略図	44
3.29	重心系への変換の概略図	45
3.30	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギーと崩壊 $\alpha$ 粒子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後)	46
3.31	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギーと崩壊陽子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後)	46



---

3.32	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギー (再較正後) と崩壊 $\alpha$ 粒子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後) . . . . .	49
3.33	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギー (再較正後) と崩壊陽子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後) . . . . .	49
4.1	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギースペクトル . . . . .	51
4.2	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギー (再較正後) と崩壊 $\alpha$ 粒子のエネルギーの相関 . . . . .	52
4.3	$^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギー (再較正後) と崩壊陽子のエネルギーの相関 . . . . .	53
4.4	陽子崩壊イベントにおける $^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギー . . . . .	53
4.5	崩壊チャンネルごとの励起エネルギースペクトル . . . . .	54
4.6	$^{16}\text{O}$ の $0_6^+$ 状態へ崩壊したイベントの励起エネルギー . . . . .	56
4.7	$\alpha$ 崩壊後の $^{16}\text{O}$ における終状態ごとに分類した $^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギースペクトル . . . . .	56
4.8	$E_x(^{20}\text{Ne}) = 22.58 \sim 23.77$ MeV から崩壊した娘核 $^{16}\text{O}$ の励起エネルギー . . . . .	56
4.9	$E_x = 23.5$ MeV 周辺の構造 . . . . .	57
4.10	$^{16}\text{O}$ の励起エネルギー ( $E_x = 22.718 \sim 23.329$ MeV) . . . . .	58
4.11	$^{16}\text{O}$ の励起エネルギー ( $E_x = 23.329 \sim 23.824$ MeV) . . . . .	58
4.12	$^{16}\text{O}$ の励起エネルギー ( $E_x = 23.824 \sim 24.435$ MeV) . . . . .	58
4.13	$E_x = 23.5$ MeV 周辺の構造からの $^{16}\text{O}$ の各励起状態への崩壊割合 . . . . .	58
4.14	iThemba の実験で得られた $^{20}\text{Ne}$ の励起エネルギースペクトル [18] . . . . .	59

# 表目次

2.1	Grand Raiden の仕様	10
2.2	VDC の仕様	11
2.3	Si 検出器の立体角	15
2.4	使用した Si 検出器	15
2.5	ガス封止膜ごとの物質量の S/N 比	18
2.6	各標的ごとの測定順序と測定時間、および、積算ビーム電荷量	20
3.1	シーブスリットでの運動量補正	27
3.2	3 種混合 $\alpha$ 線源のエネルギーと強度	33
3.3	Si-GR の時間差の TDC での Coincidence イベント選択	42

# 第 1 章

## 序論

### 1.1 実験的動機

広大な宇宙で起きている現象には、物質を構成する微小な要素である原子核の性質が深く関わっている。例えば、恒星の進化やその終末における超新星爆発を駆動するエネルギーは重力と原子核反応によって生成されている。また、超新星爆発後に残される中性子星は巨視的なスケールを持つ原子核であり、その構造には原子核物質の性質が深く関わっている。すなわち、宇宙におけるこれらの天体現象を記述するためには、天体中心の高密度から表面付近の低密度にわたる幅広い密度領域における「核物質の状態方程式」を確立しなければならない [1]。しかし、通常の原子核の密度は標準原子核密度で飽和しているため、これまで実験的に得られた核物質についての知見は標準原子核密度付近に限られており、高密度や低密度領域における核物質の性質はほとんど知られていない。そのため、広い密度領域にわたる「核物質の状態方程式」の確立は原子核物理学の究極の目標のひとつとなっている。

近年の理論計算では、低密度状態において、高い束縛エネルギーを持つ  $\alpha$  ( $^4\text{He}$ ) クラスタが析出し、主要な構成要素になると指摘されている [2]。ボソンである  $\alpha$  クラスタは、低温低密度領域において最低エネルギー状態に凝縮し、 $\alpha$  凝縮相を形成する。 $\alpha$  凝縮相は核物質におけるボーズ・アインシュタイン凝縮相であり、これは核物質の全く新しい存在形態である。

そこで、 $\alpha$  凝縮状態の性質を明かにし、低密度核物質の振舞いを理解することが理論・実験の両面から求められている。

### 1.2 $\alpha$ 凝縮状態

$\alpha$  クラスタリングは、特に軽い原子核での原子核物理学において重要な現象である。池田ダイアグラムによると、 $\alpha$  クラスタ構造は  $\alpha$  崩壊閾値近傍の励起エネルギーに表れると予想されて

いる [3]。実際に  $^{12}\text{C}$  における  $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  の  $0_2^+$  状態は、 $3\alpha$  崩壊閾値の  $0.39 \text{ MeV}$  上の励起エネルギーに存在する広く知られた  $\alpha$  クラスター状態であり、ホイル状態と呼ばれている。この状態は3つの  $\alpha$  クラスターが最低エネルギー軌道に凝縮した  $\alpha$  凝縮状態であると指摘されている [4]。図 1.1 に  $3\alpha$  OCM 計算による  $^{12}\text{C}$  の基底 ( $0_1^+$ ) 状態と  $0_2^+$  状態の運動量分布と密度分布を示す [5]。  $0_2^+$  状態では  $\alpha$  クラスターの運動量が  $k < 1 \text{ fm}^{-1}$  の狭い範囲に分布し、 $\delta$  関数型の密度分布となっている。これは、全ての  $\alpha$  クラスターが最低エネルギー軌道に凝縮していることを示している。密度分布は運動量分布のフーリエ変換によって与えられるので、図 1.1 右に示される通り、  $0_2^+$  状態では基底状態と比べて  $\alpha$  クラスターが空間的に大きく広がり、標準核子密度の 20% ~ 25% という低密度  $\alpha$  凝縮状態となっている。

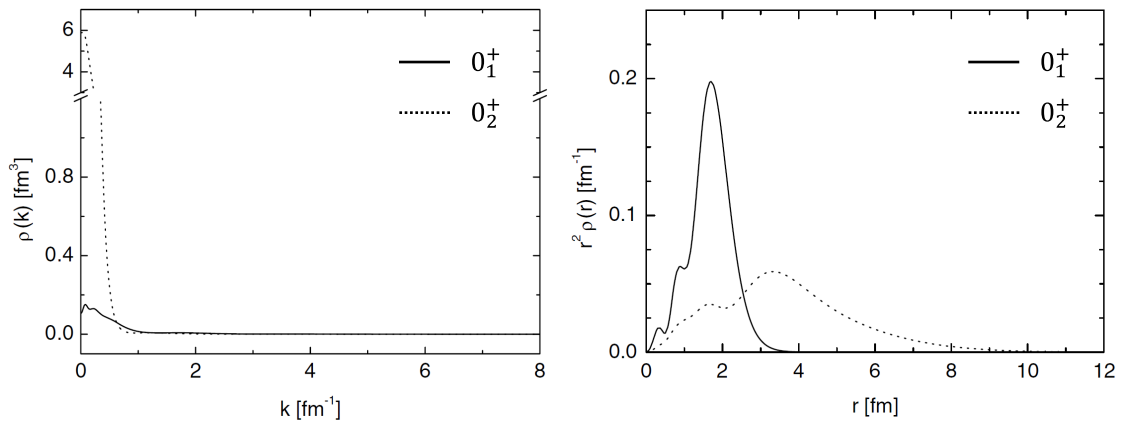


図 1.1  $^{12}\text{C}$  における  $\alpha$  クラスターの運動量分布と密度分布 [5]。実線は基底 ( $0_1^+$ ) 状態、点線は  $0_2^+$  状態を表す。

低密度  $\alpha$  凝縮状態は、 $^{12}\text{C}$  以外の陽子と中性子の数が等しい  $A = 4n$  核においても存在が予測されている [6]。図 1.2 に  $A = 4n$  核の  $\alpha$  凝縮状態のエネルギーを  $n\alpha$  崩壊閾値からの相対値で示したものを示す。  $n\alpha$  崩壊閾値とは、  $A = 4n$  核が  $n$  個の  $\alpha$  粒子に崩壊するために必要なエネルギー閾値であり、例えば  $^{20}\text{Ne}$  の場合は  $19.17 \text{ MeV}$  である。

低密度核物質の存在形態としての  $\alpha$  凝縮状態を確立するためには、軽い核から重い核までの幅広い領域で  $\alpha$  凝縮状態の存在を確認しなければならない。原子核中で  $\alpha$  クラスターは短距離力である核力と長距離力であるクーロン斥力の作るポテンシャルによって束縛されている。  $n$  が大きくなるにつれて陽子数が増加し、核力による引力よりもクーロン力による斥力の影響が大きくなるため、重い原子核では  $\alpha$  凝縮状態は高励起エネルギー領域に出現すると予想される。しかし、高励起エネルギー領域では原子核の準位密度が高くなるため多数の状態が存在し、その中から  $\alpha$  凝縮状態を同定することは容易ではない。そのため、  $\alpha$  凝縮状態の候補が見つかったものの

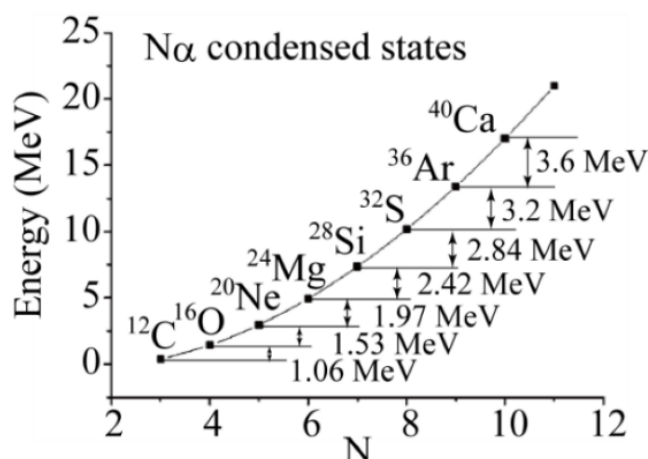


図 1.2  $A = 4n$  核における  $\alpha$  凝縮状態の  $n\alpha$  崩壊閾値からのエネルギー [6]

は  $^8\text{Be}$ 、 $^{12}\text{C}$ 、 $^{16}\text{O}$  ( $n = 2, 3, 4$ ) の 3 核種のみである。そこで我々は、次に軽い  $4n$  核である  $n = 5$  の  $^{20}\text{Ne}$  での  $\alpha$  凝縮状態探索を行う。

## 1.3 $\alpha$ 凝縮状態探索の実験的手法

### 1.3.1 $\alpha$ 非弾性散乱

前述の通り、重い原子核において  $\alpha$  凝縮状態を実験的に同定するのは容易ではない。しかし近年、基底状態と空間的に発達したクラスター構造を持つ励起状態との間ではアイソスカラー単極子励起強度が大きくなることが実験 [7]・理論 [8] の両面から示されており、アイソスカラー単極子励起強度はクラスター状態を同定するうえで重要な観測量である。

アイソスカラー単極子遷移を引き起こすオペレータである  $r^2$  は原子核の圧縮・膨張 (Breathing mode) を引き起こす効果がある。 $A = 4n$  核の基底状態は  $A$  個の核子の一粒子波動関数の組み合わせ (殻模型的波動関数) で記述されるが、 $n$  個の  $\alpha$  粒子の波動関数の組み合わせ (クラスター模型的波動関数) でも記述でき、SU(3) 極限では両者は数学的に等価となる。つまり、 $A = 4n$  核の基底状態は  $A$  個の核子から構成される状態であるとともに、 $n$  個の  $\alpha$  粒子から構成される状態と考えることができる。ここにアイソスカラー単極子遷移のオペレータ  $r^2$  を作用させると、 $\alpha$  粒子間の相対運動が励起されてクラスター間の距離が増大するため、空間的に発達した  $\alpha$  クラスター状態を強い強度で励起することができる。さらに、 $\alpha$  凝縮状態ではすべての  $\alpha$  クラスターが最低エネルギー軌道である  $0s$  軌道に凝縮しており、スピン・パリティが  $0^+$  である。 $4n$  核の基底状態のスピン・パリティは  $0^+$  であるため、 $\alpha$  凝縮状態を励起するには、角運動量の変化しない単極子励起が

重要となる。

そこで、本研究ではアイソスカラー単極子励起を選択的に励起できる、0度を含む超前方角度での $\alpha$ 非弾性散乱を用いる。 $\alpha$ 粒子はスピンとアイソスピンがともに0であるため、 $\alpha$ 非弾性散乱は基底状態から励起状態への移行が $\Delta S = 0$ 、 $\Delta T = 0$ のアイソスカラー型自然パリティ遷移に選択性を持つ。前方角度では角運動量移行の小さな遷移が優勢となるので、0度を含む超前方角度で $\alpha$ 非弾性散乱を測定することによって、アイソスカラー単極子励起を選択的に測定することができる。

ここで注意しなければならないのは、アイソスカラー単極子遷移のオペレータ $r^2$ で強く励起されるBreathing modeは、クラスター状態だけではなく、巨大単極子共鳴(Giant Monopole Resonance)である可能性もあり、単極子遷移で強く励起された状態がクラスター状態であるかどうかを判定するためには他の情報が必要であるという点である。本研究では次に述べる崩壊粒子測定によってその情報を得る。

### 1.3.2 崩壊粒子測定

原子核が $\alpha$ 粒子などの荷電粒子を放出して崩壊するためには、崩壊粒子が原子核の作るクーロン障壁を透過する必要がある。 $\alpha$ 凝縮状態は半径が大きく電荷密度が小さいため、働くクーロン力が小さくなるとの指摘がある。例として、 $^{52}\text{Fe}$ 複合核状態が $^{12}\text{C}$ を放出して崩壊する際のポテンシャル障壁を図1.3に示す[9]。3種類の線は $^{12}\text{C}$ が放出される際の状態を表しており、それぞれ実線は $\alpha$ 凝縮状態、破線は $\alpha$ クラスター状態、点線は基底状態を表す。 $\alpha$ 凝縮状態は他の状態と比較して崩壊の際に $^{12}\text{C}$ が感じるポテンシャル障壁が小さくなっており、放出されやすいことがわかる。これは $\alpha$ 凝縮状態の電荷密度が小さいために、 $^{12}\text{C}$ が感じるクーロン力が小さいためだと考えられる。同様に、 $\alpha$ 凝縮状態が崩壊する際に $\alpha$ 粒子が感じるクーロン障壁も低くなり、 $\alpha$ 粒子の透過率が增大すると考えられる。

さらに、 $n\alpha$ 凝縮状態では、いずれの $n$ でもすべての $\alpha$ クラスターが最低エネルギー状態に凝縮しているため、 $A = 4n$ 核と $A = 4(n-1)$ 核の $\alpha$ 凝縮状態の波動関数の重なりが非常に大きい。そのため、 $\alpha$ 凝縮状態は軽い核の $\alpha$ 凝縮状態を経由して多数の $\alpha$ 粒子を放出しつつ崩壊すると期待される。図1.2に示す通り、各 $\alpha$ 凝縮状態間のエネルギー差は小さい。故に、崩壊する際に放出される $\alpha$ 粒子は1~3 MeVと非常に低エネルギーであると考えられる。

そこで本研究では、励起状態からの低エネルギーかつ複数の崩壊 $\alpha$ 粒子を測定することによって、 $\alpha$ 凝縮状態の探索を行う。

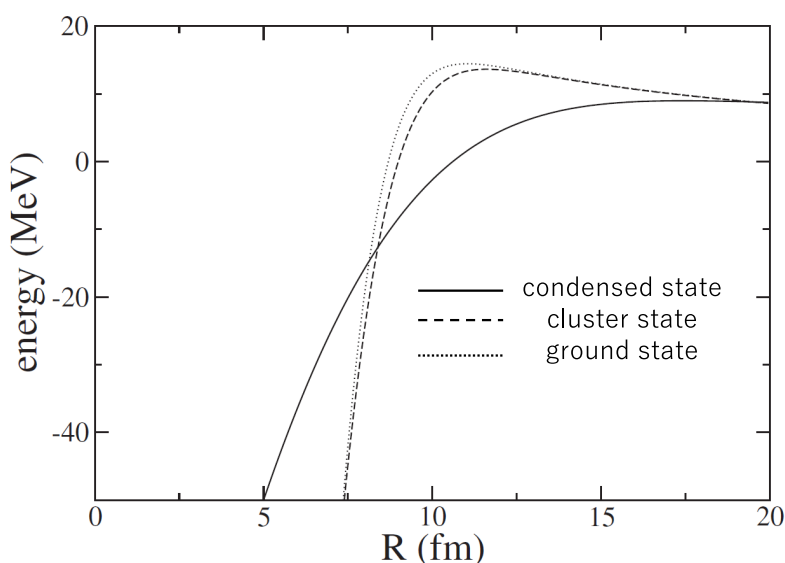


図 1.3  $^{52}\text{Fe}$  複合核状態から  $^{12}\text{C}$  が放出される際のポテンシャル障壁 [9]。横軸  $R$  はコア核である  $^{40}\text{Ca}$  からの距離を表す。実線、破線、点線はそれぞれ  $^{12}\text{C}$  の  $\alpha$  凝縮状態、 $\alpha$  クラスタ状態、基底状態を表す。

## 1.4 $^{20}\text{Ne}$ の $0^+$ 状態

$^{20}\text{Ne}$  の  $0^+$  状態の準位と各崩壊閾値を図 1.4 に示す。参考文献 [6] によると  $5\alpha$  凝縮状態は崩壊閾値の約 3 MeV 上の励起エネルギーに存在する予測とされている。図 1.4 が示す通り、 $\alpha$  凝縮状態が存在するとされる励起エネルギー領域では  $\alpha$  崩壊の他に陽子や中性子を放出しての崩壊も許される。しかし、この状態が空間的に発達した  $\alpha$  クラスタ状態であるならば、前述の通り、 $\alpha$  粒子を放出して崩壊しやすいと期待される。

### 1.4.1 $^{16}\text{O}$ の $4\alpha$ 凝縮状態

$^{20}\text{Ne}$  の励起状態が  $\alpha$  粒子を放出して崩壊すると、娘核は  $^{16}\text{O}$  となる。 $\alpha$  崩壊チャンネルでは、 $^{16}\text{O}$  の基底状態への崩壊が最も大きな崩壊エネルギーを持つため、通常であれば、 $^{16}\text{O}$  の基底状態への崩壊が最も大きな崩壊分岐比をもつと考えられるが、 $\alpha$  凝縮状態はより軽い核の  $\alpha$  凝縮状態を経由して崩壊すると期待されるので、 $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態に崩壊しやすいと考えられる。理論計算では  $4\alpha$  凝縮状態は  $0_6^+$  状態であると指摘されている [10, 11]。対応する励起状態に関しては、K. C. W. Li らが  $^{16}\text{O}(\alpha, \alpha' + \alpha)$  の測定から、 $E_x = 15.1$  MeV に  $0^+$  の状態が存在することを示している [12]。さらに、M. Barbui らは  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow 4\alpha + X$  の測定を行い、 $4\alpha$  の不変質量を求めると  $E_x = 15.1$  MeV 付近にピークが観測されると報告しており、参考文献 [10] との比較が

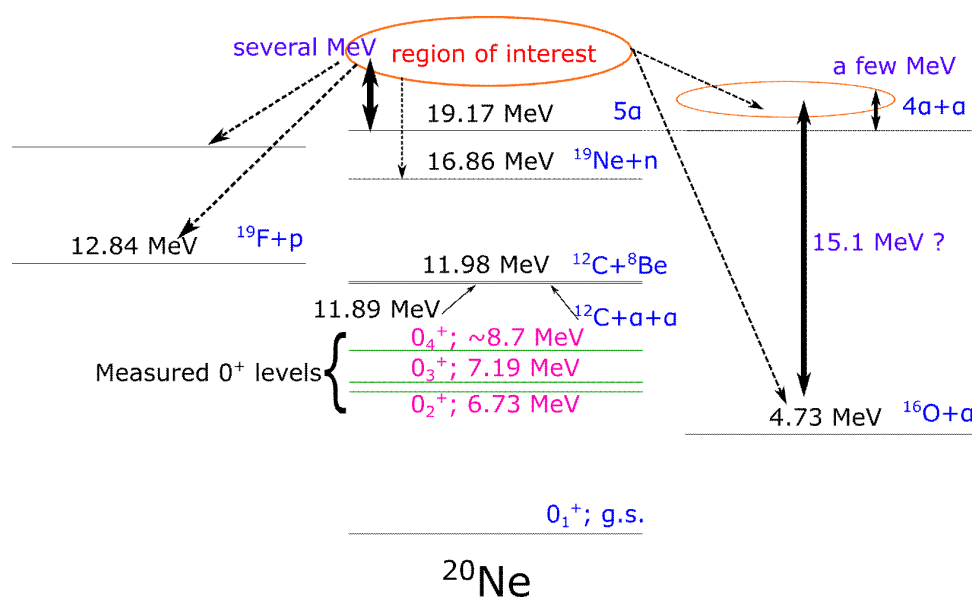


図 1.4  $^{20}\text{Ne}$  の準位図と崩壊閾値。5 $\alpha$  崩壊閾値と励起エネルギーとの差は [6] の値を参考にした。

らこのピークが  $4\alpha$  凝縮状態の候補であると主張している [13]。これらの参考文献から、 $^{16}\text{O}$  の  $E_x = 15.1$  MeV の状態は  $0^+$  のスピン・パリティを持ち、複数の  $\alpha$  粒子に崩壊する、 $4\alpha$  凝縮状態であると考えられている。この  $4\alpha$  凝縮状態への崩壊も観測できれば、 $5\alpha$  凝縮状態の同定の手掛かりとなる。



## 第2章

# 実験

本実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) のリングサイクロトロン施設にて行われた。 $^{20}\text{Ne}$  ガス標的に  $\alpha$  ビームを入射し、散乱された  $\alpha$  粒子は Grand Raiden スペクトロメータで運動量解析され、焦点面検出器で検出する。同時に散乱槽内に設置した Si 検出器を用いて、 $^{20}\text{Ne}$  の励起状態からの崩壊粒子を測定した。

### 2.1 ビームライン

RCNP の施設平面図を図 2.1 に示す。AVF サイクロトロン施設内のネオマフィオスイオン源で生成された  $\alpha$  ビームは、AVF サイクロトロンの磁場中心の鉛直上方から入射され、87.1 MeV まで加速されたのちビーム輸送室へ引き出した。さらに、リングサイクロトロンによって 389 MeV まで加速したのち、西実験室 WS コース [14] に入射させた。散乱槽内の標的と散乱した粒子は磁気スペクトロメータで運動量分析され、焦点面検出器で検出した。同時に標的の励起状態からの崩壊粒子は散乱槽内の Si 検出器で検出した。また、ビーム電流は 0 度ファラデーカップ (FC) で測定した。

### 2.2 高分解能磁気スペクトロメータ Grand Raiden

Grand Raiden (GR) [15] は RCNP の西実験室に設置された高分解能磁気スペクトロメータであり、Q1-SX-Q2-D1- (MP) -D2-DSR (D:双極、Q:四重極、S:六重極、M:多重極) の電磁石から構成される (図 2.2)。多重極・六重極磁石の導入や、磁極の端面の形状を工夫することにより、高次のイオン光学的収差および運動学的効果を打ち消すように設計されている。その結果、 $p/\Delta p = 37000$  という高分解能を達成している。GR の主な仕様を表 2.1 に示す。

GR は台車上に設置されており、測定時には台車を回転させて様々な角度で測定を行うことがで

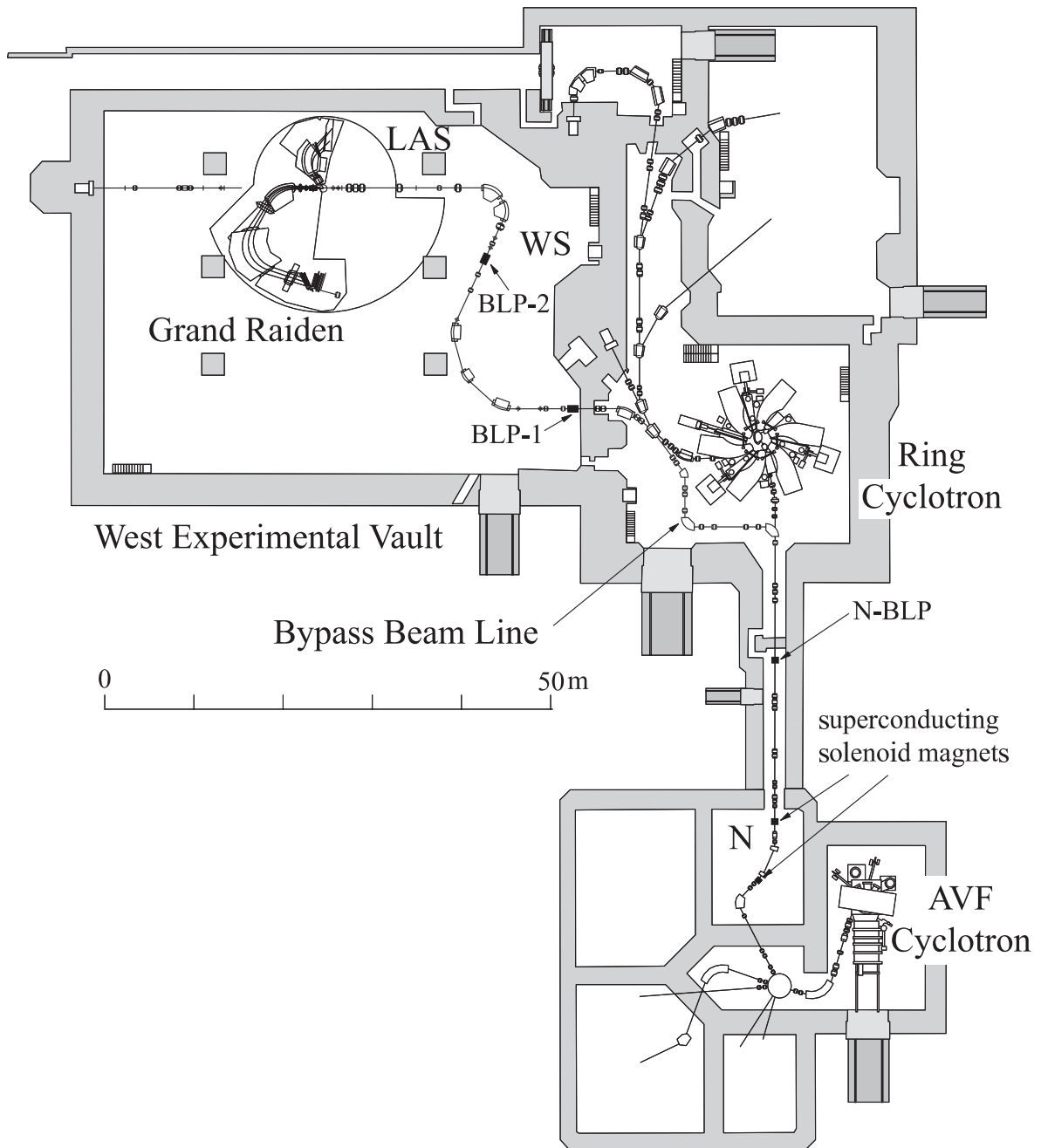


図 2.1 大阪大学核物理研究センター (RCNP) の施設平面図

きる。0度測定ではビームがGR内を通過して焦点面まで到達するため、焦点面の下流に0度FCを設置し、ビームの電荷量を測定した。その際、DSR磁石を用いて焦点面でのビームの角度を調整することで、0度FCまでビームを導いた。

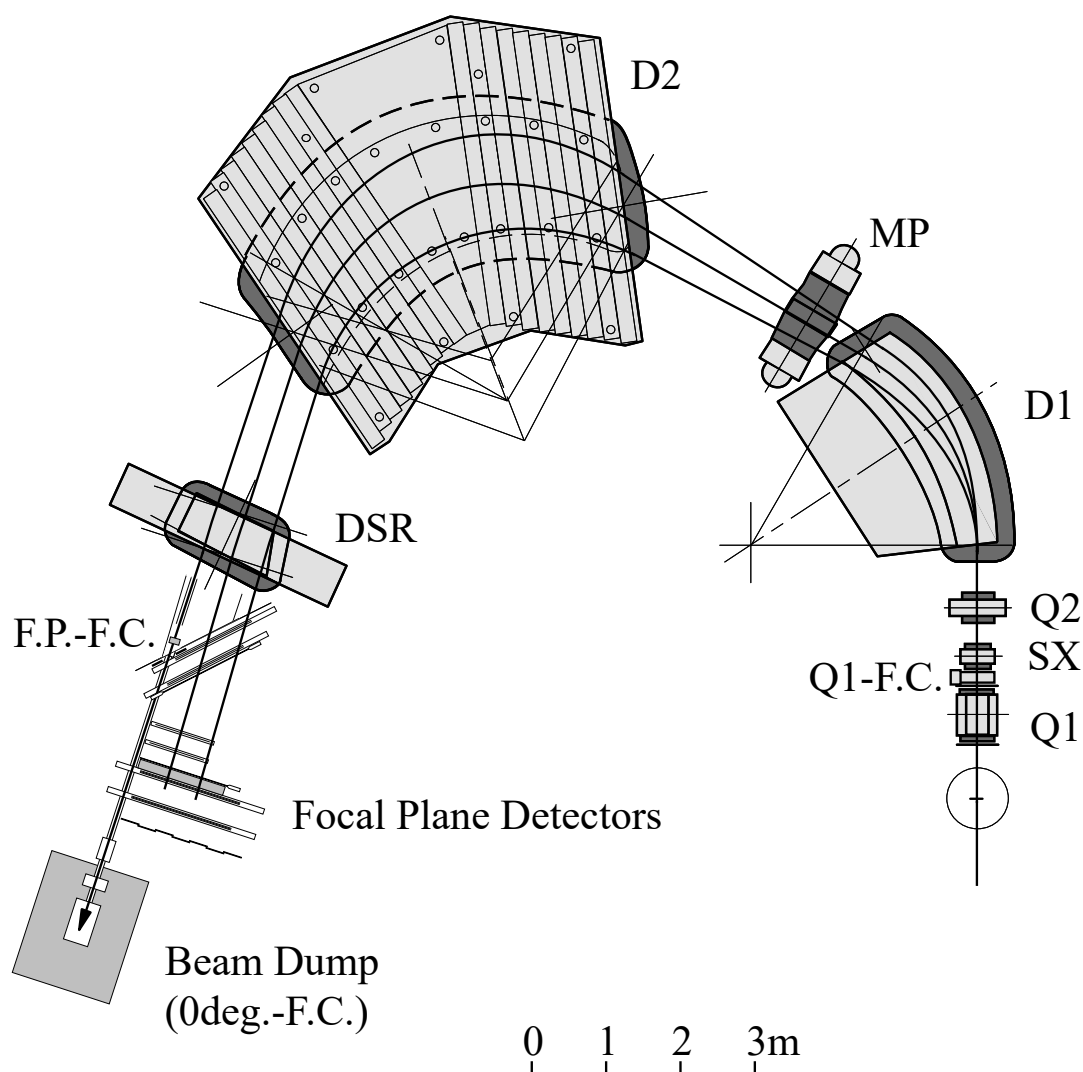


図 2.2 Grand Raiden の模式図 (0 度セットアップ)

### 2.2.1 焦点面検出器

GR の焦点面には位置検出器として 2 台の VDC (Vertical Drift Chamber) をビーム軸の中心軌道と  $45^\circ$  の角度をなすように設置した。また、そのビーム下流側に 2 枚のシンチレーション検出器を設置した。焦点面検出器の概略図を図 2.3 に示す。

1 台の VDC は X 面、U 面の 2 面から構成されている。X 面の構造の概念図を図 2.4 に、VDC の芯線配置を図 2.5 に示す。X 面は垂直方向に芯線が張られており、陽極芯線 (Anode Sense Wire) は 6 mm 間隔、ポテンシャル芯線 (Potential Wire) はその間に 2 mm 間隔で 2 本張られている。U 面は陽極芯線の間隔が 4 mm、x 方向のピッチが 6 mm となるように芯線が張られており、垂直方向に対して  $48.2^\circ$  の角度となっている。ポテンシャル芯線は陽極芯線の間隔に 2 mm 間隔で 1 本張

表 2.1 Grand Raiden の仕様

中心軌道半径	3 m
全偏向角	162°
旋回角度	-4° ~ 90°
焦点面傾斜	45°
焦点面長	120 cm
最大磁気剛性	5.4 T·m
最大磁場	1.8 T
運動量分解能 $p/\Delta p$	37000
運動量測定範囲	5%
水平方向立体角	±20 mrad
垂直方向立体角	±70 mrad
最大立体角	5.6 msr
横倍率 (x x)	-0.417
縦倍率 (y y)	5.98
運動量分散 (x  $\delta$ )	-15451 mm/%

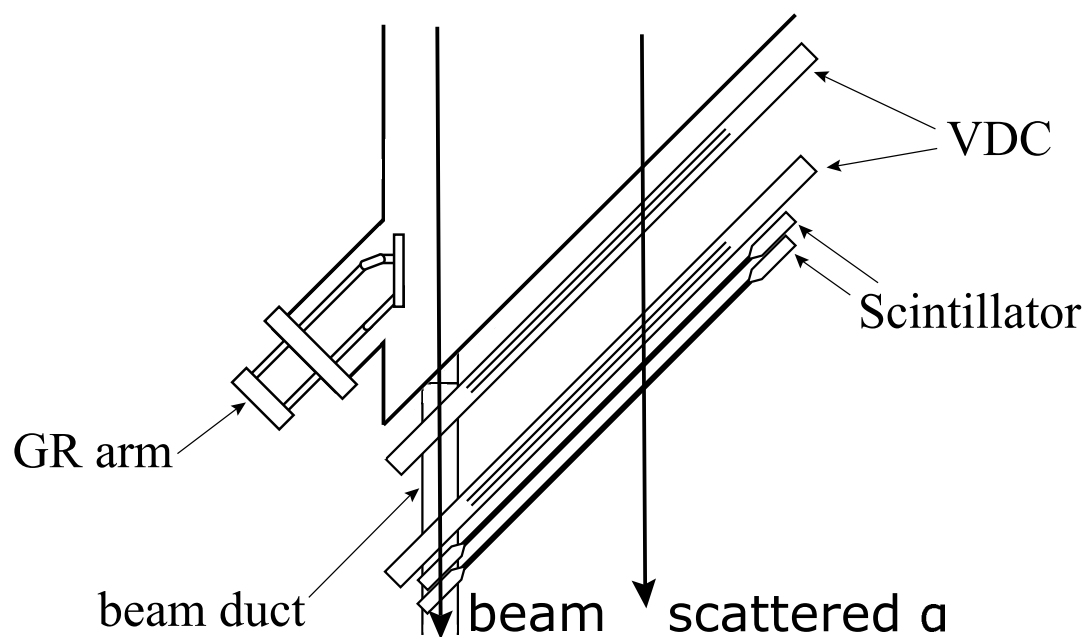


図 2.3 焦点面検出器の概略図

られている。VDC の仕様を表 2.2 に示す。

VDC は、荷電粒子が通過した際に生成される電子が電場によって移動し陽極芯線に収集されるまでの時間を測定することにより、粒子が通過した位置を決定する検出器である。VDC の特徴は、入射粒子によって生成されたイオン・電子対が芯線面に対して垂直に移動する点である。このため電場の一様性がよく、ドリフト時間と位置の線形関係が良く成り立つ。また、入射粒子が芯線面に対して斜めに入射することにより、1 粒子の通過で複数本の芯線に信号が発生するため、各芯線ごとの検出効率の評価を行うことができる。検出効率の決定方法は 3.1.2 節で詳しく述べる。

本実験では、いくつかの電圧に対して検出効率を測定し、陰極・ポテンシャル芯線への印加電圧を陰極：-4.5 kV、ポテンシャル：-0.4 kV に決定した。

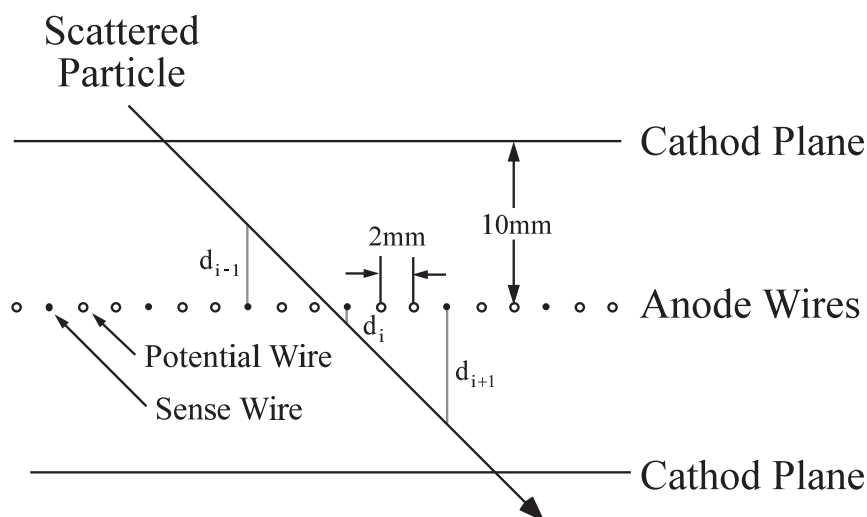


図 2.4 VDC の X 面の構造の概念図

表 2.2 VDC の仕様

芯線構成	X (0°), U (48.2°)
有感領域	W 1150 mm, H 120 mm
芯線数	X 192, U 208
陽極-陰極面間隔	10 mm
陽極面芯線間隔	2 mm
陽極芯線間隔	X 6 mm, U 4 mm
陽極芯線	20 $\mu\text{m}\phi$ 金メッキ W 芯線
ポテンシャル芯線	50 $\mu\text{m}\phi$ 金メッキ Cu/Be 芯線
陰極	6 $\mu\text{m}$ 炭素アラミド膜

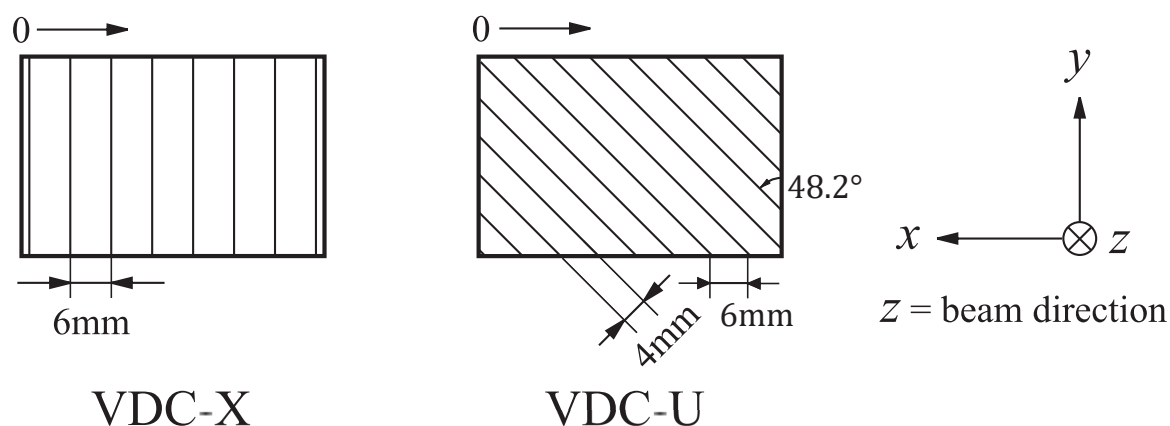


図 2.5 VDC の芯線配置

## 2.3 崩壊粒子の同時測定

$^{20}\text{Ne}$  の励起状態からの崩壊粒子は  $\alpha$  凝縮状態の探索において重要な情報を持つ。そこで、我々は Si 検出器アレイを散乱槽内に設置し崩壊粒子の同時測定を行った。本実験の散乱槽内のセットアップの概略図を図 2.6 に示す。

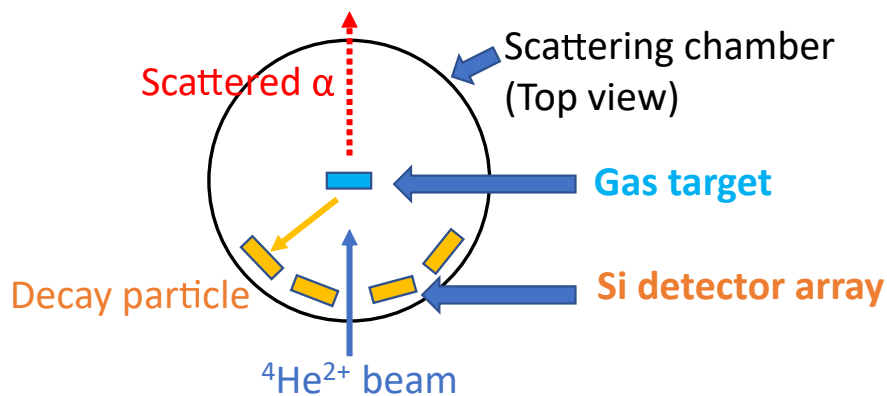


図 2.6 セットアップの概略図

### 2.3.1 Si 検出器アレイ

Si 検出器アレイのイメージ図を図 2.7 に示す。Si 検出器アレイは散乱槽の蓋に取り付け、上から吊るして設置する。さらに、前置増幅器 (Preamplifier) も架台に取り付け、Si 検出器アレイとともに散乱槽内に設置する。これは、検出器から前置増幅器までの配線を最短とすることで配線の

静電容量を減少させると同時に、前置増幅器を金属製の真空チェンバー内部に設置することでノイズの低減を図るためである。Si 検出器アレイは6つのセグメントに分かれており、図 2.7 右下のようにセグメント番号を定義する。それぞれのセグメントの設置角度を図 2.8 に示す。1つのセグメントは3枚の Si 検出器から構成され、1枚目は  $65\ \mu\text{m}$  厚、2枚目は  $500\ \mu\text{m}$  厚、3枚目は  $600\ \mu\text{m}$  厚または  $500\ \mu\text{m}$  厚の Si 検出器を用いる設計である。

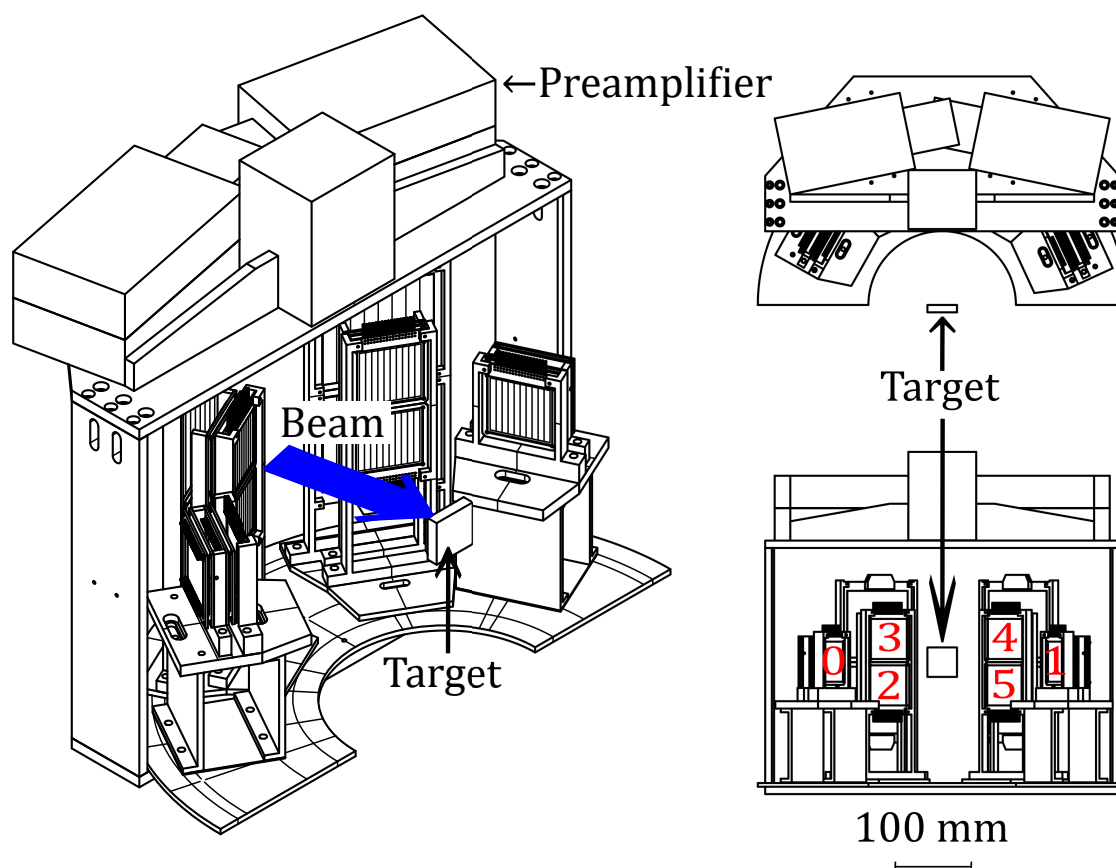


図 2.7 Si 検出器アレイ。右下の図の番号はセグメント番号である。

中央 (セグメント 2 ~ 5) は上下 2 段、左右 (セグメント 0, 1) は 1 段のセグメントの配置となっている。図 2.9 にセグメントごとの拡大図を示す。Si 検出器を積層することによって検出器を厚くし、測定可能なエネルギー範囲を拡大することができる。また、貫通粒子に対して 1 枚目でのエネルギー損失 ( $\Delta E$ ) と全エネルギー ( $E$ ) を測定することで、 $E - \Delta E$  法によって粒子識別が可能である。Si 検出器の裏面には不感層が存在し、不感層でのエネルギー損失は測定できない。Si 中での飛程が  $65\ \mu\text{m}$  になる  $\alpha$  粒子、陽子のエネルギーはそれぞれ  $9.7\ \text{MeV}$ 、 $2.4\ \text{MeV}$  である。また、Si 中での飛程が  $65 + 500\ \mu\text{m}$  になる陽子のエネルギーは  $8.9\ \text{MeV}$  である。これらのエネルギー付近では、粒子のエネルギーと検出個数に不定性が大きいため、今回の解析では考慮しない。その

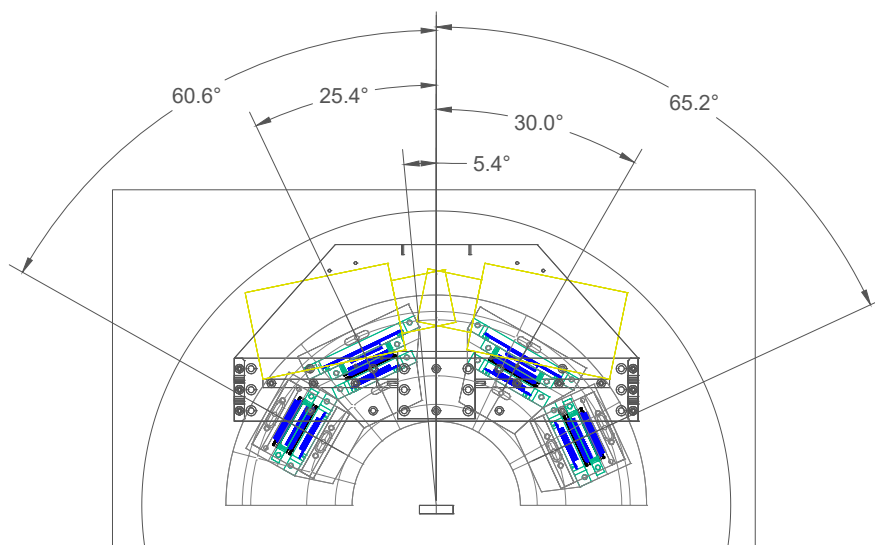


図 2.8 Si 検出器の設置角度

範囲は解析において非貫通イベントと貫通イベントの両方でイベントが観測されたエネルギー範囲とする。

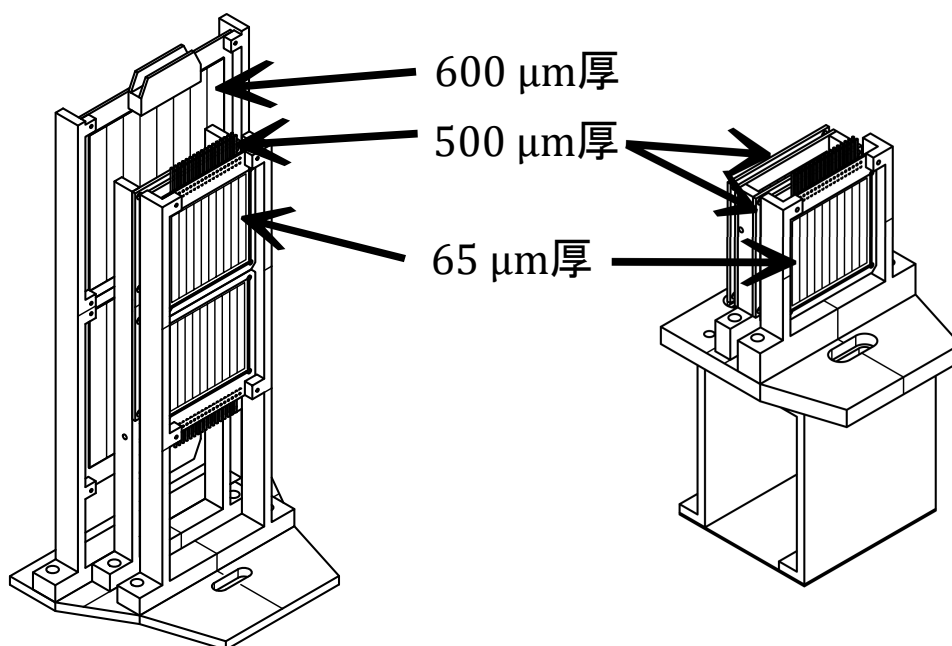


図 2.9 Si 検出器アレイの拡大図。左は上下 2 段 (セグメント 2 ~ 5)、右は 1 段 (セグメント 0, 1)。

$^{20}\text{Ne}$  の  $\alpha$  凝縮状態からの崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーは 1 ~ 2 MeV と非常に低いと想定されるため、崩壊  $\alpha$  粒子は 1 枚目の Si 検出器を貫通しない。1 枚目の Si 検出器を貫通しない粒子に対しては、飛行時間で粒子識別をする必要があるため、飛行時間を十分長くするために標的からの距離を取る必要がある。典型的にビームの時間分解能は 1 ns であり、Si 検出器の時間分解能は 1 ns



である。しかし、本実験で測定したい低エネルギー領域では Si 検出器の時間分解能が悪化する。標的から Si 検出器までの距離は、飛行時間の時間分解能が 3 ns であると仮定し、陽子が 1 枚目の Si 検出器を貫通するエネルギーである、2.4 MeV の  $\alpha$  粒子と陽子を  $2\sigma$  の精度で分離できるように決定し、170 mm とした。それぞれのセグメントごとの設置角度と各層の立体角を表 2.3 に示す。Si 検出器を積層させているため、立体角は 1 枚目の Si 検出器と 2 枚目の Si 検出器とで異なる。2 枚目の Si 検出器の立体角に対する 1 枚目の Si 検出器の立体角は約 1.16 倍である。そのため、2 枚目以降の Si 検出器でも荷電粒子が検出される貫通イベントでは 1 枚目に対する立体角分の補正を行い、カウント数をそれぞれ 1.16 倍する。

表 2.3 Si 検出器の立体角

セグメント	設置角度 (deg)	1 枚目の立体角 (mrad)	2 枚目の立体角 (mrad)
0	60.6	84.7	72.9
1	65.2	84.7	72.9
2, 3	25.4	80.9	70.0
4, 5	30.0	80.9	70.0

実際の実験では使用予定であった 3 枚目の Si 検出器の 1 つが故障により使用できなかったため、セグメント 3 は 3 枚目に 2 枚目と同じ Si 検出器を用いた。1 枚目は 8ch strip、3 枚目の 600  $\mu\text{m}$  厚 Si 検出器は 2ch strip に分割して読み出し、2 枚目と 3 枚目の 500  $\mu\text{m}$  厚 Si 検出器は分割せずに読み出した (pad 読み出し)。表 2.4 に使用した Si 検出器の形状と読み出しを示す。また、図 2.10 に Si 検出器アレイの写真を示す。

表 2.4 使用した Si 検出器

	大きさ (mm)	厚さ ( $\mu\text{m}$ )	読み出し
1 枚目	50 $\times$ 50	65	8ch strip
2 枚目	50 $\times$ 50	500	pad
3 枚目 (セグメント 2, 4, 5)	90 $\times$ 90	600	2ch strip
3 枚目 (セグメント 0, 1, 3)	50 $\times$ 50	500	pad

## 2.4 標的

本実験では同位体濃縮した  $^{20}\text{Ne}$  ガス (99.95%) を標的として使用した。ガス標的の詳細は後述する。また、分解能確認のための Au 標的、3.1.3 節で述べるシーブスリットを用いた測定用の  $^{70}\text{Zn}$  標的、検出器立上げ用の  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的も用いた。



図 2.10 実際に使用した Si 検出器アレイ (下流から見た図)

### 2.4.1 ガス標的

図 2.11 にガス標的システムを示す [16]。これは RCNP 西実験室共用のシステムであり、散乱槽の上部に取り付けて使用できる。標的ガスを外部のガスハンドラーを通して図上部から図下部の標的セルに封入し、液体窒素を用いて標的ガスを冷却して使用することができる。さらに、ステッピングモーターを用いて実験室外部から上下駆動が可能であり、通常使用する散乱槽内の薄膜標的と同時使用が可能である。

### 2.4.2 ガスセル

従来、一般的にガス標的でのガス封止に用いられてきた薄膜は厚さ数  $\mu\text{m}$  の有機膜である。しかし、 $^{20}\text{Ne}$  の  $\alpha$  凝縮状態からの崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーは  $1 \sim 2 \text{ MeV}$  と非常に低いため、封止膜を極薄にする必要がある。

我々はこの問題を厚さ  $100 \text{ nm}$  の窒化シリコン ( $\text{SiN}_x$ ) 薄膜を用いることで解決した。図 2.12 に  $\text{SiN}_x$  薄膜を示す。中心の黄色の  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  の範囲が厚さ  $100 \text{ nm}$  の  $\text{SiN}_x$  薄膜、周囲の青色の部分は厚さ  $200 \mu\text{m}$  の Si フレームである。この  $\text{SiN}_x$  薄膜を図 2.13 に示すガスセルの概略図中央の  $14 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$  の窓に張り付けガスを封止する。耐压テストの結果、 $14 \text{ kPa}$  までの圧力に安定して耐えることが確認された。

ガス標的の開発段階では、標的  $^{20}\text{Ne}$  ガスを冷却し、標的の物質量とガス封止膜の物質量の S/N 比を大きくする予定であった。しかし、冷却時の収縮により膜が割れてしまい実用には至らなかつ

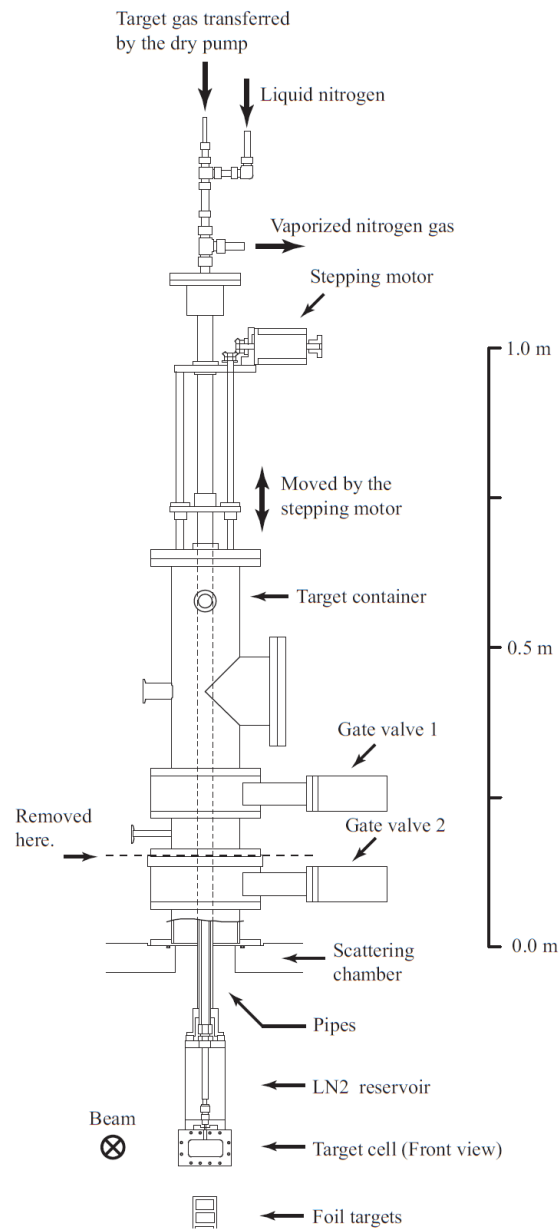


図 2.11 ガス標的システム [16]

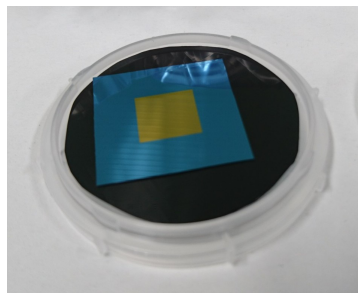


図 2.12 100 nm 窒化シリコン薄膜

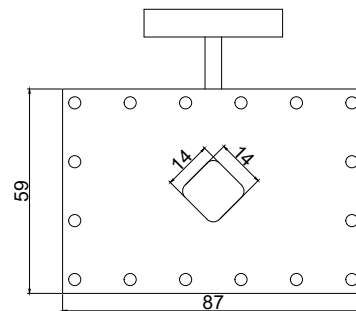


図 2.13 ガスセルの概略図

たため、本実験では冷却標的としての運用を断念した。常温で運用する場合、ガス封止膜に従来の有機膜を用いて冷却した場合と比較して物質量の S/N 比が小さくなることが懸念されたが、物質量の計算から、常温で封止膜に SiN<sub>x</sub> 薄膜を用いたガスセルの方が有機膜を用いたガスセルよりも S/N 比に優れていることが確認できた。表 2.5 に物質量計算の結果と用いた物理量を示す。さ

表 2.5 ガス封止膜ごとの物質量の S/N 比

封止膜	SiN <sub>x</sub> (冷却:87 K)	SiN <sub>x</sub> (常温:300 K)	Aramid (冷却:87 K)
厚さ	100 nm	100 nm	1.5 μm
封止膜の物質量 (μg/cm <sup>2</sup> )	32	32	210
標的ガス圧力 (kPa)	14	14	20
標的ガスの物質量 (μg/cm <sup>2</sup> )	320	104	448
物質量の S/N 比	5.0	1.6	1.1
α 粒子の最低エネルギー (MeV)	0.09	0.04	0.51

らに、表 2.5 の最下段にはそれぞれのガスセルを用いた場合に崩壊 α 粒子がガスと封止膜を貫通することができる最低エネルギーを示している。このエネルギーが低いほど Si 検出器で測定できる最低エネルギーは低くなる。凝縮状態からの崩壊 α 粒子は低エネルギーであるため、より低エネルギーまで測定することができる SiN<sub>x</sub> 膜の方がガス封止膜として適している。以上の観点から、本実験では常温 SiN<sub>x</sub> 薄膜ガスセルを採用した。

本実験で実際に使用したガスセルを図 2.14 に示す。ガスセルはビーム軸方向の厚さが 8 mm で、ガス封止膜には先述の SiN<sub>x</sub> 薄膜を用いた。本実験での <sup>20</sup>Ne のガス圧は 14.1 kPa であり、物質量にして 89.6 μg/cm<sup>2</sup> である。実験中はガス標的の圧力・温度を常に記録・モニターし、条件に変化がないことを確認した。実験中の圧力と温度は、圧力が 14.09 ± 0.16 kPa、温度が 27.65 ± 0.25 であった。また、ガス封止膜からのバックグラウンドを評価するために <sup>20</sup>Ne ガスを抜いた空の状態 (empty cell) での測定も行った。

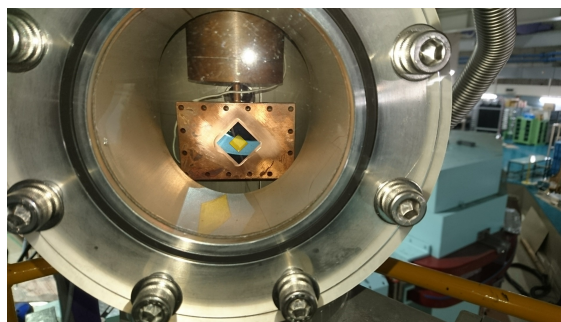


図 2.14 実際に使用したガスセル

## 2.5 トリガー条件

今回の実験のトリガー信号は GR 焦点面のシンチレーション検出器からの信号により作られる。2つのシンチレーション検出器からの信号はそれぞれコンスタントフラクシオンディスクリミネータ (CFD) を用いてロジック信号化され、平均到達時間測定器 (Mean Timer) によって左右の信号の時間を平均化し、時間の入射位置依存性を打ち消す。その出力を論理演算モジュールに入力し論理積をとることによってトリガー信号を生成する。回路図を図 2.15 に示す。

本実験では Si 検出器も用いたが、トリガー条件には含めず、TDC の情報で同時計測事象 (Coincidence イベント) を選択した。詳細は 3.3.5 節で述べる。

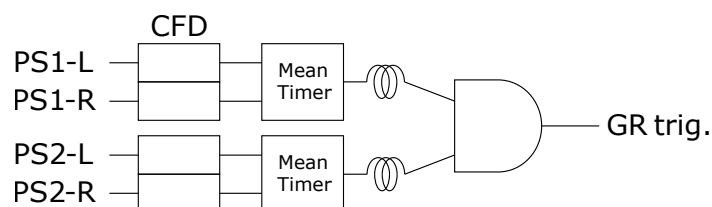


図 2.15 GR トリガーの回路図

## 2.6 データ収集

データ収集系の模式図を図 2.16 に示す。VDC の読み出しには CAEN V1190 モジュールを使用して各信号の時間情報を取得した。VDC のデータのイベント番号はトリガー信号を計数しているスケーラー (CAEN V830) の数を各イベント毎に読み出すことによって対応付けている。シンチレータの読み出しには LeCroy FERA/FERET システムを使用して波高情報と時間情報を取得した。シンチレータのデータのイベント番号は、Flow Controlling Event Tagger (FCET) [17] と呼ばれるモジュールにより付与される。その後、FERA バスによって VME クレート上の LeCroy 1190 DUAL PORT MEMORY に転送される。それぞれのデータは Gigabit Ethernet を経由してデータ収集系用のコンピュータに転送される。

本実験では、これらの GR の基本のデータ収集系とは別に、Si 検出器用のデータ収集系も使用した。Mesytec MADC-32 モジュールで波高情報を、CAEN V1190 モジュールで時間情報を読みだした。VDC のデータと同様にイベント番号は CAEN V830 での計測数を各イベント毎に読み出すことで対応付ける。

VDC と Si 検出器のデータは別々に記録されるが、各検出器の読み出し系のトリガーを共通に

することによって、VDC 及び Si 検出器のスケーラー情報とシンチレータの付与されたイベント番号を対応させ、各イベントを再構成することができる。

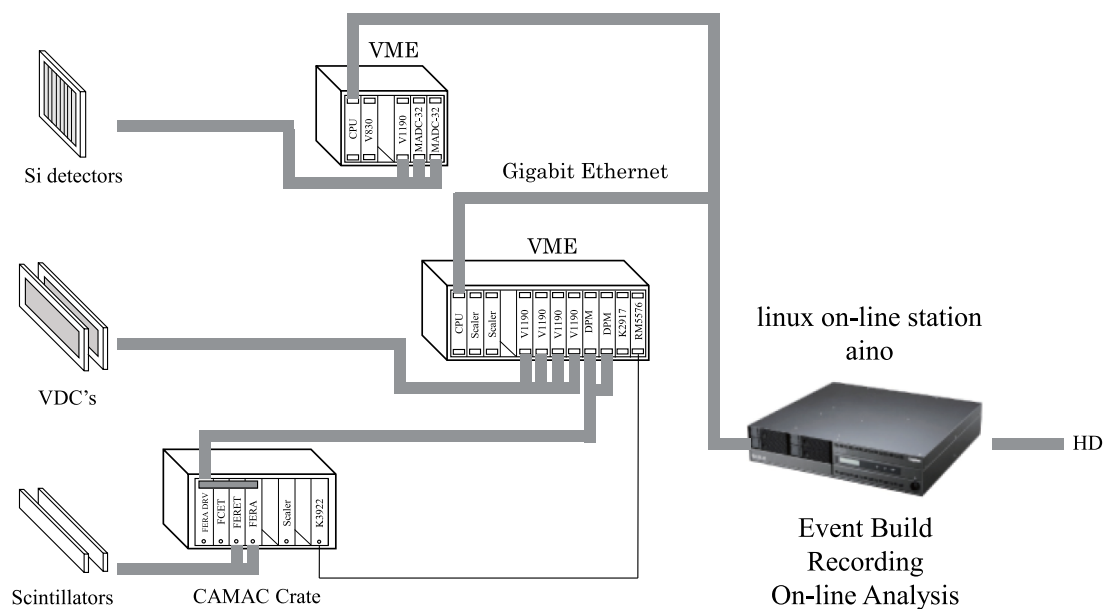


図 2.16 データ収集系の模式図

### 2.6.1 測定時間

本実験での解析に用いる物理測定データは  $^{nat}C$  標的、 $^{20}Ne$  ガス標的、ガスを抜いた空の状態のガス標的 (empty cell) の 3 つの標的での測定データである。本実験での測定順序と測定時間および積算ビーム電荷量を表 2.6 に示す。

表 2.6 各標的ごとの測定順序と測定時間、および、積算ビーム電荷量

標的	時間 (h:m:s)	ビーム電荷量 ( $\mu C$ )
$^{nat}C$	2:06:22	30.8
$^{20}Ne$ ガス標的	16:17:48	452.4
empty cell	5:18:06	181.1

## 第3章

# 解析

### 3.1 焦点面検出器 (VDC)

#### 3.1.1 入射粒子の飛跡

2.2.1 節で述べた通り、VDC は荷電粒子が通過した際に生成される電子の移動時間から粒子の通過位置を決定する検出器である。高励起エネルギー領域では連続的な励起エネルギースペクトルが得られるので、荷電粒子は VDC 上に一様分布するはずである。そこで時間分布から通過位置の情報を得るために、高励起エネルギー領域の連続分布の測定を行った。VDC に一様に粒子が入射した際に得られる移動時間の分布を図 3.1 上に示す。この分布でカウント数が多い部分は、電位勾配が大きくドリフト速度の大きい陽極芯線近傍を粒子が通過したことを示している。高励起エネルギー領域の測定データを用いて、以下の式 3.1 を用いて電子の移動距離が一様な分布となるように移動時間を移動距離に変換した (図 3.1 下)。

$$L(x) = \frac{\int_a^x T(t)dt}{\int_a^b T(t)dt} \quad (3.1)$$

$L(x)$  : 移動距離の関数、 $T(t)$  : 移動時間の関数

式 3.1 の変換から決定した移動距離から各面での通過位置を決定し、面ごとの通過位置から入射粒子の飛跡を決定する。VDC では粒子 1 つの通過に伴い 3 ~ 4 本の芯線に信号が発生する。ここで、2 本以上の隣接した芯線に信号が発生した場合に信号が発生した芯線のまとまりをクラスター、信号が発生した芯線の本数をクラスターの大きさと定義する。例えば、ある面において隣り合う 3 本の芯線に信号が発生した場合、このまとまりを「大きさ 3 のクラスター」と呼ぶ。粒子の飛跡を構成する際、次の 2 つの条件を課した。

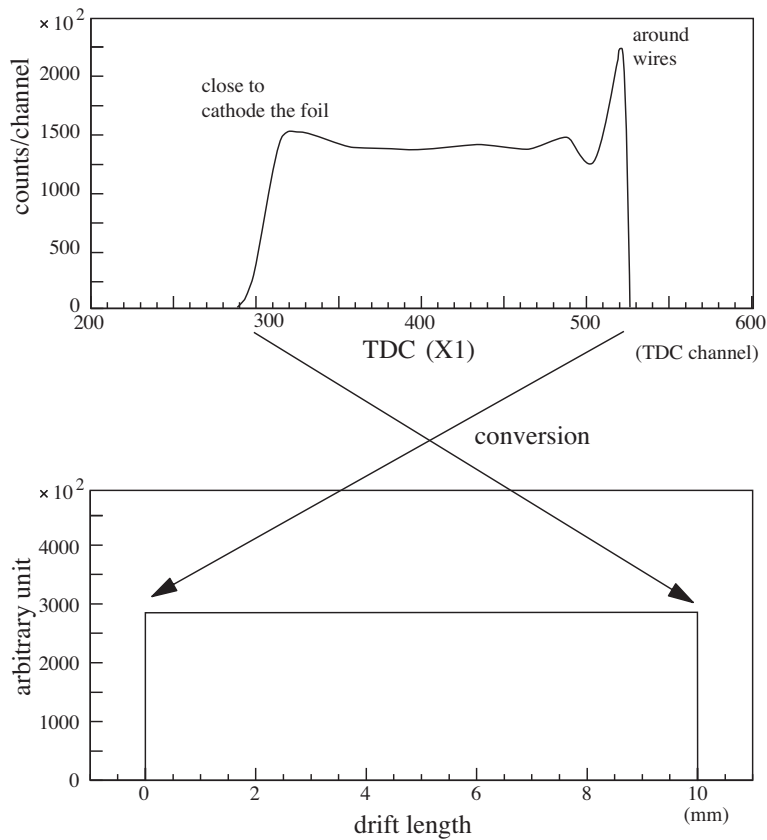


図 3.1 VDC の TDC 信号 (上) と変換後の移動距離 (下)

- 大きさ 4 以上のクラスターにおいて、クラスターの端の芯線が移動時間の極小となる場合、その芯線をクラスターに含めない
- VDC のそれぞれの陽極面で大きさ 2 以上のクラスターが 1 つだけあるイベントのみを解析する

粒子の飛跡は以下の方法で決定する (図 3.2 を参照)。

1. VDC の 1 面のデータからそれぞれ「粒子の飛跡とその面の交点を通り陽極芯線に平行な直線」を決定
2. 上流 X 面 (front-X)、下流 X 面 (rear-X) での直線を含む平面を X 飛跡面 (X-tracking plane) として得る
3. 同様に上流 U 面 (front-U)、下流 U 面 (rear-U) での直線から U 飛跡面 (U-tracking plane) を得る
4. この 2 面の交線が粒子の飛跡となる



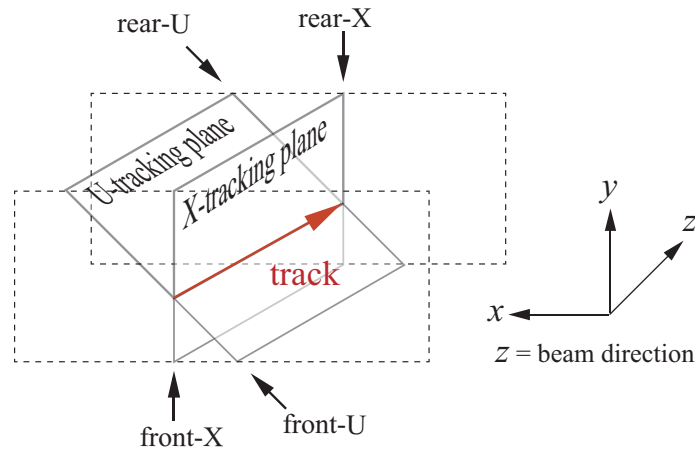


図 3.2 飛跡の決定方法

### 3.1.2 検出効率

全イベント数に対して、解析を行い飛跡を決定できたイベント数の割合を VDC の検出効率 (tracking efficiency) と呼ぶ。検出効率には焦点面の水平方向の位置 ( $x_{fp}$ ) 依存性がある。それぞれの面の検出効率を  $\epsilon_{FX}$  などとすると、全検出効率  $\epsilon$  は

$$\epsilon(x_{fp}) = \epsilon_{FX}(x_{fp})\epsilon_{FU}(x_{fp})\epsilon_{RX}(x_{fp})\epsilon_{RU}(x_{fp}) \quad (3.2)$$

で与えられる。各面の検出効率とは、その面を除いた 3 面の情報のみで飛跡が決定されたイベント数と 4 面の情報で飛跡が決定されたイベント数の比である。すなわち、

$$\begin{aligned} \epsilon_{FX}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}{N_{FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})} \\ \epsilon_{FU}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}{N_{FX \cap RX \cap RU}(x_{fp})} \\ \epsilon_{RX}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}{N_{FX \cap FU \cap RU}(x_{fp})} \\ \epsilon_{RU}(x_{fp}) &= \frac{N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})}{N_{FX \cap FU \cap RX}(x_{fp})} \end{aligned} \quad (3.3)$$

で与えられる。 $N_{FX \cap FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})$  は 4 面すべての情報から飛跡が決定されたイベント数、 $N_{FU \cap RX \cap RU}(x_{fp})$  は上流 X 面以外の 3 面の情報から飛跡が決定されたイベント数である。

上述の通り、VDC で飛跡を決定するには本来、4 面の情報が必要である。つまり、3 面の情報だけで飛跡を決定するには情報が不足しており、何らかの条件 (仮定) を追加する必要がある。そこで、全ての軌道は水平面に対して平行 ( $\phi_{fp} = 0$ ) であると仮定する。 $\phi_{fp}$  は

$$\phi_{fp} = (\phi | y)y_{igt} + (\phi | \phi)\phi_{igt} \quad (3.4)$$

で与えられるが、GR の設計から  $(\phi | y) = 1.12 \text{ rad/m}$ 、 $(\phi | \phi) = 0.167$  であり、典型的な値として  $y_{tgt} \sim 1 \text{ mm}$ 、 $\phi_{tgt} = 30 \text{ mrad}$  を考えれば、 $\phi_{fp}$  は十分小さいとみなせる。

### 3.1.3 シーブスリットを用いた散乱角の変換・励起エネルギー較正

VDC で得られるのは焦点面検出器での粒子の位置と角度である。この情報から標的上での位置、散乱角度を求める必要がある。鉛直方向は Grand Raiden における通常の磁場設定では角度分解能が悪いため、焦点面における情報を用いての鉛直方向の散乱角度の決定は行わなかった。水平方向についてのみ、焦点面における情報を用いて散乱角度の決定を行うため、シーブスリットでの測定を用いて角度の較正を行った。さらに、解析では GR の磁場の値と GR の中心軌道半径を用いて中心軌道の運動量  $p_0$  を決定、運動量分散  $(x | \delta) = -15.4 \text{ m/\%}$  を用いて焦点面での位置の違い (中心軌道からの差) を運動量変化量  $\delta$  に変換し、 $\delta = (p - p_0)/p_0$  からそれぞれの粒子の運動量  $p$  を決定する。そして、運動量  $p$  を用いて標的核の励起エネルギーを決定する。そこで、磁場を変えた複数回の測定のデータを用いて、焦点面での検出位置から運動量への変換の較正、すなわち励起エネルギーの較正を行う。

実際に用いたスリットを図 3.3 に示す。シーブスリットは図 3.3 の通り、格子状に穴の空いたスリットである。シーブスリットは散乱  $\alpha$  粒子をエネルギー損失させて GR の運動量アクセプタンスに入らないようにするのに十分な厚さをもつステンレス鋼で作られており、穴を通過した粒子のみが焦点面に到達することができる。水平方向の穴の間隔は 5 mm、標的からスリットまでの距離は 585 mm なので、穴の間隔は  $\Delta\theta_{tgt} = 0.49^\circ$  に相当する。

図 3.4 にシーブスリットによる測定で得られる図の概略図を示す。縦軸の  $\theta_{fp}$  は焦点面での水平方向の角度、横軸の  $x_{fp}$  は焦点面での位置である。焦点面での位置と角度は 1 次のビーム輸送行列を用いて以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} x_{fp} \\ \theta_{fp} \\ y_{fp} \\ \phi_{fp} \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x | x) & (x | \theta) & 0 & 0 & (x | \delta) \\ (\theta | x) & (\theta | \theta) & 0 & 0 & (\theta | \delta) \\ 0 & 0 & (y | y) & (y | \phi) & 0 \\ 0 & 0 & (\phi | \phi) & (\phi | y) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_{tgt} \\ \theta_{tgt} \\ y_{tgt} \\ \phi_{tgt} \\ \delta \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

$$x_{fp} = (x | x) x_{tgt} + (x | \theta) \theta_{tgt} + (x | \delta) \delta \quad (3.6)$$

$$\theta_{fp} = (\theta | x) x_{tgt} + (\theta | \theta) \theta_{tgt} + (\theta | \delta) \delta \quad (3.7)$$

GR の焦点面では水平方向の収束条件を満たしているので  $(x | \theta) = 0$  である。Liouville の定理から、ビーム輸送行列の行列式が 1 となるので、 $(x | x) = 1/(\theta | \theta)$  となる。 $x_{tgt} \sim 1 \text{ mm}$  であり、GR



図 3.3 シーブスリット

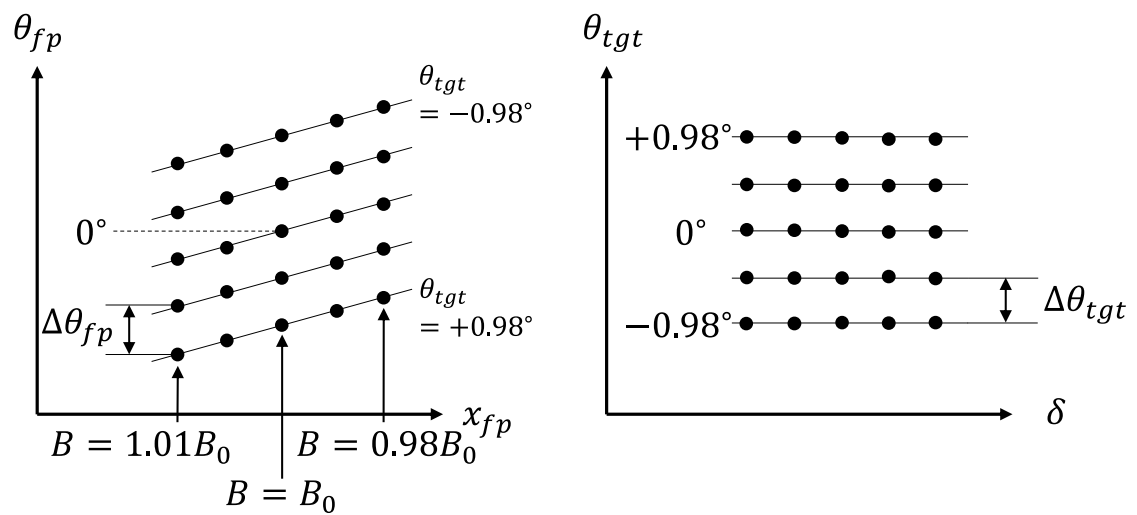


図 3.4 シーブスリットによる測定の概略図

の設計値から  $(x|x) = -0.417$ 、 $(\theta|x) = -1.36 \text{ rad/m}$  であるので、式 3.6、3.7 の第 1 項は無視できる。よって、 $\theta_{fp}$  と  $x_{fp}$  の関係式は以下ようになる。

$$\theta_{fp} = \frac{1}{(x|x)}\theta_{igt} + \frac{(\theta|\delta)}{(x|\delta)}x_{fp} \quad (3.8)$$

式 3.8 から  $\theta_{fp}$  は水平方向の角度  $\theta_{igt}$  には依存するが、鉛直方向の角度  $\phi_{igt}$  には依存しないことがわかる。故に、シーブスリットには  $5 \times 5 = 25$  個の穴が開いているが、 $\theta_{igt}$  が同じ 5 つの穴 (縦の 5 つの穴) は  $x_{fp} - \theta_{fp}$  の 2 次元相関図では同じ点に重なって見える。そのため、1 回の測定では図 3.4 左において縦に並ぶ 5 つの点が観測される。式 3.8 より、図 3.4 左の縦の点の間隔は  $\Delta\theta_{fp} = \Delta\theta_{igt}/(x|x) = 0.49^\circ/(-0.417)$  となることわかる。さらに、直線の傾きは  $(\theta|\delta)/(x|\delta)$  となる。スペクトロメータでは、磁場を 1% 減少させることは運動量  $\delta$  を 1% 増加させることと等価であるため、実際の測定では基準となる磁場から  $-2\% \cdot -1\% \cdot 0\% \cdot +1\% \cdot +1.5\%$  の 5 つの磁場での測定を行うことで、各運動量に対応した  $x_{fp}$  の 5 つの点を得た。

図 3.4 左の直線上の点は同じ  $\theta_{igt}$  であるはずなので、 $\theta_{fp}$  から  $\theta_{igt}$  に変換する際に、同じ  $\theta_{igt}$  となるように補正する。その際、 $(\theta|\theta) < 0$  なので、 $\theta_{fp}$  と  $\theta_{igt}$  の符号は逆向きになり、図 3.4 左の最も上の直線は右の最も下の直線に対応する。また、縦の 2 点間の距離が標的上の散乱角度  $\Delta\theta_{igt} = 0.49^\circ$  と等しくなるよう較正した。さらに、 $x_{fp}$  から  $\delta$  への変換の較正を以下の手順で行う。

1.  $\theta_{igt} = 0^\circ$  に散乱しているイベントを選択する。
2. 選択したイベントについて以前の実験で較正されたパラメータを用いて  $\delta$  を求める。以前の実験とは焦点面検出器の設置位置や設置角度がわずかに異なるため再較正する必要があるが、その差は微小であるので、 $x_{fp}$  から  $\delta$  への変換そのものを再較正するのではなく、 $\delta$  を初期値として補正することとした。
3. 磁場を 1% 増加させることは運動量を 1% 減少させることと等価なので、 $B = 984.73 \text{ mT} (= B_0)$  の時の  $\delta$  の値  $\delta_0$  を基準にし、磁場を変化させた際の  $\delta$  の目標値を  $1 + \frac{\delta'}{100} = (1 + \frac{\delta_0}{100})(1 - \frac{1}{100} \frac{\Delta B}{B_0})$  と求める。それぞれの値を表 3.1 に示す。
4. 初期値  $\delta$  が目標値  $\delta'$  となるように 2 次関数で補正する。

実際の変換前の  $(x_{fp}, \theta_{fp})$  と変換後の  $(\delta, \theta_{igt})$  を図 3.5 に示す。

シーブスリットの測定は DSR 磁石を使用せずに行ったため、この節での  $\delta$  の較正は DSR 磁石を使用していない場合に正しい。しかし、 $^{20}\text{Ne}$  の測定では、DSR 磁石を使用したため、この節の較正とは値が変わってしまい、再較正が必要となる。これは、DSR 磁石を使用することによって

表 3.1 シーブスリットでの運動量補正

$\Delta B/B_0$ (%)	初期値 $\delta$ (%)	目標値 $\delta'$ (%)
-2.0	1.848	1.871
-1.0	0.841	0.8726
0.0	-0.126	-0.126
1.0	-1.057	-1.125
1.5	-1.507	-1.624

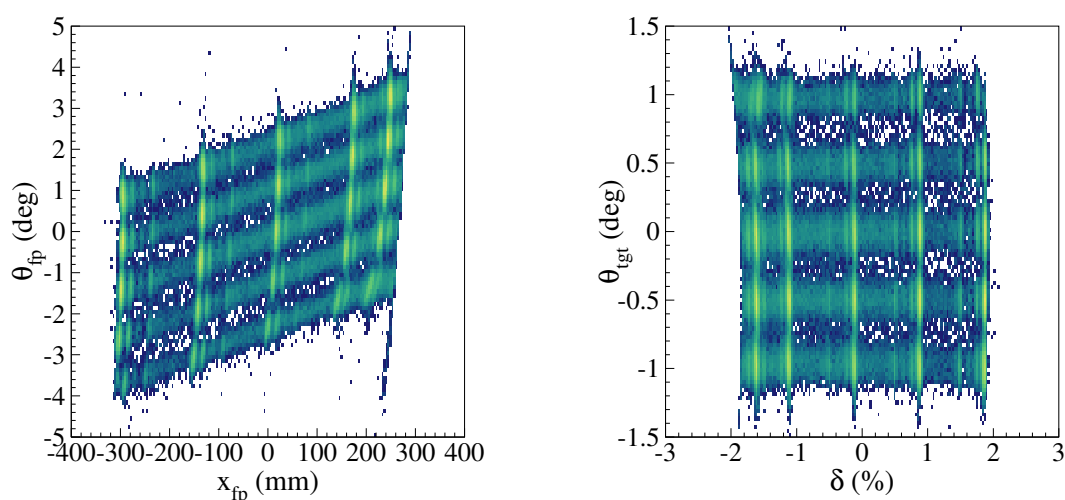


図 3.5 水平方向の散乱角度の変換

VDC に対する焦点面の傾きが変化し、VDC での位置  $x_{fp}$  に対する運動量変化量  $\delta$  の関係が変化するためである。再較正は Si 検出器の情報を用いて行った。詳細は 3.5.1 節で述べる。なお、今後示す励起エネルギーは図 3.30、3.31 以外は再較正後の励起エネルギーである。

### 3.1.4 角度アクセプタンス

鉛直方向は  $\pm 20$  mrad のアクセプタンスのスリットを用いて制限し、水平方向はソフトウェアで  $\pm 0.8^\circ$  でカットした。この時、立体角は  $1.117 \times 10^{-3}$  sr となる。しかし図 3.6 から分かるように、低励起エネルギー側では水平方向の角度アクセプタンスが励起エネルギー毎に異なる。そこで、角度アクセプタンスを正しく評価するために図の直線でアクセプタンスカットを追加し、 $E_x < 8$  MeV での範囲ではこの角度アクセプタンスで立体角を計算した。

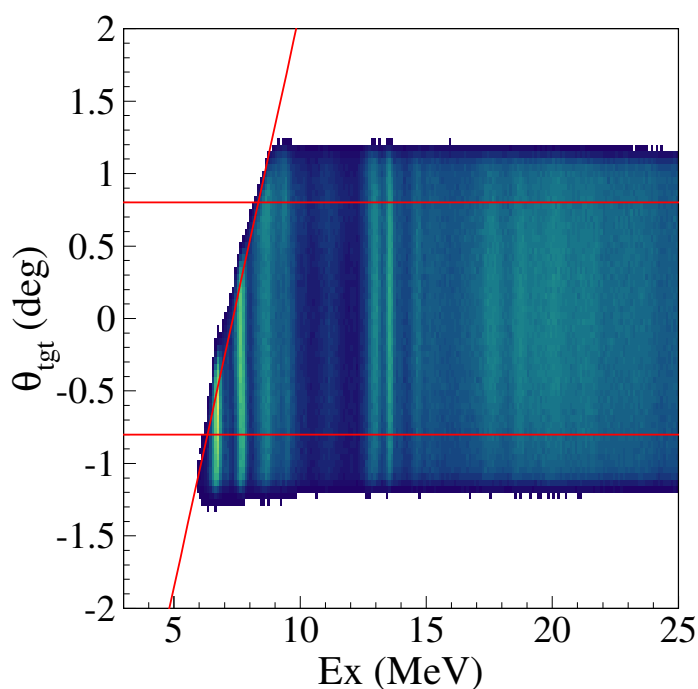


図 3.6 角度アクセプタンスの決定。 $\theta_{fp} = \pm 0.8^\circ$  の直線は水平方向の角度でのソフトウェアカット、斜めの直線は励起エネルギー依存のソフトウェアカット (アクセプタンスカット) である。

## 3.2 励起エネルギースペクトル

VDC の情報から得た運動量変化量  $\delta$  と中心軌道の運動量から散乱粒子の運動量を決定し、標的核の励起エネルギーを求めた。中心軌道の運動量は  $^{20}\text{Ne}$  の  $E_x = 6.725 \text{ MeV}$  ( $0_2^+$ ) のピークを基準に較正した。empty cell の励起エネルギースペクトルではこのピークは観測されないため、最も大きなバックグラウンドのピークが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的でのスペクトルと一致するように較正した。このバックグラウンドのピークは本来、窒化シリコン膜には含まれない  $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態のピークであるが、その詳細は次節で述べる。

### 3.2.1 ガス封止膜からのバックグラウンドの評価

励起エネルギースペクトルから断面積を求めたところ、図 3.7 に示すように  $E_x = 7.5 \text{ MeV}$  付近で empty cell を用いた測定から得たビーム量で規格化したバックグラウンドが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的を用

いた測定から得た収量を上回った。このピークは励起エネルギーから  $^{12}\text{C}$  の  $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  ( $0_2^+$ ) であると考えられるが、ガス封止膜に用いた窒化シリコン膜 ( $\text{SiN}_x$ ) に炭素は含まれていない。そこで、各 run ごとに  $^{12}\text{C}$  の  $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  ( $0_2^+$ ) のカウント数と  $^{20}\text{Ne}$  の  $E_x = 6.73 \text{ MeV}$  ( $0_2^+$ ) のカウント数の比を比較した。その結果を図 3.8 に示す。問題のピークは時間経過とともに増大して

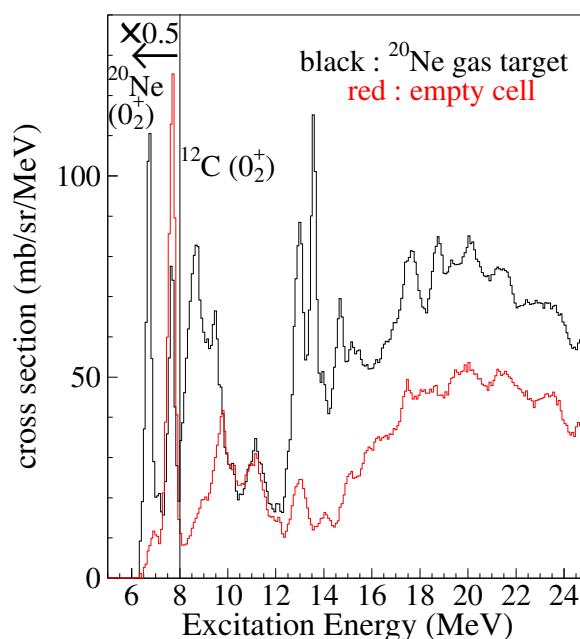


図 3.7  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的の測定で得た収量と empty cell のバックグラウンド。黒は  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定から求めた収量、赤は empty cell での測定から求めた規格化されたバックグラウンド。  $E_x < 8 \text{ MeV}$  の範囲は縦軸を 0.5 倍にして示している。

おり、 $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定の後に行った empty cell の測定では、 $^{12}\text{C}$  のピークが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定時より大きくなっていることがわかる。これは散乱槽内の残留ガス中に含まれるポンプのオイルミストがビームによって標的セル表面に焼き付けられたためだと考えられる。本来であれば窒化シリコン膜には炭素は含まれていないため、 $^{12}\text{C}$  の寄与を取り除かなければガス封止膜からのバックグラウンドの評価を行うことができない。

そこで、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的での測定を用いて  $^{12}\text{C}$  の寄与を減算しようと試みたところ、ガス標的での測定と  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的での測定では励起エネルギーの分解能が異なるため、 $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  のピークの形が異なり、ピークをきれいに除去することができなかった。ビーム軸方向の空間的な厚さが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的は  $8 \text{ mm}$ 、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的は約  $10 \mu\text{m}$  であり、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的の方が標的の厚さが薄く、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的での測定の方が分解能が良いため、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的での測定で得られたスペクトルの分解能を悪化させ、分解能を同程度に合わせる必要がある。そこで、断面積のバックグラウンドの評価は次の手順で

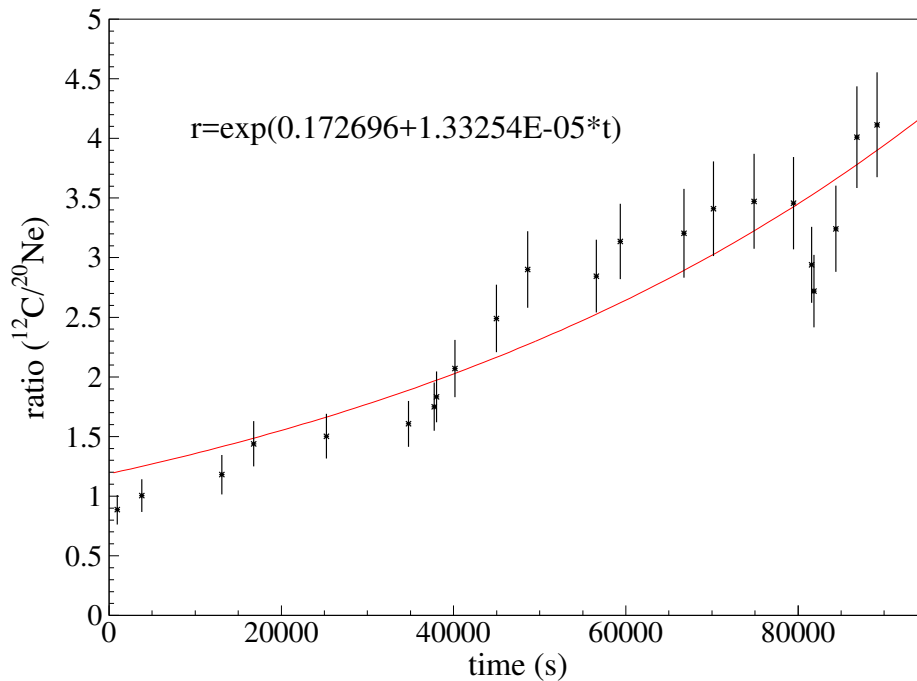


図 3.8 各 run ごとの  $^{12}\text{C}$  と  $^{20}\text{Ne}$  のピークのカウント数の比。横軸は  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的を用いた測定を始めた時間からの経過時間を表し、各 run の時間は測定開始と終了の平均となっている。

行った。

1.  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的の測定で得られたスペクトルの分解能を悪化させる。
2.  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的・empty cell それぞれの測定に対して、 $^{12}\text{C}$  のピークのカウント数が合うように  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的のスケール係数を決める (scale\_Ne, scale\_Em)。
3. それぞれ、 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的のカウントを減算し  $^{12}\text{C}$  の寄与を除き、ビーム量で規格化する。
4.  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的の断面積から empty cell のバックグラウンドを減算し除去する。

まず、分解能補正のために、 $^{20}\text{Ne}$  ガス標的と  $^{\text{nat}}\text{C}$  標的のそれぞれの励起エネルギースペクトルについて  $E_x = 7.65 \text{ MeV}$  のピークをガウス関数でフィッティングし、分解能を求める ( $\sigma_{\text{Ne}}, \sigma_{\text{C}}$ )。2 つの分解能の二乗の差の平方根、

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{Ne}}^2 - \sigma_{\text{C}}^2} \quad (3.9)$$

を求め、これを補正分解能の初期値とする。 $^{\text{nat}}\text{C}$  標的での測定で得た励起エネルギースペクトルに対して分解能  $\sigma$  のガウス関数で畳み込みを行い、分解能を悪化させたスペクトルを得る。式 3.9 の補正分解能を初期値として、最もよく  $^{12}\text{C}$  の影響を除去できる補正分解能  $\sigma$  の値を求めた。

次に、畳み込み後のスペクトルを用いて  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的と empty cell のそれぞれに対して  $^{12}\text{C}$  のピークのカウント数が一致するようにスケール係数を決定する。図 3.9 に  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的・empty



cell のカウント数と  $^{nat}\text{C}$  標的のカウント数をスケールしたものの比較を示す。上段が  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的、下段が empty cell での測定であり、左が分解能補正前、右が分解能補正後である。確かに、図 3.9 左ではピークの幅が異なることでカウント数を合わせた際にピーク中心の高さが異なっているが、分解能補正後の図 3.9 右ではピークの幅が同程度になり、ピーク中心の高さも同程度となっていることがわかる。

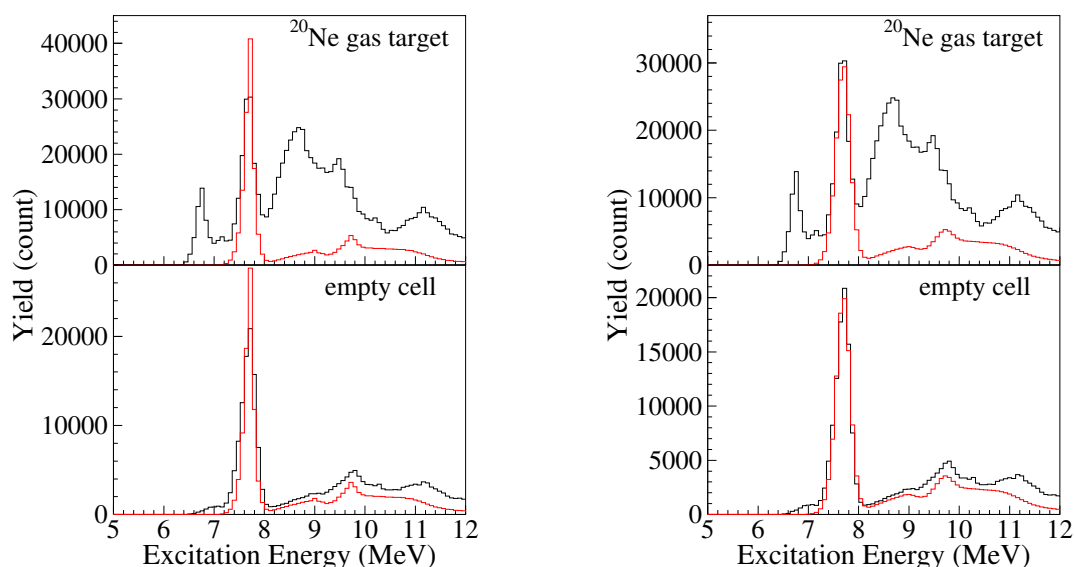


図 3.9  $^{12}\text{C}$  の分解能補正の結果。赤線が  $^{nat}\text{C}$  標的のヒストグラムをスケールしたものの。左の図に分解能補正前、右の図に分解能補正後を示す。

$^{20}\text{Ne}$  ガス標的と empty cell のスペクトルから  $^{12}\text{C}$  の寄与を減算し、ビーム量や立体角等の数値を用いてスペクトルの縦軸のカウント数を規格化する。その後、規格化した  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的のスペクトルから empty cell のスペクトルを減算して、 $^{20}\text{Ne}$  のスペクトルを得る。図 3.10 に  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルを示す。上段の黒のスペクトルが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定から求めた断面積、赤のスペクトルが empty cell の測定から求めた規格化されたバックグラウンド、下段のスペクトルが empty cell のバックグラウンドを減算した後の  $^{20}\text{Ne}$  のスペクトルである。  $E_x < 8 \text{ MeV}$  の領域は断面積を 0.5 倍にして示している。

また、後述する崩壊粒子の情報が含まれる (Si 検出器の情報が含まれる) 場合のバックグラウンドの評価の際には、3.3.5 節で述べる通り、偶発事象 (Accidental イベント) を除去した後、同様の操作を行った。ただし、 $^{nat}\text{C}$  のスケール係数 (scale\_Ne, scale\_Em) と畳み込みに用いる補正分解能  $\sigma$  の値は励起エネルギースペクトルにおけるバックグラウンド評価で決定した値を用いる。

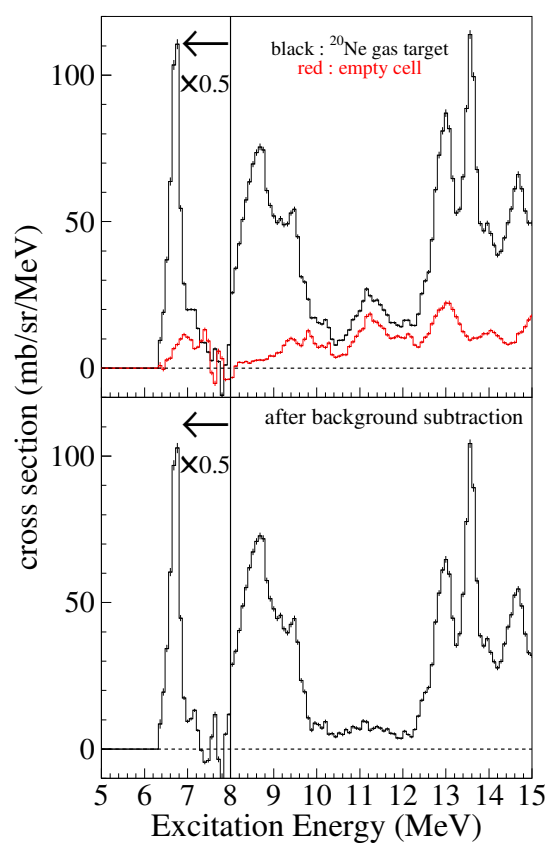


図 3.10  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトル ( $^{12}\text{C}$  減算後)。上段の黒のスペクトルが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定から求めた断面積、赤のスペクトルが empty cell の測定から求めたバックグラウンド、下段のスペクトルが empty cell のバックグラウンドを減算した後の  $^{20}\text{Ne}$  のスペクトル。 $E_x < 8$  MeV の領域は断面積を 0.5 倍にして示している。

表 3.2 3 種混合  $\alpha$  線源のエネルギーと強度

核種	エネルギー (MeV)	強度比 (%)
$^{148}\text{Gd}$	3.182	100
$^{241}\text{Am}$	5.443	12.9
	5.486	83.3
$^{244}\text{Cm}$	5.763	18.9
	5.805	59.8

### 3.3 Si 検出器

#### 3.3.1 エネルギー較正

Si 検出器のエネルギー較正には 3 種混合  $\alpha$  線源 ( $^{148}\text{Gd}$ 、 $^{241}\text{Am}$ 、 $^{244}\text{Cm}$ ) とパルサー (BNC PB-5) を使用した。初めに、パルサーを用いて信号処理回路の線形性を確認する。パルサーからは設定した波高の信号を一定周期で出力することができる。パルサーを用いて得られるスペクトルを図 3.11 に示す。横軸は ADC のチャンネル数である。パルサーの波高を 10、20、30... と変化させ、波高が 50、100、150 の時は 2 倍の時間測定を行い、2 倍のデータを取得している。それぞれのピークをフィッティングしピーク中心のチャンネル数を読み取り、チャンネル数とパルサーの波高を 1 次関数でフィッティングした結果、残差の標準偏差は最大で 4.5 ch であり、線形性は非常に良好であることが確認された。次に、3 種混合  $\alpha$  線源を用いて ADC のチャンネル数をエネルギーに較正する。使用した 3 種混合  $\alpha$  線源のエネルギーと  $^{148}\text{Gd}$  に対する強度比を表 3.2 に示す。3 種混合  $\alpha$  線源を用いて得られるスペクトルを図 3.12 左に示す。それぞれのピークについてフィッティングを行いピーク中心のチャンネル数を読み取り、線源のエネルギーと対応させる。 $^{241}\text{Am}$  と  $^{244}\text{Cm}$  に関しては分解能が足りず、それぞれの 2 種類のエネルギーのピークが分離できなかったため、2 つのエネルギーの平均を線源のエネルギーとした。

得られた 3 点を 1 次関数でフィットし、変換係数を決定した。横軸をエネルギーに変換したスペクトルを図 3.12 右に示す。

この較正を Si 検出器のすべてのチャンネルについて行った。

#### 3.3.2 Si 検出器の hit 条件

Si 検出器では本物の信号の他にも、ノイズによる信号や、クロストークによる信号等が測定され得る。そこで、Si 検出器の TDC (時間情報) や ADC (波高情報) のデータを用いて本物のイベン

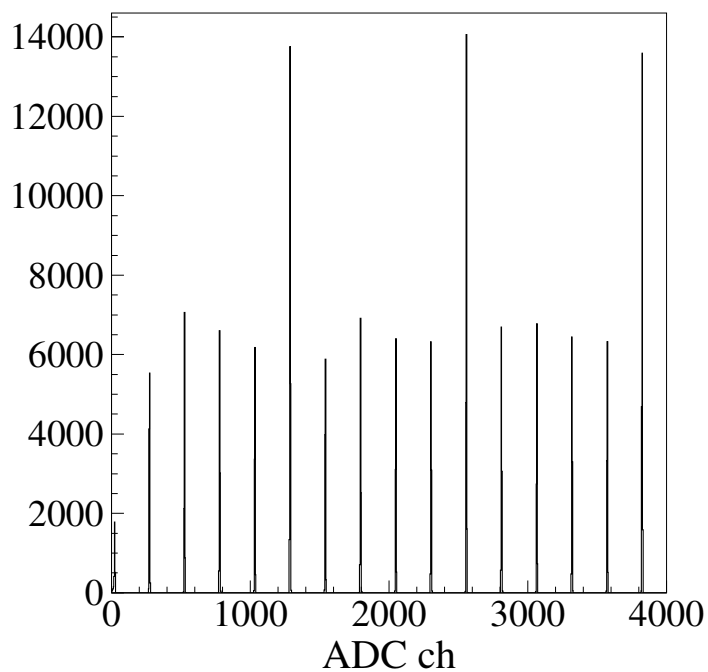


図 3.11 パルサーの測定により得られたスペクトル

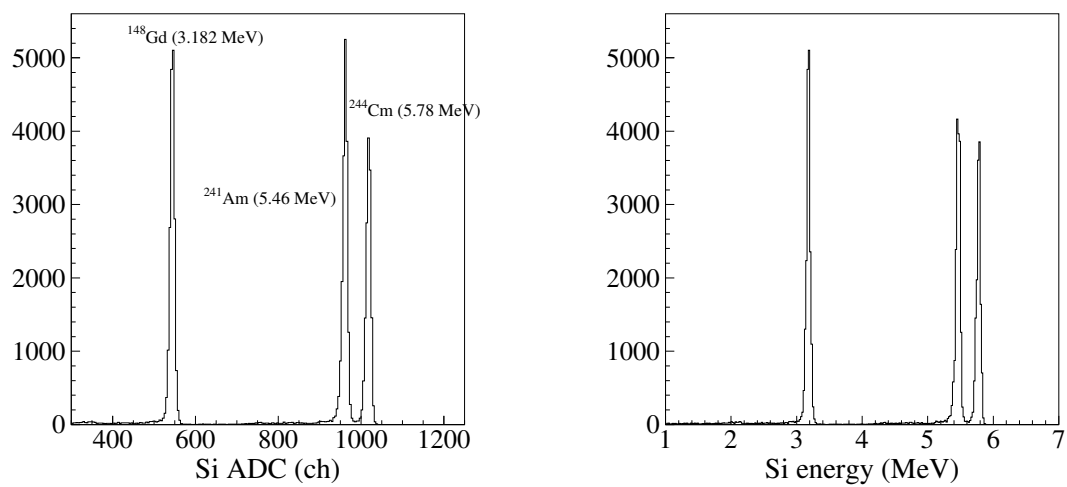


図 3.12 3 種混合  $\alpha$  線源の測定により得られたスペクトル。左が較正前、右が較正後のスペクトルである。

トのみを選択する。Si 検出器の TDC の分布を図 3.13 に示す。縦軸は TDC のチャンネル数、横軸は各 Si 検出器のストリップのチャンネル番号となっている。図 3.13 の赤線は TDC での hit 条件を示している。Si 検出器の TDC は正しいイベントでは同じタイミングが記録されるため、1 枚目の Si 検出器は  $2000 \text{ ch} < \text{TDC} < 3000 \text{ ch}$  を TDC での hit 条件とした。2・3 枚目の Si 検出器は、次節で述べる粒子識別によって本物ではないイベントは除去できるため、範囲を広く設定し、 $1000 \text{ ch} < \text{TDC} < 3000 \text{ ch}$  を TDC での hit 条件とした。

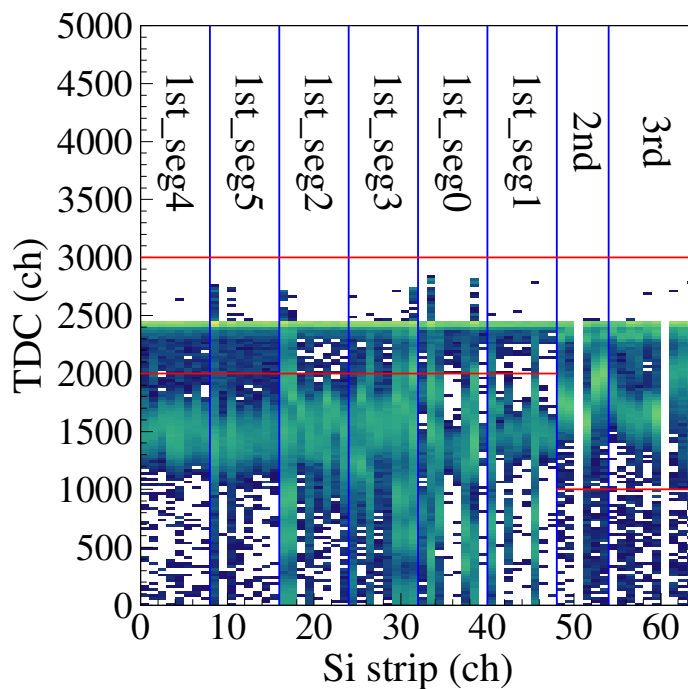


図 3.13 Si 検出器の時間分布。赤線は TDC のカット条件を表し、青線と図中の数字は Si 検出器のセグメントの境界と番号を表す。

次に ADC の条件を求める。1 枚目の Si 検出器は 8 ch strip に分割して読み出している。この時、1 つのストリップに荷電粒子が当たった際にそのストリップだけではなく、そのストリップの近辺のストリップにも信号が誘起される場合がある。その場合、1 つの Si 検出器に複数個の荷電粒子が当たったと誤認してしまうため、このクロストークの信号を除去しなければならない。図 3.14 に 1 枚目の Si 検出器の ADC 分布を示す。ここで、上段は各セグメントの 1 枚目の Si 検出器で ADC の波高が最大であったストリップの ADC 分布であり、本物の信号に相当するものである。対して、下段はそれ以外のストリップの ADC 分布である。下段の ADC 分布にはノイズやク

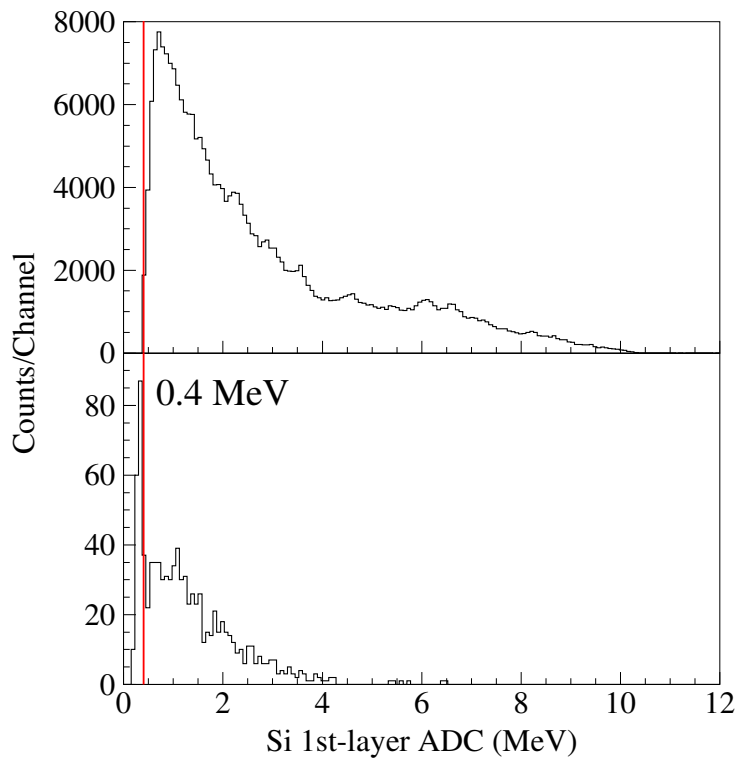


図 3.14 1 枚目の Si 検出器の ADC 分布。赤線は 1 枚目の Si の hit 条件の境界 0.4 MeV を表す。

ロストークによる信号と実際に複数個の荷電粒子が 1 つの Si 検出器に hit した際の信号が含まれている。ノイズやクロストークの信号の波高は非常に低いので、図 3.14 の分布から、1 枚目の Si 検出器での hit 条件は  $\text{ADC} > 0.4 \text{ MeV}$  とした。

さらに、図 3.15 に 2 枚目と 3 枚目の Si 検出器の ADC 分布を示す。上段はその Si 検出器の前段の Si 検出器に hit があった場合の ADC 分布、下段はそれ以外の場合の ADC 分布である。2、3 枚目の Si 検出器に陽子や  $\alpha$  粒子など重い荷電粒子による hit がある場合、その前面の Si 検出器にも hit がなければならない。しかし、標的や周囲の放射化された物体からの  $\gamma$  線や  $\beta$  線の場合、前面を hit させずに後面だけを hit することが可能である。そのようなイベントは解析の際にバックグラウンドとなるため、図 3.15 の上段と下段の分布を比較して hit 条件を決めた。2 枚目の hit 条件は上段に観測されないエネルギーの範囲を除いて、 $\text{ADC} > 0.26 \text{ MeV}$  とした。3 枚目の hit 条件は上段と下段の分布で共に谷となっているエネルギー以下を除いて、 $\text{ADC} > 0.57 \text{ MeV}$  とした。

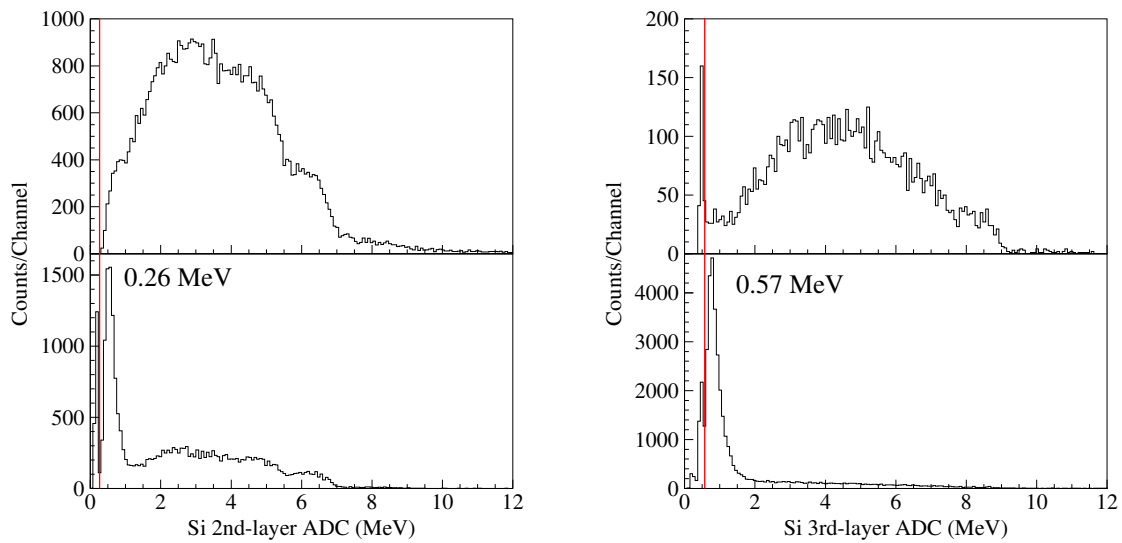


図 3.15 2・3 枚目の Si 検出器の ADC 分布。赤線は図 3.14 と同じ。値は 2 枚目が 0.26 MeV、3 枚目が 0.57 MeV。

### 3.3.3 粒子識別 (PID)

1 枚目の Si 検出器を貫通しなかった荷電粒子は、標的から 1 枚目の検出器までの飛行時間 (TOF: Time of flight) の情報を用いて PID を行う。Si で検出された荷電粒子のエネルギーと TOF との 2 次元相関を図 3.16 に示す。図中のローカスに沿って数点を選び、 $\frac{a_1}{T} \sqrt{x} + a_2$  の関数でフィッティングを行った。その結果が図中の赤線であり、赤線に沿った範囲が  $\alpha$  粒子である。縦軸が 3800 ch 付近にあるローカスは後述する Accidental イベントである。TOF からこの赤線の関数を引いたもの (PID 関数) を図 3.17 に示す。PID 関数の中心を選択し、 $\alpha$  粒子の PID を行った。図 3.17 で示した範囲への陽子の混入率は 16.8% であった。陽子に関しても同様に PID 関数を作成し、図 3.18 のように PID を行った。

1 枚目の Si を貫通した荷電粒子に関しては 1 枚目の Si でのエネルギーと全 Si でのエネルギーを用いて  $E - \Delta E$  法で PID を行った。図 3.19 に  $E - \Delta E$  の相関図を示す。 $E = \Delta E$  となる直線は 1 枚目の Si を貫通していないイベントに相当する。図 3.20 に貫通イベントの PID 関数 ( $E \times \Delta E$ ) を示す。この図で見えるピークがそれぞれ  $p \cdot d \cdot t \cdot \alpha$  である。

### 3.3.4 $^8\text{Be}$ イベント

$^{20}\text{Ne}$  の励起状態が  $^8\text{Be}$  を放出して崩壊する場合、 $^8\text{Be}$  は不安定で短寿命のため、検出器に到達する前に 2 つの  $\alpha$  粒子に崩壊してしまう。そこで、 $^8\text{Be}$  イベントの選択には次の条件を課す。

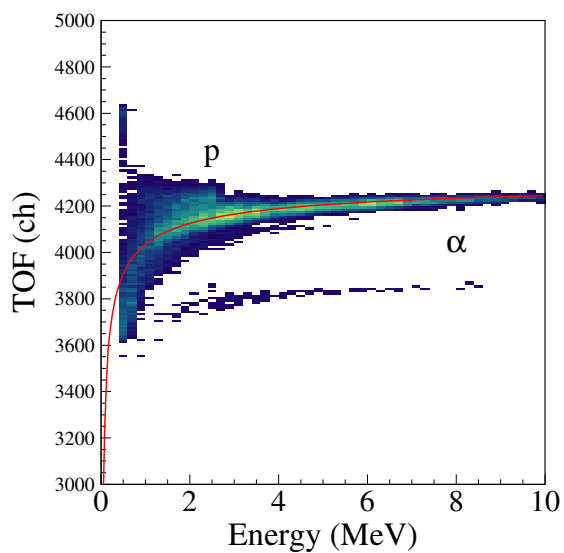


図 3.16 Si でのエネルギーと TOF の相関。赤線はフィッティングした関数。

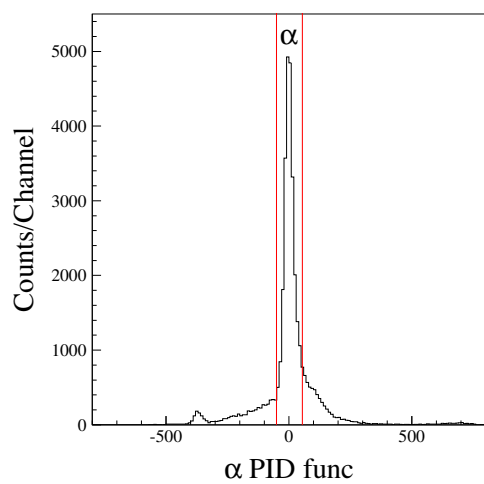


図 3.17 非貫通イベントの PID 関数 ( $\alpha$  粒子)

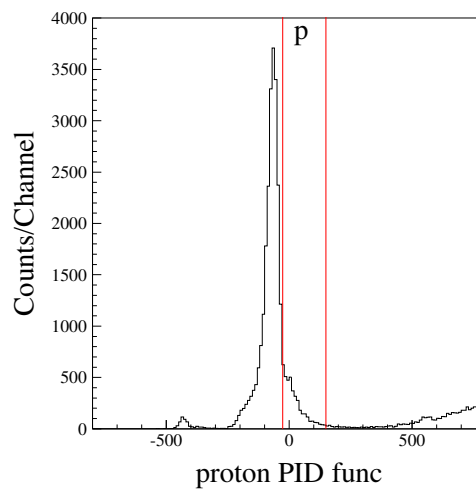
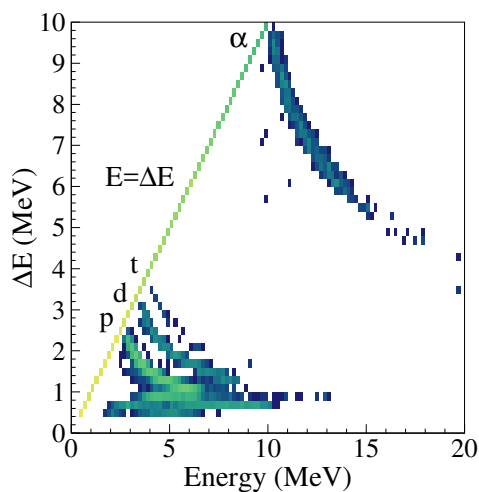
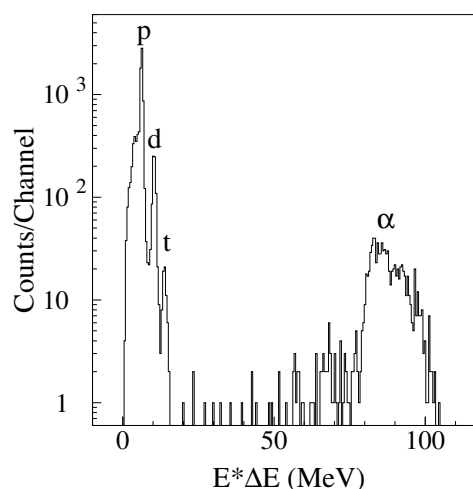


図 3.18 非貫通イベントの PID 関数 (陽子)



図 3.19  $E - \Delta E$  相関図 3.20 貫通イベントの PID 関数 ( $E \times \Delta E$ )

1. 1 枚目の Si 検出器を貫通していない
2. Si 検出器アレイの同じセグメントで 2 つの  $\alpha$  粒子が検出されている
3. 2 つの  $\alpha$  粒子で不変質量を計算した結果が  ${}^8\text{Be}$  の基底状態の質量になっている

不変質量の計算の際、それぞれの  $\alpha$  粒子は各ストリップの中心で検出されたものとし、その際の 2 つの  $\alpha$  粒子の飛跡のなす角の分解能は約  $2.1^\circ$  である。実際に不変質量を計算した結果から  ${}^8\text{Be}$  の基底状態の質量を減算したスペクトルを図 3.21 に示す。黒のヒストグラムが  ${}^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定、赤のヒストグラムが empty cell での測定で得られたスペクトルである。不変質量は図 3.21 の原点 ( ${}^8\text{Be}$  の基底状態の質量) に分布しており、 ${}^8\text{Be}$  の崩壊イベントが存在していることがわかる。

しかし、本実験では十分な  ${}^8\text{Be}$  イベントの収量が得られず、統計的に意味のある議論はできないため、 ${}^8\text{Be}$  イベントの解析は断念した。

### 3.3.5 Coincidence イベントの選択

同時事象 (Coincidence イベント) の概略図を図 3.22 に示す。左の図が真の同時事象 (True-Coincidence イベント) であり、同一のイベントからの散乱  $\alpha$  粒子と崩壊粒子を検出している。対して、右の図が偶発事象 (Accidental イベント) であり、検出した散乱  $\alpha$  粒子と異なるイベントからの崩壊粒子を検出している。右のような Accidental イベントではそのイベントの  ${}^{20}\text{Ne}$  の励起

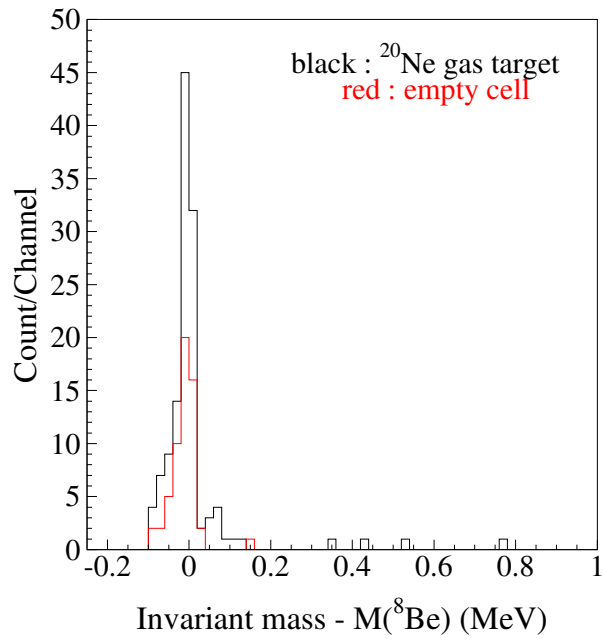


図 3.21 2つの $\alpha$ 粒子の不変質量から ${}^8\text{Be}$ の基底状態の質量を減算したスペクトル

エネルギーと崩壊粒子との関係が正しくないため、除去する必要がある。

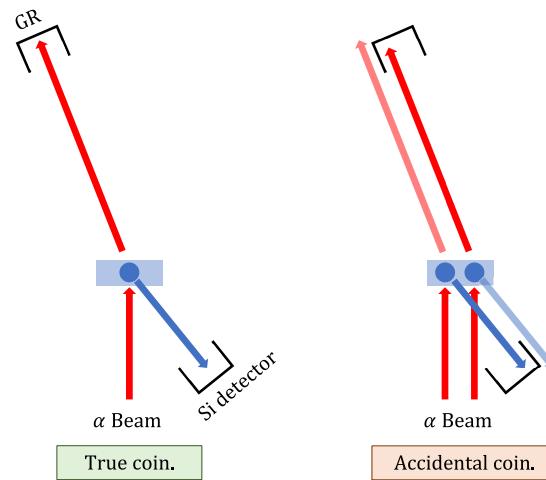


図 3.22 Coincidence イベントの概略図。左が True-Coincidence イベント、右が Accidental イベントである。

True-Coincidence イベントの選択は TDC の時間情報を用いて行った。図 3.23 にそのヒストグラムを示す。これは散乱された $\alpha$ 粒子が Grand Raiden の焦点面に到達したタイミングでスタート、崩壊粒子が Si 検出器に到達したタイミングでストップした TDC で、GR と Si 検出器の時間差を表している。同一イベント起源の散乱 $\alpha$ 粒子と崩壊粒子の時間差であれば、その時間差はお

およそ散乱  $\alpha$  粒子が GR 中を通過する飛行時間で決まる。GR 内部の TOF は散乱角度と運動量に依存した値となるが、解析でその依存性を打ち消すことができるため、GR と Si 検出器の時間差はある程度決まった値となる (図 3.23 の 450 ch 付近のピーク)。しかし、異なるイベント起源の散乱  $\alpha$  粒子と崩壊粒子の場合、そのような決まった値にはならない。また、図 3.23 の 450 ch 付近のピークにも Accidental イベントは含まれているため、True-Coincidence イベントを含むイベントを即時事象 (Prompt イベント = True-Coincidence イベント + Accidental イベント) と呼ぶ。Si-GR の時間差は Si 検出器の各セグメントごとに求められるが、標的から Si 検出器までの距離がセグメントごとに異なるために、時間差がセグメントごとにわずかに異なる。そこで、Prompt イベントのピークが TDC の同じチャンネルになるように補正した。

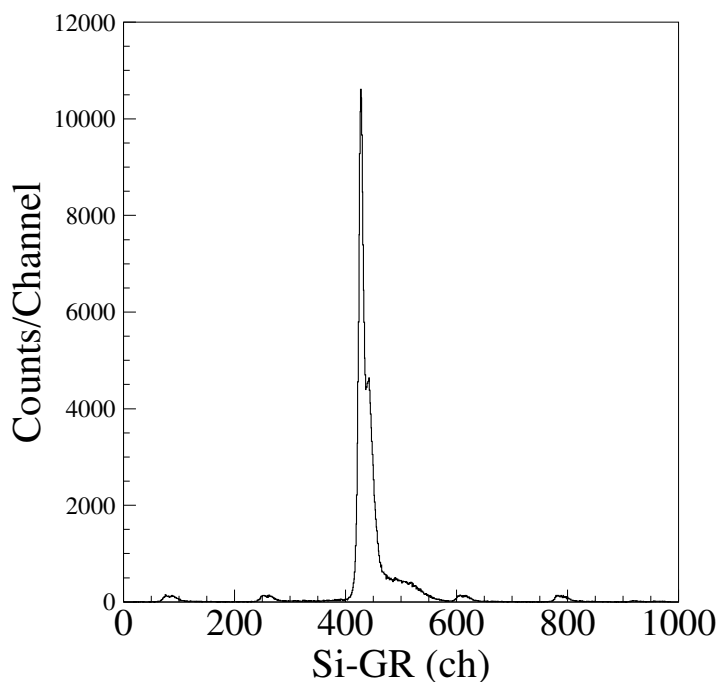


図 3.23 GR と Si 検出器の時間差

1 枚目の Si 検出器を貫通しなかったイベントに対しては崩壊チャンネルを選択した後、 $\alpha$  崩壊イベント、陽子崩壊イベントそれぞれでの TDC 時間情報を用いて Coincidence イベントの選択を行った。対して、1 枚目の Si 検出器を貫通したイベントに対しては、崩壊チャンネルでの区別せず Coincidence イベントの選択を行った。

図 3.24 に非貫通  $\alpha$  崩壊イベントに関する Si-GR の時間差と崩壊粒子のエネルギーの相関

表 3.3 Si-GR の時間差の TDC での Coincidence イベント選択

イベント	Prompt (ch)	Accidental (ch)
非貫通 $\alpha$ イベント	285~470	100~285, 470~655
非貫通陽子イベント	315~500	130~315, 500~685
貫通イベント	340~540	140~340, 540~740
$^8\text{Be}$ 崩壊イベント	400~600	200~400, 600~800

を示す。図中の赤四角の範囲 (Si-GR の時間差 : 285~470 ch) が Prompt イベント、青四角の範囲 (Si-GR の時間差 : 100~285 ch、470~655 ch) が Accidental イベントである。Accidental イベントの範囲の幅は Prompt イベントの範囲の幅の 2 倍に設定しているため、Prompt イベントのカウンタ数から Accidental イベントのカウンタ数の半分のカウンタ数を減算することで Accidental イベントの寄与を除去し、True-Coincidence イベントを選択した。同様に非貫通陽子崩壊イベント、貫通イベント、 $^8\text{Be}$  崩壊イベントに対する Coincidence イベントの選択に用いた Si-GR の時間差と崩壊粒子のエネルギーの相関を図 3.25、3.26、3.27 に示す。それぞれのイベントごとの Prompt イベントと Accidental イベントの範囲を表 3.3 に示す。

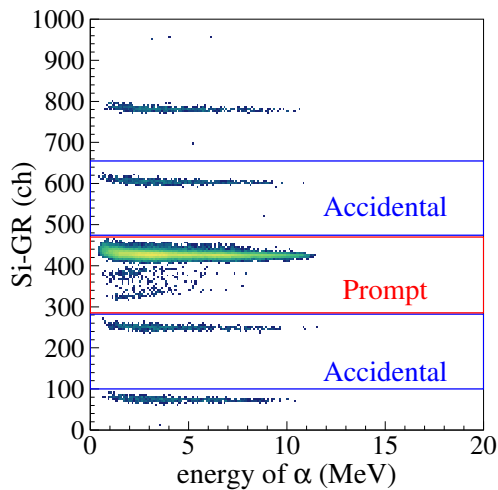
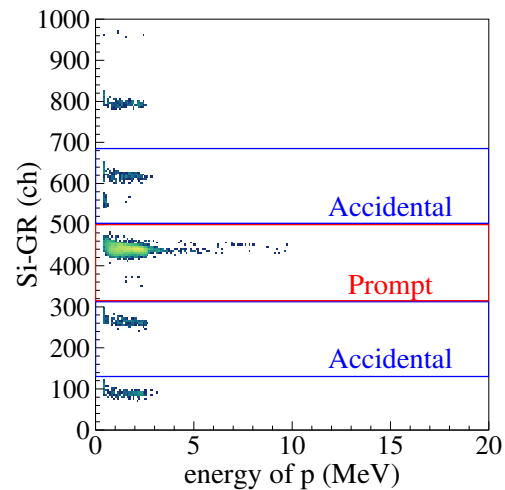
図 3.24 非貫通  $\alpha$  イベントにおける Coincidence イベント選択

図 3.25 非貫通陽子イベントにおける Coincidence イベント選択

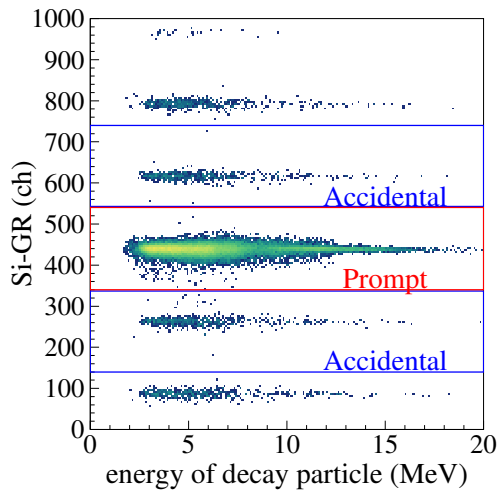


図 3.26 貫通イベントにおける Coincidence イベント選択

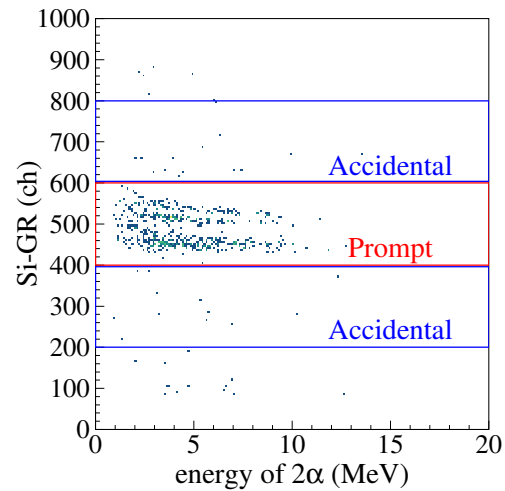


図 3.27  $^8\text{Be}$  崩壊イベントにおける Coincidence イベント選択

### 3.4 崩壊残留核の励起エネルギー

本実験では非弾性散乱した  $\alpha$  粒子と崩壊粒子の両方を測定しているため、 $^{20}\text{Ne}$  が崩壊した後の残留核の励起エネルギーを計算することができる。図 3.28 に  $\alpha$  非弾性散乱による  $^{20}\text{Ne}$  の励起から崩壊へ至る過程の概略図を示す。図の上段が実験室系において  $\alpha$  非弾性散乱の散乱粒子が 0 度方向へ放出された際の概略図である。この時、 $\alpha$  ビームのエネルギーと運動量 ( $E_\alpha, P_\alpha$ ) 及び  $^{20}\text{Ne}$  標的のエネルギーと運動量 ( $E_{\text{Ne}} = m_{\text{Ne}}, P_{\text{Ne}} = 0$ ) は既知であり、非弾性散乱された  $\alpha$  ビームの運動量  $P'_\alpha$  は GR で測定する。これらの情報から  $^{20}\text{Ne}^*$  のエネルギー  $E'_{\text{Ne}}$  がわかる。

次に、図の下段は  $^{20}\text{Ne}^*$  の  $\alpha$  崩壊を  $^{20}\text{Ne}^*$  の重心系で考えた概略図である。エネルギー保存より、 $^{20}\text{Ne}^*$  の全エネルギー  $E_{\text{Ne}}^{CM}$  から  $\alpha$  粒子のエネルギー  $E_\alpha^{CM}$  を減算したものが  $^{16}\text{O}$  残留核の全エネルギー  $E_{\text{O}}^{CM} = E_{\text{Ne}}^{CM} - E_\alpha^{CM}$  である。重心系では運動量が 0 なので、運動量保存を考えると崩壊した  $\alpha$  粒子と  $^{16}\text{O}$  核は正反対に動き、運動エネルギーは質量の逆比で分配される。運動エネルギー  $K_{\text{O}}^{CM}$  と  $^{16}\text{O}$  の質量  $m_{\text{O}}$  を  $^{16}\text{O}$  の全エネルギーから減算することによって、 $^{16}\text{O}$  の励起エネルギーを求めることができる。

ここで、用いている崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーは重心系でのエネルギーである。Si 検出器で測定できるのは実験室系のエネルギーであるので、測定した実験室系のエネルギーを  $^{20}\text{Ne}^*$  の重心系のエネルギーに変換しなければならない。

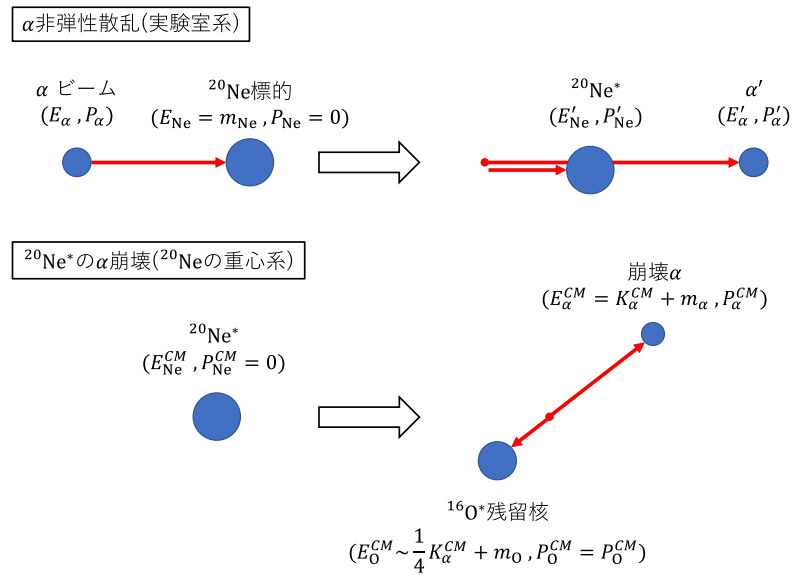


図 3.28  $\alpha$  非弾性散乱と  $^{20}\text{Ne}$  の  $\alpha$  崩壊の概略図

### 3.4.1 崩壊粒子のエネルギーの重心系への変換

図 3.29 に重心系への変換の概略図を示す。概略図は簡単のために  $^{20}\text{Ne}^*$  の反跳は 0 度、変換はガリレイ変換で示している。実際に測定したい  $\alpha$  粒子の運動量 ( $^{20}\text{Ne}^*$  の重心系での運動量) は赤矢印の  $p^*$  である。しかし、 $^{20}\text{Ne}^*$  が反跳される効果によって実験系では青矢印の  $p$  のように見える。そのため、Si 検出器で検出されるエネルギーは運動量  $p$  を持つ粒子のエネルギーとなる。

この効果を補正するためには、 $^{20}\text{Ne}^*$  の速度  $\beta_{\text{Ne}}$  と散乱粒子の散乱角度  $\psi$  が必要である。 $^{20}\text{Ne}^*$  の速度は、Grand Raiden で測定される散乱  $\alpha$  粒子の運動量と散乱角度から散乱  $\alpha$  粒子の 4 次元ベクトルを計算し、反跳  $^{20}\text{Ne}^*$  の 4 次元ベクトルを求め導出する。崩壊粒子の崩壊角度は、1 枚目の Si 検出器のストリップの中心位置から計算した。水平方向は各セグメントの設置角度とストリップの中心位置から求め、垂直方向はストリップに沿った方向の位置は測定していないため、上端と下端の中心に粒子が当たったものとして求めた。

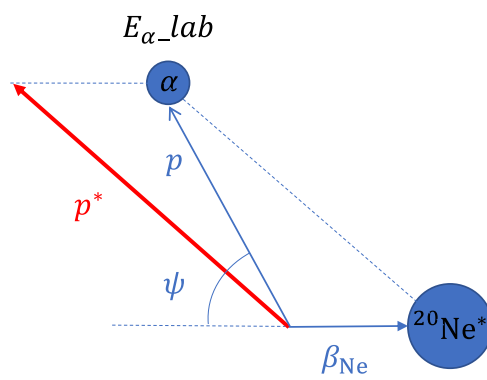


図 3.29 重心系への変換の概略図

### 3.5 崩壊粒子のエネルギーと励起エネルギーの関係

図 3.30、3.31 にそれぞれ  $\alpha$  崩壊イベントと陽子崩壊イベントでの  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギーと測定された崩壊粒子の重心系でのエネルギーの相関を示す。どちらも empty cell からのバックグラウンドは減算してある。図 3.30、3.31 中の網掛けの範囲は 2.3.1 節で述べた通り、非貫通イベントと貫通イベントの両方にイベントが観測された範囲であり、Si 検出器の 1 枚目と 2 枚目の境界のエネルギー領域である。また、この範囲よりエネルギーが高い領域に存在する貫通イベントに対しては 2.3.1 節で述べた通り、立体角補正を行いカウント数をスケールして示している。図 3.31 の上側の網掛けの範囲は Si 検出器の 2 枚目と 3 枚目の境界のエネルギー領域である。図中の赤斜

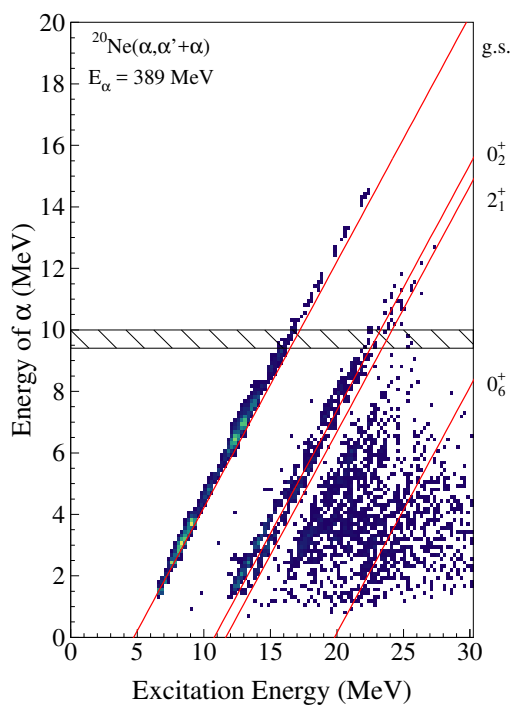


図 3.30  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギーと崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後)。赤斜線は  $\alpha$  崩壊後の  $^{16}\text{O}$  の終状態を表す。網掛けの範囲は Si 検出器の 1 枚目と 2 枚目の境界のエネルギー領域である  $K_\alpha = 9.7 \pm 0.3$  MeV。

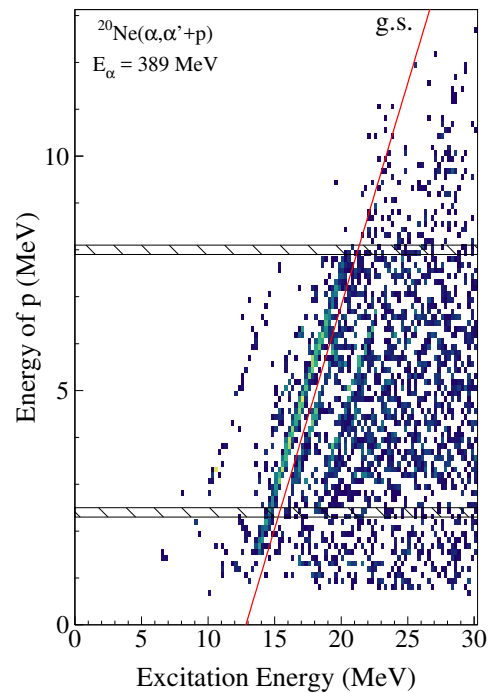


図 3.31  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギーと崩壊陽子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後)。斜線は陽子崩壊後の  $^{19}\text{F}$  の終状態を表す。網掛けの範囲は Si 検出器の境界のエネルギー領域である  $K_p = 2.4 \pm 0.1$  MeV 及び  $K_p = 8.0 \pm 0.1$  MeV。

線はそれぞれ崩壊後の  $^{16}\text{O}$  および  $^{19}\text{F}$  の終状態を表す。例えば  $\alpha$  崩壊の場合、この直線はエネル



ギ-保存と運動量保存から以下のようにして導出される。

$$\begin{aligned}
 E_{\text{Ne}^*} &= E_O + E_\alpha \\
 &= m_O + E_x(\text{O}) + K_O + m_\alpha + K_\alpha \\
 &\quad (K \text{ は運動エネルギー}) \\
 &= m_O + E_x(\text{O}) + m_\alpha + \frac{P_O^2}{2m_O} + \frac{P_\alpha^2}{2m_\alpha} \\
 &= m_O + E_x(\text{O}) + m_\alpha + \frac{P^2}{2m_O} + \frac{P^2}{2m_\alpha} \\
 &\quad (\text{運動量保存より } P_O = P_\alpha = P) \\
 &= m_O + E_x(\text{O}) + m_\alpha + \frac{m_\alpha}{m_O} K_\alpha + K_\alpha
 \end{aligned}$$

$E_{\text{Ne}^*} = E_x(\text{Ne}) + m_{\text{Ne}}$  であり、 $\alpha$  崩壊閾値  $\Delta_{th} = m_O + m_\alpha - m_{\text{Ne}} = 4.73 \text{ MeV}$  であるので、

$$\begin{aligned}
 K_\alpha &= \frac{m_O}{m_O + m_\alpha} \{E_x(\text{Ne}) - \Delta_{th} - E_x(\text{O})\} \\
 &\approx \frac{16}{20} \{E_x(\text{Ne}) - 4.73 - E_x(\text{O})\}. \tag{3.10}
 \end{aligned}$$

この計算は非相対論的な近似であるが、崩壊粒子のエネルギーが低いので ( $\sim 20 \text{ MeV}$ ) 非相対論的な計算で十分な精度がある。

各終状態へ崩壊するイベントのローカスはこの直線上に分布するはずであるが、[図 3.30](#)、[3.31](#) ともにイベントの分布が直線から外れている。これは励起エネルギーの較正が十分ではないためであると考えられる。

### 3.5.1 崩壊粒子測定を用いた励起エネルギーの再較正

励起エネルギーの較正は [3.1.3](#) 節に述べたように、シーブスリットを用いて行ったが、シーブスリットの測定を行った際には焦点面直上流の DSR 磁石を使用していなかった。しかし、0 度測定では Grand Raiden を通過し焦点面に到達したビームを 0 度 FC まで導く必要があるため、DSR 磁石を用いる必要があった。0 度測定の際の DSR 磁石の電流値は 8.5 A であった。DSR 磁石を使用すると粒子の飛跡の角度が変わるため、焦点面の傾きが約  $1^\circ$  変化する。そのため、シーブスリットの測定を用いて決定した焦点面での位置  $x_{fp}$  と運動量変化量  $\delta$  との関係が変化し、励起エネルギーの較正がずれたと考えられる。

そこで、崩壊粒子測定の情報を用いて励起エネルギーの再較正を行う。前述の通り、崩壊粒子のエネルギーと崩壊の親核の励起エネルギーの間には厳密な関係があるため、この関係式を用いて励起エネルギーを再較正する。[図 3.30](#) に示す通り、 $^{16}\text{O}$  の基底状態に崩壊するイベントは他の状態から明確に分かれているため、これらのイベントが理論直線上に分布するように較正する。

この較正方法は、較正に用いる励起エネルギーの範囲が 5 ~ 30 MeV と、測定した励起エネルギー範囲の全域にわたっているため、より正確に励起エネルギーの較正ができると期待される。較正は次の手順で行った。

1.  $^{16}\text{O}$  の基底状態への崩壊イベントのローカスを 2 次関数 (式 3.11) でフィッティングする。  
3.2 節で述べたように、中心軌道の運動量を  $E_x = 6.725$  MeV を基準に決定しているため、フィット関数は  $E_x = 6.725$  MeV とその時の崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギー  $K_{\alpha 0} = 1.596$  MeV を通る 2 次関数を選択した。
2. 同じ  $K_{\alpha}$  の時に式 3.11 が式 3.12 に一致するように  $E_x$  を補正することで、再較正後の励起エネルギー  $E'_x$  (式 3.13) を求める。

$$K_{\alpha} = a_1(E_x - 6.725)^2 + a_2(E_x - 6.725) + K_{\alpha 0} \quad (3.11)$$

$$K_{\alpha} = \frac{16}{20}(E'_x - 4.73) \quad (3.12)$$

$$E'_x = \frac{20}{16}a_1(E_x - 6.725)^2 + \frac{20}{16}a_2(E_x - 6.725) + 6.725 \quad (3.13)$$

図 3.32、3.33 に再較正後の  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギーと崩壊粒子のエネルギーの相関を示す。 $^{16}\text{O}$  基底状態への  $\alpha$  崩壊イベントを用いて励起エネルギーの再較正を行った結果、 $^{16}\text{O}$  の他の終状態への  $\alpha$  崩壊イベントのローカスも理論直線上に分布するようになっている。また、 $^{19}\text{F}$  の基底状態への陽子崩壊イベントのローカスも直線と一致するようになっている。そのため、この再較正は妥当であると考えられる。図 3.33 の  $^{19}\text{F}$  の基底状態への崩壊を表す直線より低励起エネルギー側に存在するローカスは窒化シリコン膜 ( $\text{SiN}_x$ ) に含まれる  $^{14}\text{N}$  の  $^{13}\text{C}$  の基底状態への陽子崩壊イベントである。

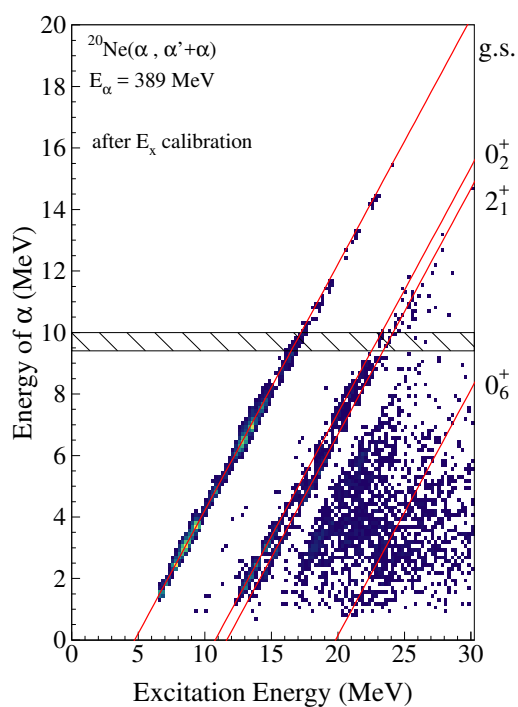


図 3.32  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギー (再較正後) と崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後)。赤斜線は  $\alpha$  崩壊後の  $^{16}\text{O}$  の終状態を表す。網掛けの範囲は図 3.30 と同様。

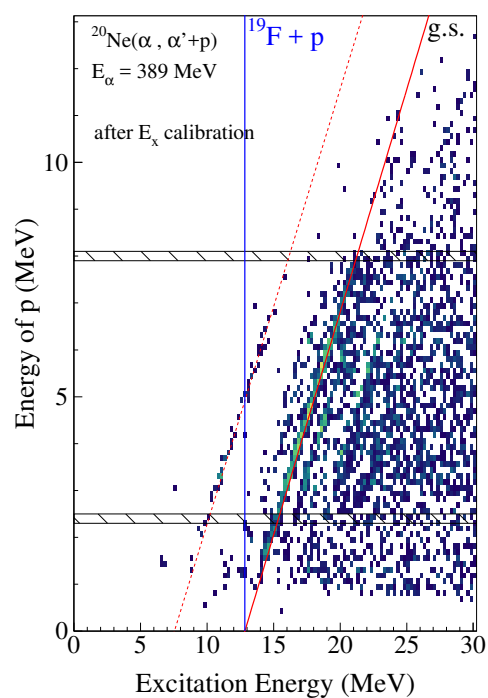


図 3.33  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギー (再較正後) と崩壊陽子のエネルギーの相関 (バックグラウンド除去後)。斜線は陽子崩壊後の  $^{19}\text{F}$  の終状態を表す。網掛けの範囲は図 3.31 と同様。

## 第 4 章

# 結果と考察

### 4.1 励起エネルギースペクトル

図 4.1 に  $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')$  反応の励起エネルギースペクトルを示す。左が低励起側、右が高励起側のスペクトルである。また、上段の黒のスペクトルが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定、赤のスペクトルが empty cell での測定で得られたスペクトル、下段が empty cell のスペクトルを減算して得られた  $^{20}\text{Ne}$  のスペクトルである。下段のスペクトルに示されている赤の縦線はそれぞれ  $^{12}\text{C} + ^8\text{Be}$  の崩壊閾値 ( $E_x = 11.98 \text{ MeV}$ )、 $5\alpha$  崩壊閾値 ( $E_x = 19.17 \text{ MeV}$ ) を表す。図中の網掛けの範囲は、断面積の大きな  $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態の励起エネルギーと重なる範囲であり、 $^{12}\text{C}$  の寄与を減算する際のピーク形状の違いに起因する誤差が大きく不定性が高いため、今回の解析では考慮しない。また、 $E_x < 8 \text{ MeV}$  の範囲は縦軸を 0.5 倍にして示している。

### 4.2 $\alpha$ 崩壊イベント

図 4.2 に  $\alpha$  崩壊イベントでの  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギーと測定された崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーの相関を示す。上段が  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定、下段が empty cell での測定で得られたものである。また、 $^{20}\text{Ne}$  ガス標的の測定結果から empty cell の測定結果を減算して得られた  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギーと崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーの相関は 3.5.1 節の図 3.32 に示している。図 3.32 中の赤線はそれぞれ  $\alpha$  崩壊後の  $^{16}\text{O}$  の終状態を示す。左から基底状態・ $0_2^+$  状態 ( $E_x = 6.05 \text{ MeV}$ )・ $2_1^+$  状態 ( $E_x = 6.92 \text{ MeV}$ )・ $0_6^+$  状態 ( $E_x = 15.09 \text{ MeV}$ ) に対応する位置を示している。

### 4.3 陽子崩壊イベント

同様に陽子崩壊イベントの相関図を図 4.3 に示す。empty cell のバックグラウンドを減算した  $^{20}\text{Ne}$  の相関図は 3.5.1 節の図 3.33 に示している。図 4.3 において、陽子崩壊の閾値 (12.84 MeV)

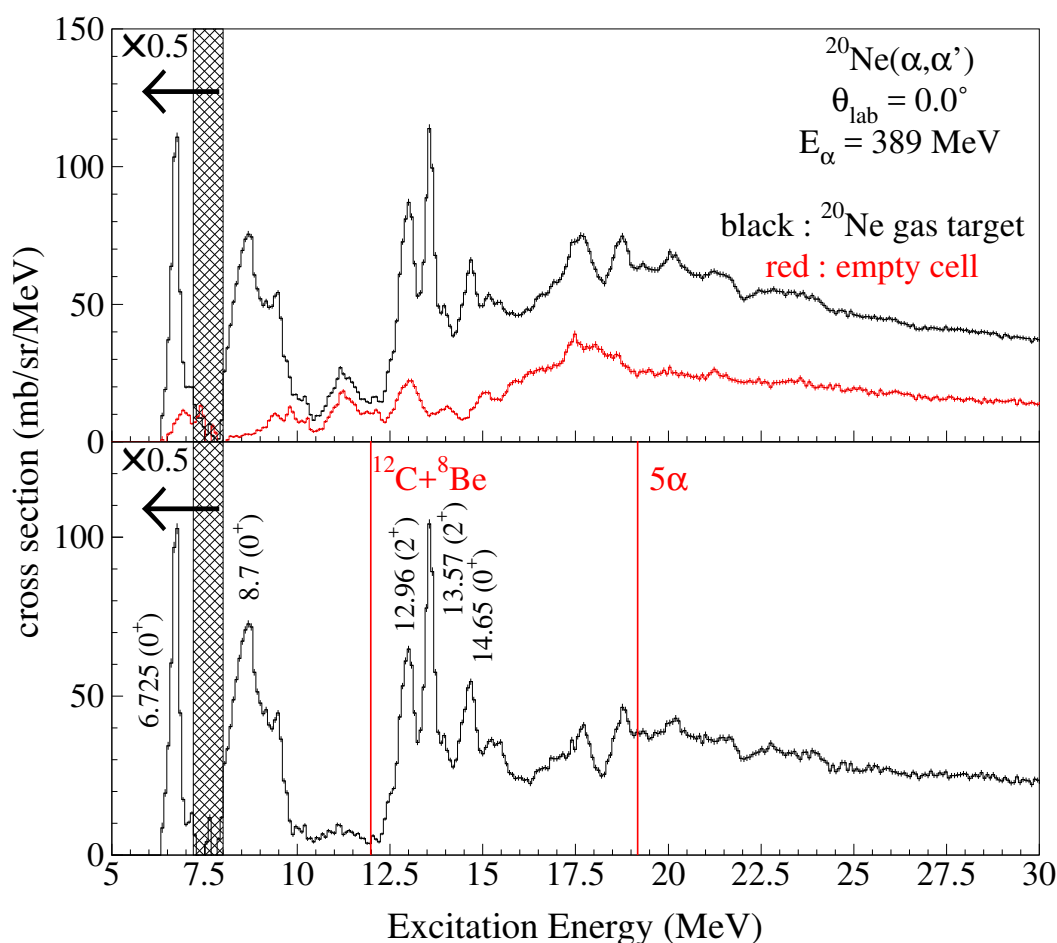


図 4.1  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトル。上段の黒のスペクトルが  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的での測定、赤のスペクトルが empty cell での測定で得られたスペクトル（ともに  $^{12}\text{C}$  を減算後）。下段が empty cell のスペクトルを減算して得られた  $^{20}\text{Ne}$  のスペクトル。網掛けの部分は  $^{12}\text{C}$  の  $0_2^+$  状態と重なる領域である。  $E_x < 8$  MeV の範囲は縦軸を 0.5 倍にして示している。

以下の励起エネルギーに陽子崩壊イベントが存在するように見えるが、上下の相関図を比較してわかる通り、これらのイベントはガス封止膜起因のバックグラウンド ( $^{14}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + p$ ) である。empty cell のバックグラウンド減算後の図 3.33 でも崩壊閾値以下の領域にイベントの存在するピンが観測されるが、これらは減算により伝搬された誤差の範囲内で 0 コンシステントである。図 4.4 に陽子崩壊イベントにおける  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルを示す。上段の黒が  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的、赤が empty cell の測定から得られたスペクトルであるが、陽子崩壊閾値以下の励起エネルギー領域において、 $E_x = 11$  MeV 付近のピークの形が異なることを除いて、概ね一致している。empty cell のバックグラウンド減算後の下段のスペクトルでは、ピーク形状の違い起因の差を除いて、減算により伝搬された誤差の範囲内で 0 コンシステントであることがわかる。

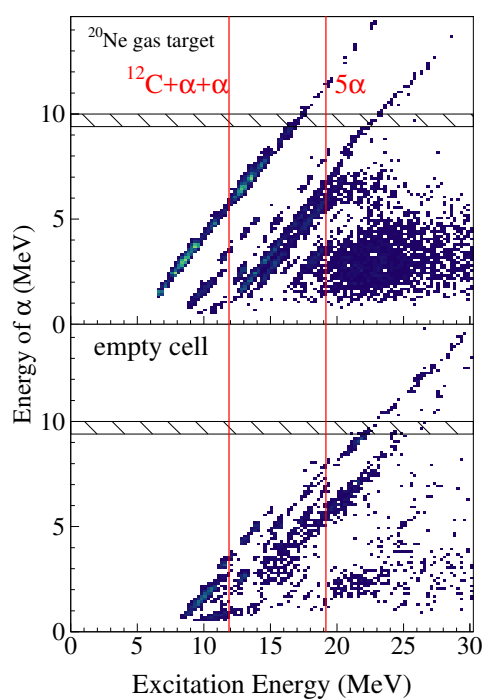


図 4.2  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギー (再較正後) と崩壊  $\alpha$  粒子のエネルギーの相関。上段は  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的、下段は empty cell での測定で得られた相関図。網掛けの範囲は図 3.30 と同様。

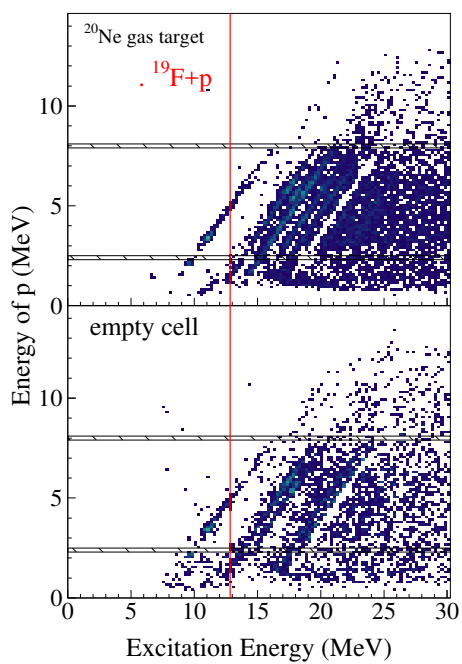


図 4.3  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギー（再較正後）と崩壊陽子のエネルギーの相関。網掛けの範囲は図 3.31 と同様。

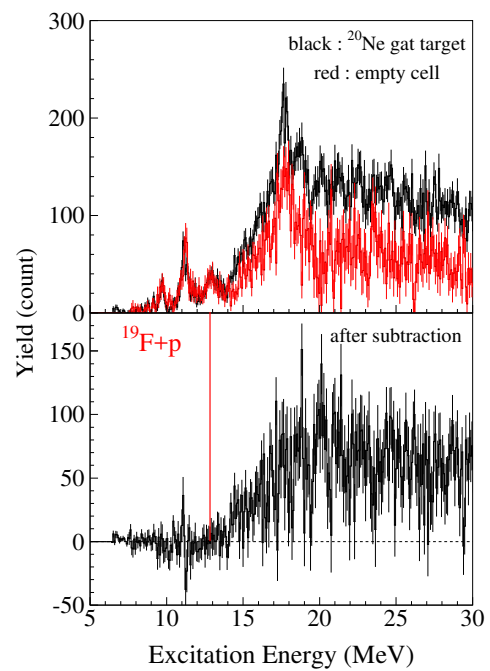


図 4.4 陽子崩壊イベントにおける  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギー。上段の黒が  $^{20}\text{Ne}$  ガス標的、赤が empty cell の測定で得られたスペクトル。下段は empty cell のバックグラウンド減算後。下段の赤線は陽子崩壊閾値を表す。

#### 4.4 崩壊チャンネルの比較

図 4.5 に崩壊チャンネルごとの  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルを示す。上から全イベント、 $\alpha$  崩壊イベント、陽子崩壊イベントである。図中の縦線はそれぞれ  $^{12}\text{C} + 2\alpha$  崩壊閾値

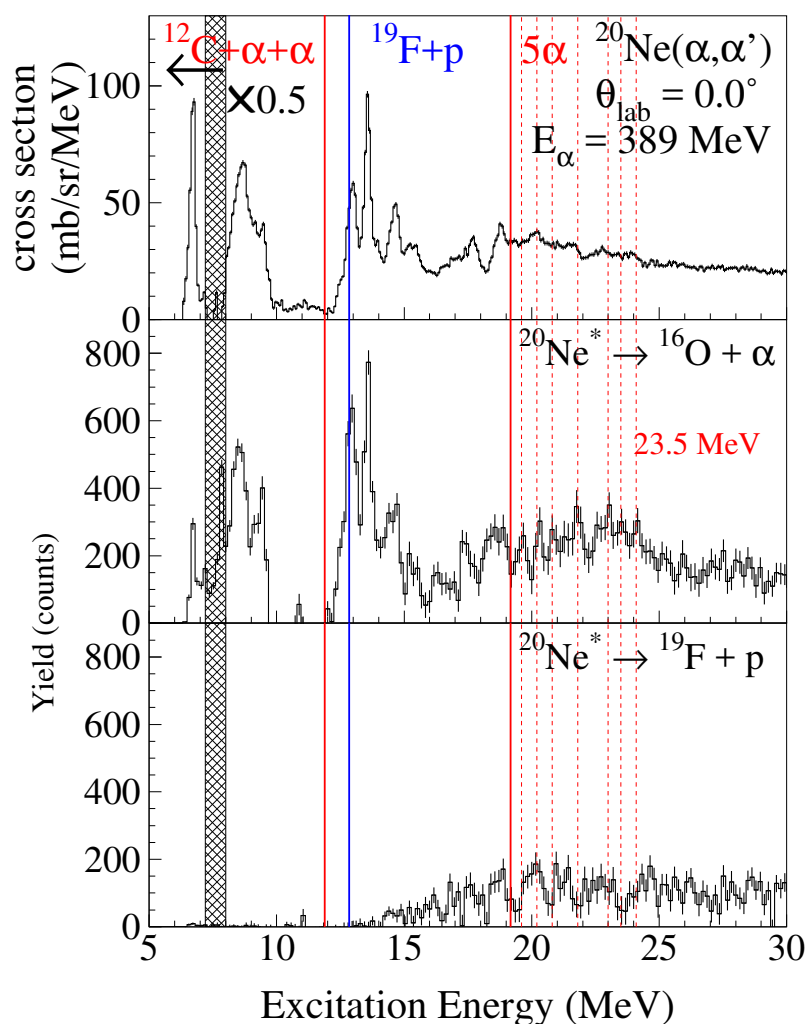


図 4.5 崩壊チャンネルごとの励起エネルギースペクトル。上から全イベント、 $\alpha$  崩壊イベント、陽子崩壊イベント。全イベントの励起エネルギースペクトルは  $E_x < 8$  MeV の範囲の縦軸を 0.5 倍にして示している。実線は各崩壊閾値 (本文参照)、点線は観測された構造の励起エネルギーを示す。

( $E_x = 11.89$  MeV)、 $^{19}\text{F} + \text{p}$  崩壊閾値 ( $E_x = 12.84$  MeV)、 $5\alpha$  崩壊閾値 ( $E_x = 19.17$  MeV) を表している。1.4 節で述べたように  $5\alpha$  崩壊閾値の数 MeV 上の励起エネルギー領域が本実験の目的である  $5\alpha$  凝縮状態が存在すると期待される領域である。 $E_x = 12.84$  MeV 以下の領域では粒子を放



出しての崩壊は  $\alpha$  崩壊のみが可能であるため、最下段のスペクトルではイベントが存在しない。

中段のスペクトルでは  $5\alpha$  崩壊閾値より上のエネルギー領域に  $E_x = 19.6, 20.2, 20.8, 21.8, 23.0, 23.5, 24.1$  MeV (図中の赤破線) に構造が観測できる。これらの構造は  $\alpha$  崩壊チャンネルの選択を行って初めて明確に確認できる。

## 4.5 $^{16}\text{O}$ の $4\alpha$ 凝縮状態 ( $0_6^+$ ) への崩壊

1.4.1 節で述べた通り、 $^{20}\text{Ne}$  の  $5\alpha$  凝縮状態は  $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態に崩壊すると期待される。そこで、図 3.32 の  $4\alpha$  凝縮状態と考えられている  $0_6^+$  状態への崩壊を表す直線に沿って  $\pm 1$  MeV の幅でイベントを選択し、 $4\alpha$  凝縮状態への崩壊イベントを選んだ。その励起エネルギースペクトルを図 4.6 に示す。上から全イベント、 $\alpha$  崩壊イベント、 $0_6^+$  状態への崩壊イベントである。図 4.6 下にも図 4.5 中と同様にいくつかのピークが確認できるが、 $E_x = 23.5$  MeV のピークが際立って増大している。

さらに、図 4.7 に  $\alpha$  崩壊後の  $^{16}\text{O}$  における終状態ごとに分類した  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルを示す。上から  $^{16}\text{O}$  の基底状態、 $0_2^+$ 、 $2_1^+$ 、 $0_6^+$  状態である。図中の斜線の範囲は 1 枚目の Si 検出器と 2 枚目の Si 検出器の境界のエネルギーに対応する範囲である。図 4.7 を見ると、 $0_6^+$  状態以外の状態では  $E_x = 23.5$  MeV に目立ったピーク構造が存在せず、 $E_x = 23.5$  MeV の状態と  $^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態の間の結合が強いことがわかる。

## 4.6 $E_x = 23.5$ MeV の状態

4.4、4.5 節で確認された  $E_x = 23.5$  MeV の状態について考察する。この状態の崩壊後の終状態を調べるため、 $^{20}\text{Ne}$  が  $\alpha$  崩壊した後の娘核である  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギーを求める。図 4.6 下のスペクトルで観測された最大ピークの周辺 ( $E_x = 22.58 \sim 23.77$  MeV) を選択した、 $E_x = 23.5$  MeV の状態に関する  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギースペクトルを図 4.8 に示す。選択範囲は図 4.6 下に青破線で示してある。図 4.8 の縦赤線は  $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態であると考えられている  $0_6^+$  状態の励起エネルギーを表す。図 4.8 では、 $^{16}\text{O}$  の基底状態のピークや  $0_2^+ + 2_1^+$  状態のピークが確認できる。その中でも、 $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態である  $0_6^+$  状態への崩壊が多い。崩壊エネルギーが高いほど位相空間において放出粒子の占める体積が大きくなるので、 $^{16}\text{O}$  の基底状態や低励起状態への崩壊分岐比が高くなると考えられるが、 $E_x = 15$  MeV という高い励起エネルギーを持つ  $0_6^+$  状態へ多く崩壊しているのは興味深い現象である。

図 4.6 中の  $\alpha$  崩壊イベントのスペクトルでは  $E_x = 23.5$  MeV の構造の周辺に 2 つの構造

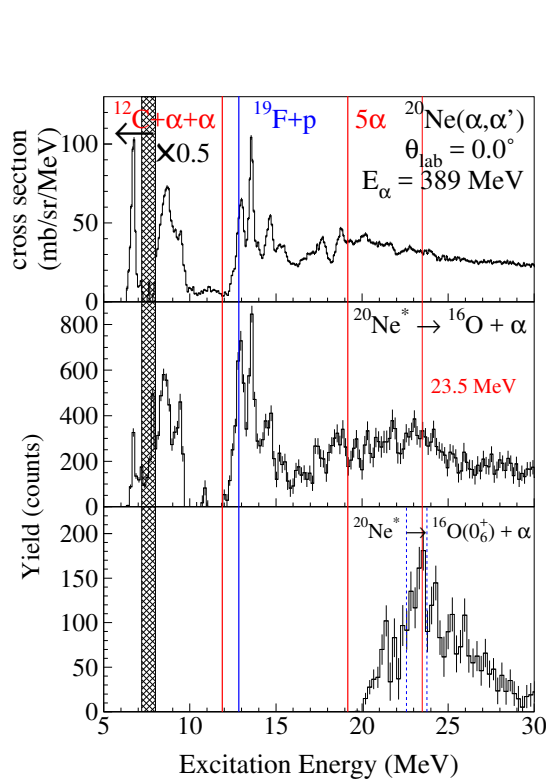


図 4.6  $^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態へ崩壊したイベントの励起エネルギー。最も右の赤線は注目する  $E_x = 23.5$  MeV の状態を示す。

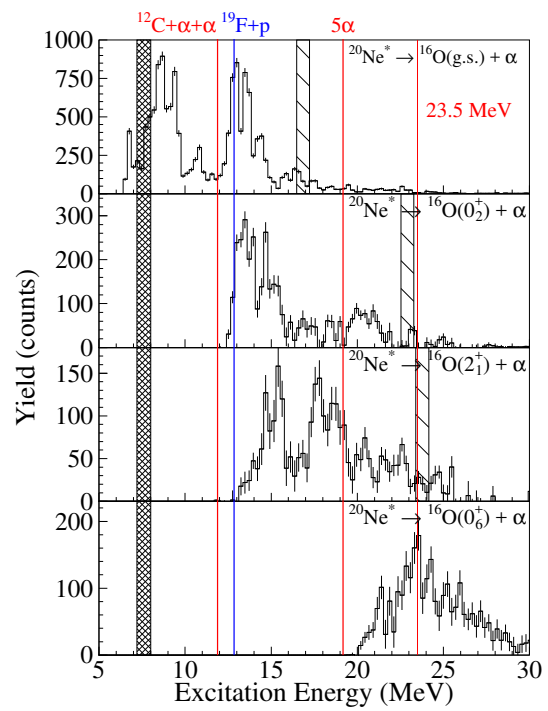


図 4.7  $\alpha$  崩壊後の  $^{16}\text{O}$  における終状態ごとに分類した  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトル。上から終状態として  $^{16}\text{O}$  の基底状態、 $0_2^+$ 、 $2_1^+$ 、 $0_6^+$  状態を選択している。図の斜線の領域は 1 枚目と 2 枚目の Si 検出器の境界に対応するエネルギー領域である。

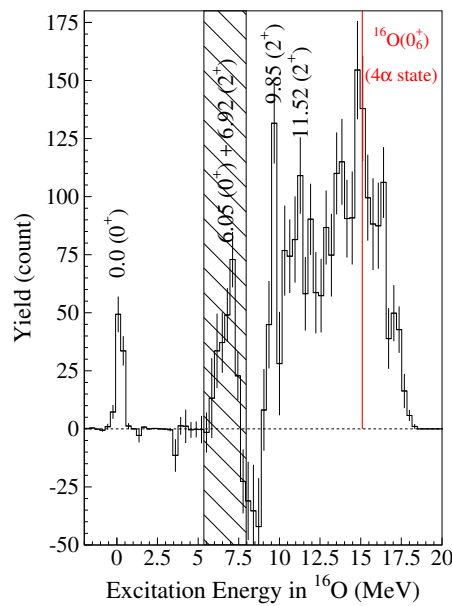


図 4.8  $E_x(^{20}\text{Ne}) = 22.58 \sim 23.77$  MeV から崩壊した娘核  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギー。斜線の領域は 1 枚目と 2 枚目の Si 検出器の境界に対応する  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギーの領域である。

( $E_x = 23.0$  MeV、 $24.2$  MeV) が見受けられる。図 4.9 に図 4.6 の  $E_x = 23.5$  MeV 周辺の拡大図を示す。上段が  $\alpha$  崩壊イベント、下段が  $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態への崩壊イベントである。この 3 つのピーク構造がそれぞれ別の励起状態に起因する構造かどうかを確かめるために、図 4.9 上の構造の左から  $E_x = 22.72 \sim 23.33$  MeV (1st)、 $E_x = 23.33 \sim 23.82$  MeV (2nd)、 $E_x = 23.82 \sim 24.44$  MeV (3rd) の励起エネルギー範囲を選択し、娘核  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギーを求めた (選択範囲は図 4.9 の青破線で示す)。そのスペクトルを図 4.10、4.11、4.12 に示す。図中の斜線の領域は図 4.8 と同様である。図 4.10~4.12 を見ると、3 つの構造間で  $^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態への崩壊数には顕著な差が見ら

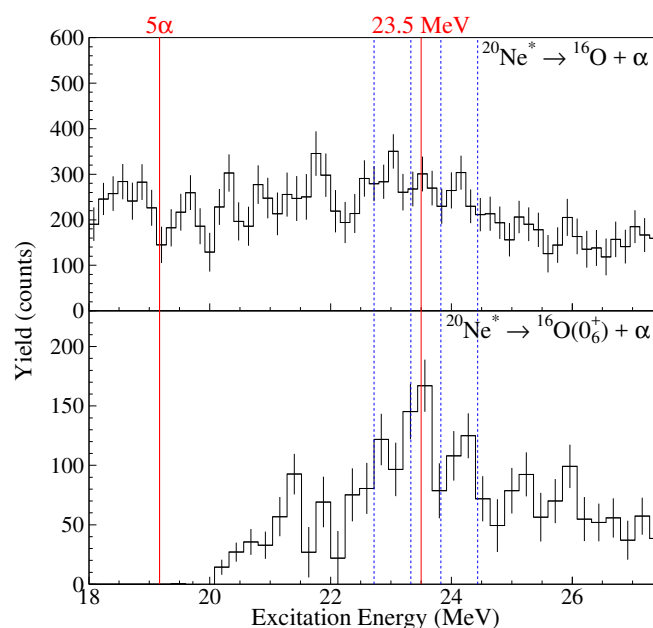


図 4.9  $E_x = 23.5$  MeV 周辺の構造。上段が  $\alpha$  崩壊イベント、下段が  $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態への崩壊イベントである。最も左の赤線は  $5\alpha$  崩壊閾値、右の赤線は  $E_x = 23.5$  MeV を表す。青線はそれぞれ図 4.10~4.12 の選択範囲を示す。

れないが、図 4.11 に示した、 $E_x = 23.5$  MeV を中心とする構造では基底状態と  $0_2^+ + 2_1^+$  状態への崩壊数が有意に少ないことが見て取れる。そこで、それぞれの構造の全崩壊イベント数に対する  $^{16}\text{O}$  の各状態への崩壊数の割合を比較する。基底状態と  $0_2^+ + 2_1^+$  状態は分離して見えるピークに含まれるイベント数をカウントした。また、 $0_6^+$  状態に関してはピークの下に連続状態が分布しており、これを分離することは難しいので、 $E_x(^{16}\text{O}) = 15.09$  MeV のピークから  $\pm 0.32$  MeV の範囲について連続状態を含めてカウントし  $0_6^+$  状態への崩壊数とした。全崩壊イベント数は、カウント数が負となっているピンは含めず、その他全てのピンのカウント数の和とした。図 4.13 に各構造から  $^{16}\text{O}$  の各励起状態への崩壊割合を示す。横軸の位置は各構造の選択範囲の中心を示している。黒は  $^{16}\text{O}$  の基底状態、青は  $0_2^+ + 2_1^+$  状態、赤は  $0_6^+$  状態への崩壊割合を表す。図 4.13 を見ると、黒

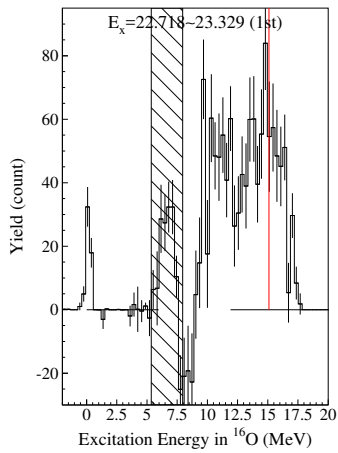


図 4.10  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギー  
( $E_x = 22.718 \sim 23.329$  MeV)

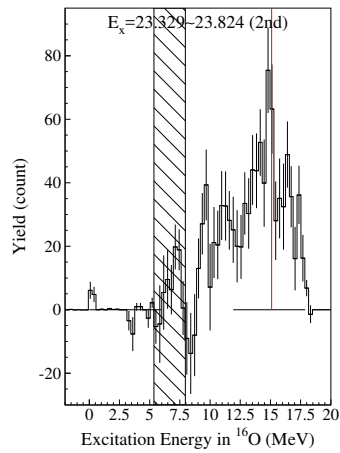


図 4.11  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギー  
( $E_x = 23.329 \sim 23.824$  MeV)

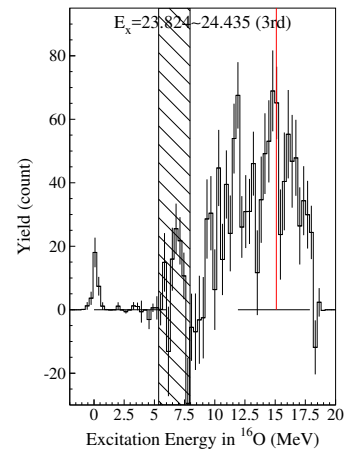


図 4.12  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギー  
( $E_x = 23.824 \sim 24.435$  MeV)

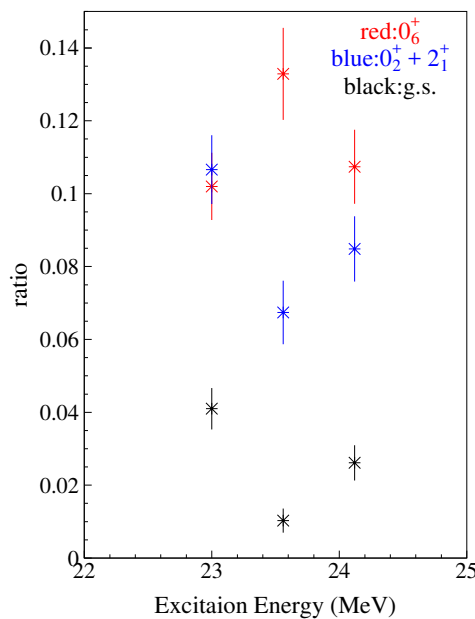


図 4.13  $E_x = 23.5$  MeV 周辺の構造からの  $^{16}\text{O}$  の各励起状態への崩壊割合。横軸の位置は各ピークの選択範囲の中心を示している。黒は  $^{16}\text{O}$  の基底状態、青は  $0_2^+ + 2_1^+$  状態、赤は  $0_6^+$  状態への崩壊割合を表す。

と青で示した基底状態と  $0_2^+ + 2_1^+$  状態への崩壊割合が  $E_x = 23.5$  MeV の構造では低くなっているのに対して、赤で示した  $0_6^+$  状態への崩壊割合は増加している。崩壊割合の特徴の違いは、この3つのピーク構造が異なる励起状態の構造をもつ可能性を示唆している。

しかし、今回の実験では収量が少なく3つの状態を十分に分離し状態の幅を決定することは困難なため、将来的には同様の測定を高い統計で実施し、状態の分離を行うのに十分な収量を得る

必要がある。また、我々は今後この状態に関して、統計崩壊模型との比較を行い、 $^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態への崩壊が統計崩壊と比較して有意に多いのかどうかの確認を行う予定である。

#### 4.6.1 先行論文との比較

南アフリカの iThemba LABS での実験において観測された、 $E_x = 22.5$  MeV の状態が  $5\alpha$  凝縮状態の候補ではないかと報告されている [18]。この実験では  $^{22}\text{Ne}(p,t)^{20}\text{Ne}$  反応を用いて、 $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルの測定を行っている。図 4.14 にその励起エネルギースペクトルを示す。参考文献 [18] によるとこの  $E_x = 22.5$  MeV の状態は  $0^+$  状態の性質を持ち、殻模型計算では

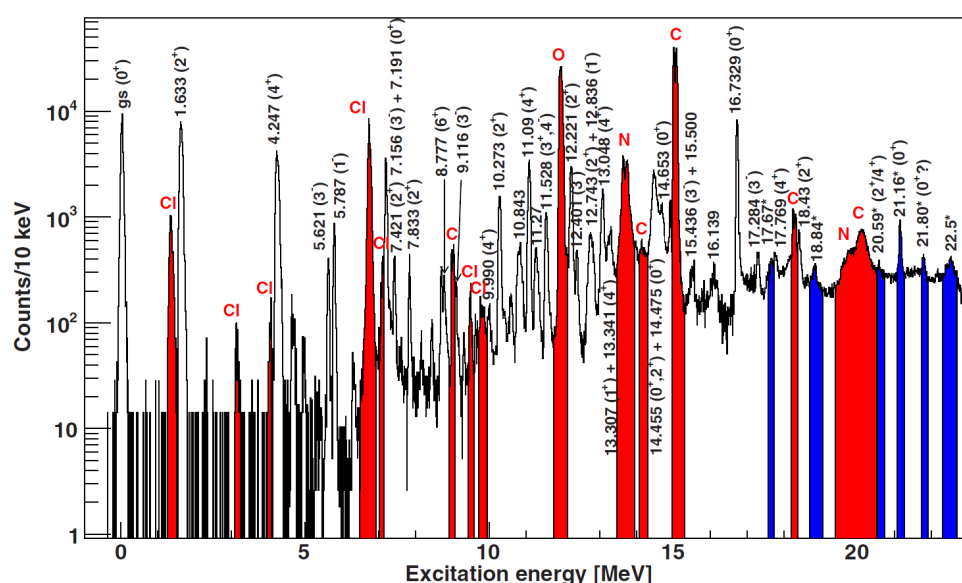


図 4.14 iThemba の実験で得られた  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトル [18]

再現できない状態である。今回の我々の実験では  $E_x = 22.5$  MeV にはっきりとした構造は観測されておらず、エネルギー的に最も近い状態は前述の 3 つの構造の内、最も励起エネルギーが低い構造 ( $E_x = 23.04$  MeV) である。図 4.14 を見ると、 $E_x = 22.5$  MeV のピークはスペクトロメータのアクセプタンスの端に分布しており、励起エネルギーの較正が正確でない可能性がある。

我々が観測した  $E_x = 23.5$  MeV の状態と参考文献 [18] で示されている  $E_x = 22.5$  MeV の状態が同一の状態であるのか、異なる状態であるのかに関しては今後、慎重に議論する必要がある。

## 4.7 再実験に向けての課題

本実験では  $5\alpha$  凝縮状態の候補となる状態を発見し、 $^{20}\text{Ne}$  における  $\alpha$  凝縮状態の存否の確立に向けて重要な知見を得ることができた。そのうえで、より詳細な議論を行うために、再び同様の

測定を行う必要がある。ここでは、本実験での問題点から、次回の実験に向けての課題について考察する。

#### 4.7.1 $J^{\pi}$ の決定

本実験では0度での崩壊粒子測定の外に、角度分布の測定も予定しており、観測された状態のスピン・パリティを決定する予定であった。しかし、実験途中に大阪府北部地震(2018/6/18)が発生し実験が中止となったため、角度分布の測定が行えずスピン・パリティの決定ができなかった。 $\alpha$ 凝縮状態はスピン・パリティが $0^+$ に決まっているため、今回発見した状態のスピン・パリティが $0^+$ であるかどうかは非常に重要である。故に次回は、角度分布の測定を行い、スピン・パリティを決定したい。

#### 4.7.2 $^{12}\text{C}$ の影響

本実験では、3.2.1節で述べたように、標的セルに炭素が焼き付いてしまったために、想定していなかったバックグラウンドが発生してしまった。そのため、断面積の大きい $^{12}\text{C}$ の $0_2^+$ 状態の領域や、崩壊チャンネルを選択して収量が少なくなった場合に統計誤差が非常に大きくなってしまい、議論ができない部分があった。次回の測定では炭素の付着を可能な限り防ぐとともに、炭素標的での測定において十分な収量を得る必要がある。

#### 4.7.3 統計量を増やすための対策

崩壊チャンネルを選択したイベント、特に $^8\text{Be}$ イベントでは統計が少なく、状態を確実に分離できなかった。現在のセットアップでは、非貫通イベントの粒子識別に必要な飛行時間の時間分解能を高めるために、Si検出器と標的の間の距離を長くしているため立体角に限界がある。そこで、我々のグループでは機械学習による粒子識別技術の開発を行い、Si検出器と標的間の距離を近づけることで立体角を大きくし、収量を増加させる計画である。

## 第 5 章

# 結論と今後の展望

我々は大阪大学 RCNP において、 $^{20}\text{Ne}$  における  $\alpha$  凝縮状態の探索実験を行った。 $\alpha$  凝縮状態を同定するために、アイソスカラー単極子励起を選択的に励起できる 0 度での  $\alpha$  非弾性散乱を Grand Raiden スペクトロメータを用いて測定した。加えて、励起状態からの崩壊粒子にはその状態の構造に関する重要な情報が含まれるため、散乱槽内に Si 検出器アレイを設置し、励起状態からの崩壊粒子を同時測定した。また、ガス封止膜での崩壊粒子のエネルギー損失を低減するために、厚さ 100 nm の窒化シリコン膜 ( $\text{SiN}_x$ ) をガス封止膜に用いたガス標的を開発した。

Grand Raiden での測定から、 $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルを得た。さらに、Si 検出器アレイでの測定結果を用いて、励起状態からの  $\alpha$  粒子や陽子などの崩壊粒子を同定し、崩壊チャンネルごとの励起エネルギースペクトルを得た。 $\alpha$  崩壊チャンネルの励起エネルギースペクトルでは、 $^{20}\text{Ne}$  の  $5\alpha$  崩壊閾値よりも高いエネルギー領域に構造が観測された。これらの構造は崩壊チャンネルの選択を行って初めて観測された構造である。さらに、 $\alpha$  崩壊の終状態が、 $^{16}\text{O}$  の  $4\alpha$  凝縮状態と考えられている  $0_6^+$  状態であるイベントを選択した  $^{20}\text{Ne}$  の励起エネルギースペクトルでは、 $E_x = 23.5$  MeV にピーク構造が確認された。この  $E_x = 23.5$  MeV の状態に関して、終状態である  $^{16}\text{O}$  の励起エネルギーを評価した結果、 $4\alpha$  状態と考えられている  $0_6^+$  状態への崩壊割合が多いことが確認された。従って、 $E_x = 23.5$  MeV の状態は  $5\alpha$  凝縮状態の候補であると考えられる。

今後は観測した  $E_x = 23.5$  MeV の状態に関して、統計崩壊模型との比較を行い、 $^{16}\text{O}$  の  $0_6^+$  状態への崩壊が統計崩壊割合と比較して有意に多いのかどうかを確認することで、この状態が  $5\alpha$  凝縮状態であるかどうかについて精査する。今回の実験では、統計が少なく詳細な議論や、 $^8\text{Be}$  イベントの解析など困難な部分も残されており、また不運にも、角度分布の測定が実施できずスピン・パリティの決定ができなかった。今後、同様の測定を、角度分布測定まで含めて、高い統計で実施し、より詳細な議論を進めたい。

## 謝辞

本研究を行うにあたって、多くの方々にお世話になりました。大阪大学の川畑貴裕教授には、学部4回生の課題研究から現在に至るまで大変お世話になりました。大阪大学の業務もお忙しい中、時間を見つけて事細かに指導していただき大変感謝しております。本論文の執筆に際しても、何度も打ち合わせ・添削をしていただき、ありがとうございました。

本実験の提案者である九州大学の足立智さんには、実験準備から現在に至るまで非常に多くの時間を割いていただき感謝しております。実験準備では標的開発の作業に長時間付き合っただき、実験本番では測定計画等の全体の指揮をとっていただき、とても心強かったです。また、実験後もお多忙な中、遠隔地から度々解析打ち合わせをしていただいたり、ハワイでの物理学会では連続講演をさせていただくなど、大変お世話になりました。本論文の添削もしていただき、ありがとうございました。

同グループの古野達也さん、津村美保さん、村田求基さん、稲葉健斗さん、岡本慎太郎くん、土井隆暢くんには、本実験にご協力いただいたのみならず、普段から研究のことだけでなく事務手続き等でもことあるごとに質問に答えていただき、時には他愛のない話に付き合っただき、豊かな研究生生活を送ることができました。

また、実験準備からご協力いただいた同研究室の阪上朱音さん、関屋涼平くん、原田健志くん、藤井涼平くん、古田悠稀くん、実験にご協力いただいた東北大学 CYRIC の伊藤正俊教授、松田洋平助教、石田駿野くん、宮崎大学の前田幸重准教授、野中光太郎くん、東京大学 CNS の岩本ちひろさん、本当にありがとうございました。皆様のおかげで実験を遂行することができました。RCNP で実験を行うにあたって、民井淳准教授、小林信之助教をはじめとした教員の方々、技術職員の方々、事務員の方々、加速器オペレーターの方々にも大変お世話になりました。

同研究室の永江知文教授、成木恵准教授、村上哲也講師、東工大の藤岡宏之准教授、京産大の新山雅之准教授、同研究室の先輩方には学会発表や修論中間発表などで、自分自身では気付かない観点での助言を多々いただきました。ありがとうございました。

最後に、お世話になった全ての方々に心より感謝申し上げます。



## 参考文献

- [1] M. Oertel, M. Hempel, T. Klähn, S. Typel, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015007 (2017).
- [2] S. Typel, G. Röpke, T. Klähn, D. Blaschke and H. H. Wolter, *Phys. Rev. C* **81**, 015803 (2010).
- [3] K. Ikeda, N. Takigawa and H. Horiuchi, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **E68**, 464 (1968).
- [4] A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck and G. Röpke, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 192501 (2001).
- [5] T. Yamada and P. Schuck, *Eur. Phys. J. A* **26**, 185–199 (2005).
- [6] T. Yamada and P. Schuck, *Phys. Rev. C* **69**, 024309 (2004).
- [7] T. Kawabata, H. Akimune, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Hara, K. Hatanaka, M. Itoh, Y. Kanada-En'yo, S. Kishi, K. Nakanishi, H. Sakaguchi, Y. Shimbara, A. Tamii, S. Terashima, M. Uchida, T. Wakasa, Y. Yasuda, H.P. Yoshida, M. Yosoi, *Phys. Lett. B* **646**, 6 (2007).
- [8] T. Yamada, Y. Funaki, H. Horiuchi, K. Ikeda and A. Tohsaki, *Prog. Theor. Phys.* **120**, 1139 (2008).
- [9] Tz. Kokalova, N. Itagaki, W. von Oertzen, and C. Wheldon, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 192502 (2006).
- [10] Y. Funaki, Y. Yamada, H. Horiuchi, G. Röpke, P. Schuck, and A. Tohsaki, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 082502 (2008).
- [11] Y. Funaki, *Phys. Rev. C* **97**, 021304 (2018).
- [12] K. C. W. Li, R. Neveling, P. Adsley, P. Papka, F. D. Smit, J. W. Brümmer, C. Aa. Diget, M. Freer, M. N. Harakeh, Tz. Kokalova, F. Nemulodi, L. Pellegri, B. Rebeiro, J. A. Swartz, S. Triambak, J. J. van Zyl, and C. Wheldon, *Phys. Rev. C* **95**, 031302(R) (2017).
- [13] M. Barbui, K. Hagel, J. Gauthier, S. Wuenschel, R. Wada, V. Z. Goldberg, R. T. deSouza, S. Hudan, D. Fang, X.-G. Cao, and J. B. Natowitz, *Phys. Rev. C* **98**, 044601 (2018).
- [14] T. Wakasa, K. Hatanaka, Y. Fujita, G.P.A. Berg, H. Fujimura, H. Fujita, M. Itoh, J. Kamiya, T. Kawabata, K. Nagayama, T. Noro, H. Sakaguchi, Y. Shimbara, H. Takeda, K. Tamura, H. Ueno, M. Uchida, M. Uraki, M. Yosoi, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **482**, 79–93 (2002).

- [15] M. Fujiwara, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, K. Hatanaka, H. Ikegami, I. Katayama, K. Nagayama, N. Matsuoka, S. Morinobu, T. Noro, M. Yoshimura, H. Sakaguchi, Y. Sakemi, A. Tamii, M. Yosoi, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **422**, 484–488 (1999).
- [16] H. Matsubara, A. Tamii, Y. Shimizu, K. Suda, Y. Tameshige, J. Zenihiro, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **678**, 122–129 (2012).
- [17] T. Kawabata, H. Sakaguchi, A. Tamii, H. Takeda, T. Taki, and H. Yoshida, RCNP annual report 1996, p.161.
- [18] J. A. Swartz, B. A. Brown, P. Papka, F. D. Smit, R. Neveling, E. Z. Buthelezi, S. V. Förtsch, M. Freer, Tz. Kokalova, J. P. Mira, F. Nemulodi, J. N. Orce, W. A. Richter, and G. F. Steyn, Phys. Rev. C **91**, 034317 (2015).