

修士論文

^{12}C 原子核における
稀ガンマ崩壊モードの探索実験



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

高橋 祐羽

2018年3月2日

概要

宇宙での元素合成過程において、トリプル α 反応は重要な役割を果たしている。トリプル α 反応とは、3 つの α 粒子の共鳴状態を経由して ^{12}C が生成される反応である。この共鳴状態は大半が α 崩壊して 3 つの α 粒子に戻るが、稀に γ 線を放出して ^{12}C の基底状態へ崩壊する。質量数 12 以上の元素はこの反応を経由して生成されるため、 ^{12}C の励起状態の γ 崩壊確率を測定することは宇宙における元素合成過程を理解する上で重要である。一般的にトリプル α 反応への寄与が大きいのは 0_2^+ (7.65 MeV) 状態であるが、 10^9 K 以上の高温ではそれ以上の高励起状態の寄与が大きくなり、その後の重元素合成に大きな影響を与えることが指摘されている。例えば、超新星爆発時の νp 過程における重元素の生成比率を計算すると、 3_1^- (9.64 MeV) などの高励起状態の寄与の有無によって質量数 80 以上の元素の存在量が大きく変化する。しかし、 3_1^- (9.64 MeV) 状態の γ 崩壊確率は未だに測定されていない。

そこで、我々は 3_1^- 状態の γ 崩壊確率を測定するための実験を行った。逆運動学反応 $^1\text{H} (^{12}\text{C}, ^{12}\text{C} \text{ p})$ において散乱 ^{12}C と反跳陽子を同時測定することで、 γ 線を測定することなく γ 崩壊確率を決定する。 3_1^- 状態の γ 崩壊確率は約 10^{-7} と非常に低確率であり、低バックグラウンドでの測定が必要となる。そのため、固体水素標的の開発や反跳陽子検出器 Gion の開発など、バックグラウンドを減らすために様々な対策を実施した。実験は大阪大学 RCNP のサイクロトロン施設において行われた。各種対策により、バックグラウンドの少ない全励起スペクトル、 γ 崩壊スペクトルを得ることができた。今後、検出効率をシミュレーションによって決定し、 3_1^- 状態の γ 崩壊確率を決定する予定である。

目次

第 1 章	背景	1
1.1	宇宙の元素合成過程	1
1.2	^{12}C 生成率の γ 崩壊幅依存性	2
1.3	高励起状態の重元素合成量への寄与	2
1.4	3_1^- 状態の γ 崩壊幅	3
1.5	本研究の目的	6
第 2 章	測定方法	8
2.1	セットアップ	9
2.2	測定条件	10
2.2.1	ビームエネルギー	10
2.2.2	検出器のアクセプタンス	10
2.3	Accidental イベント	12
2.4	バックグラウンドとなるイベント	12
2.5	バックグラウンドを除くための対策	14
2.5.1	固体水素標的	14
2.5.2	Tagger	15
2.5.3	散乱方位角の相関 (ϕ ゲート)	15
2.5.4	散乱極角の相関 (θ ゲート)	15
2.5.5	エネルギーの相関 (γ ゲート)	16
2.6	シミュレーション	16
第 3 章	実験	18
3.1	実験施設	18

3.2	反跳陽子検出器 Gion	18
3.2.1	Si 検出器	18
3.2.2	GAGG 検出器	20
3.3	焦点面検出器	22
3.3.1	MWDC	23
3.3.2	プラスチックシンチレータ	23
3.4	磁気スペクトロメータ Grand Raiden (GR)	24
3.4.1	収束条件	25
3.5	標的	27
3.5.1	固体水素標的	27
3.5.1.1	標的の生成装置	27
3.5.1.2	標的厚の一様性	27
3.6	スリット	28
3.7	トリガー条件	29
3.8	固体水素標的の融解	31
3.8.1	実験への影響	31
3.8.1.1	ルミノシティの変化	32
3.8.1.2	反応エネルギーの変化	33
第 4 章	解析	34
4.1	反跳陽子検出器 Gion	34
4.1.1	Si 検出器	34
4.1.1.1	Si 検出器のエネルギー較正	34
4.1.1.2	陽子の反跳角度	34
4.1.2	GAGG 検出器	36
4.1.2.1	GAGG 検出器の識別番号	36
4.1.2.2	GAGG 検出器のエネルギー較正	37
4.1.3	Si ストリップの選択	39
4.1.4	^{12}C の励起エネルギー	39
4.2	焦点面検出器	42
4.2.1	MWDC	42

4.2.1.1	入射粒子の軌跡	42
4.2.1.2	MWDC の検出効率	45
4.2.2	散乱角の変換	45
4.3	γ 崩壊イベントの選択	46
4.4	Accidental イベントの選択	47
4.5	散乱角度・エネルギーの相関によるカット	48
4.5.1	ϕ ゲートによるカット	48
4.5.2	θ ゲートによるカット	48
4.5.3	γ ゲートによるカット	49
4.5.4	ゲートの効果	51
4.6	標的セル封止膜からのバックグラウンド	51
4.6.1	empty スペクトルの分解能補正	51
第 5 章	結果	55
5.1	エネルギースペクトル	55
5.2	各励起状態の収量	56
5.2.1	全励起イベントの収量	59
5.2.2	γ 崩壊イベントの収量	60
5.2.2.1	2_1^+ (4.44 MeV) 状態	60
5.2.2.2	0_2^+ (7.65 MeV) 状態	60
5.2.2.3	3_1^- (9.64 MeV) 状態	62
5.2.2.4	1_1^+ (12.71 MeV) 状態	63
5.2.2.5	ピーク X	63
5.3	測定結果	63
第 6 章	考察	67
6.1	未確認のピーク	67
6.1.1	封止膜・Accidental イベント起源の可能性	67
6.1.2	スペクトルが見切れている可能性	68
6.2	固体水素標的が融解した原因とその対策	68
6.2.1	原因	69

6.2.2	融解を防ぐための対策	71
第 7 章	結論	72
	謝辞	73
	参考文献	74

1.1	^{12}C のエネルギー準位	1
1.2	超新星爆発時の νp 過程における重元素合成量 [8]	4
1.3	3_1^- 状態の γ 崩壊モード	5
1.4	過去の測定で得られたスペクトル [5]	6
2.1	α 崩壊イベントと γ 崩壊イベント	8
2.2	セットアップ	9
2.3	$^{12}\text{C} (p, p')$ 反応の断面積	11
2.4	散乱 ^{12}C と反跳陽子の角度相関	12
2.5	True コインシデンスイベント (左) と Accidental コインシデンスイベント (右) . .	13
2.6	Tagger のアクセプタンス	15
2.7	散乱方位角の相関	16
3.1	RCNP の施設平面図	19
3.2	反跳陽子検出器 Gion	20
3.3	Si ストリップの読み出し	21
3.4	GAGG 検出器	21
3.5	GAGG を水平に配置した場合	22
3.6	GAGG を反応点へ向けた場合	22
3.7	Gion 架台	22
3.8	Gion 架台のスペーサー	23
3.9	MWDC の概略図	24
3.10	X 面・U 面のワイヤー	25
3.11	GR の概略図	26

3.12	固体水素標的生成装置の概略図	28
3.13	標的セル	29
3.14	固体水素標的生成装置の実物	30
3.15	オルソ・パラ変換器	30
3.16	作成した固体水素標的	31
3.17	標的厚の測定結果	31
3.18	シーブスリットの概略図	32
3.19	トリガー構成の模式図	32
4.1	パルサーの測定により得られたスペクトル	35
4.2	α 線源 (^{241}Am 、 ^{244}Cm 、 ^{148}Gd) の測定により得られたスペクトル	35
4.3	座標系 a(左) と座標系 b(右) の取り方	36
4.4	GAGG 検出器の識別番号	37
4.5	Si と GAGG を用いた測定から得られた $E - \Delta E$ 相関	38
4.6	エネルギーを正しく測定できないイベント	39
4.7	解析に使用する Si ストリップの組	40
4.8	E_x と Block 数の相関	41
4.9	ピーク位置の E_x と Block 数の相関	41
4.10	Block 数補正後の励起エネルギースペクトル	42
4.11	補正前後のエネルギースペクトルの比較	43
4.12	ドリフト時間と移動距離の変換	44
4.13	軌跡の決定方法	44
4.14	^{12}C の飛行時間 TOF	46
4.15	エネルギー損失と運動量の相関	47
4.16	Gion と GR との粒子到達時間差	48
4.17	方位角の相関	49
4.18	散乱角の相関	50
4.19	補正前の E_γ スペクトル	50
4.20	補正後の E_γ スペクトル	50
4.21	エネルギーの相関	51
4.22	ゲート前後の粒子到達時間差の比較	52

4.23	empty の測定により得られたエネルギースペクトル	52
4.24	固体水素、empty の補正前のスペクトル	53
4.25	固体水素、empty の補正後のスペクトル	54
4.26	固体水素標的のみから得られたエネルギースペクトル	54
5.1	励起エネルギースペクトル	55
5.2	反跳陽子の角度とエネルギーの相関	57
5.3	GAGG 1 ch、8 ch の γ 崩壊スペクトル	58
5.4	全励起スペクトルのフィット結果	60
5.5	2_1^+ 状態のフィット	61
5.6	0_2^+ 状態のフィット	61
5.7	3_1^- 状態のフィット	62
5.8	χ^2 と C_3 の相関	63
5.9	1_1^+ 状態のフィット	64
5.10	ピーク X のフィット	64
6.1	スペクトルの比較	68
6.2	標的セルへのアルミニウム箔の貼りかた	71

表目次

1.1	高励起状態の崩壊幅	3
2.1	各種標的に含まれる H と不純物の個数比	14
3.1	GAGG (Ce) と CsI (Tl) の性能	20
3.2	MWDC の仕様	24
3.3	GR の仕様	25
5.1	考慮した励起状態	56
5.2	選択した GAGG	57
5.3	全励起スペクトルのフィットにより決定したパラメータ	65
5.4	各励起状態の収量	66
6.1	標的の温度計算に用いた実験条件	69

第 1 章

背景

1.1 宇宙の元素合成過程

宇宙での元素合成過程において、 ^{12}C 原子核は重要な役割を持っている。 ^4He までの元素は水素の核融合により合成される。しかし、質量数 5 と 8 の原子核には安定な核が存在しないため、合成しても直ちに崩壊してしまう。そのため、質量数 8 よりも重い原子核を合成することはできない。この問題は Fred Hoyle が予言した 3 つの α の共鳴状態 (Hoyle 状態) によって解決された。図 1.1 に示すように、 ^{12}C 原子核は 3 つの α の共鳴状態として、トリプル α 反応により生成される。生成された $^{12}\text{C}^*$ の大部分は再び 3 つの α へ崩壊するが、稀に γ 崩壊して ^{12}C の基底状態になる。 ^{12}C 原子核はこのように生成され、 ^{12}C を基にさらに重い原子核が生成される。

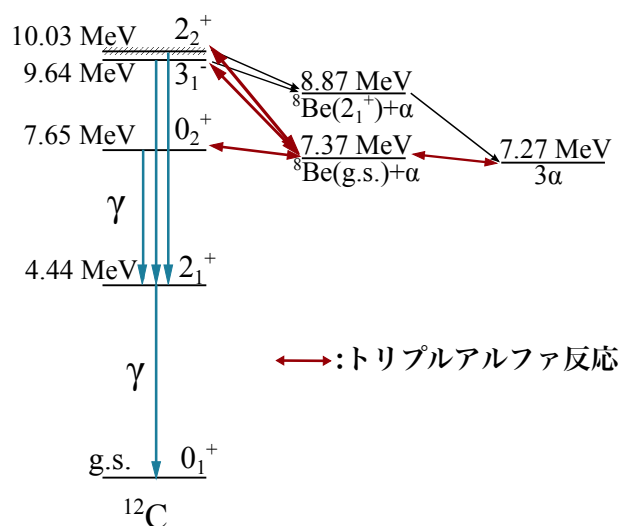


図 1.1 ^{12}C のエネルギー準位

1.2 ^{12}C 生成率の γ 崩壊幅依存性

トリプル α 反応の 2 段階目の反応 $\alpha + ^8\text{Be}$ による ^{12}C の生成率は以下のように表される [1]。

$$\langle \sigma v \rangle^{\alpha^8\text{Be}} = \frac{8\pi}{\mu_{\alpha^8\text{Be}}^2} \left(\frac{\mu_{\alpha^8\text{Be}}}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E) \exp(-E/k_B T) E dE \quad (1.1)$$

ここで、 $\mu_{\alpha^8\text{Be}}$ は $\alpha + ^8\text{Be}$ 系での換算質量、 E は $\alpha + ^8\text{Be}$ の崩壊閾値からのエネルギーである。また、反応する ^8Be は基底状態であるとする。断面積 $\sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E)$ は以下のように表される。

$$\sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E) = \sum_{J=0,2,3} (2J+1) \frac{\pi \hbar^2}{2\mu_{\alpha^8\text{Be}} E} \frac{\Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E) \Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J, E)}{(E - E_r^J)^2 + \frac{1}{4} \Gamma(^{12}\text{C}^J, E)^2} \quad (1.2)$$

ここで、和は 0_2^+ 、 2_2^+ 、 3_1^- 状態についてとる。共鳴幅 $\Gamma(^{12}\text{C}^J, E)$ は以下のように表される。

$$\Gamma(^{12}\text{C}^J, E) = \Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E) + \Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J, E) \quad (1.3)$$

α 崩壊幅 $\Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E)$ は以下のように表される。

$$\Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E) = \Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J) \frac{P_l(E)}{P_l(E_r^J)} \quad (1.4)$$

ここで、 P_l (Penetration factor) は相対角運動量 l とチャネル半径 $a = 1.4(4^{1/3} + 8^{1/3}) \text{ fm}$ で決定される値である。 γ 崩壊幅 $\Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J, E)$ は以下のように表される。

$$\Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J, E) = \Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J) \frac{(E_T + E)^5}{(E_T + E_r^J)^5} \quad (1.5)$$

ここで、 E_T は γ 崩壊閾値エネルギーで、 2_2^+ 状態の場合は 7.37 MeV 、 0_2^+ 、 3_1^- 状態の場合は $7.37 - 4.44 = 2.93 \text{ MeV}$ である。 2_2^+ 状態が $2_1^+(4.44 \text{ MeV})$ 状態を経由して基底状態へ崩壊するモードや、 0_2^+ 、 3_1^- 状態が直接基底状態へ崩壊するモードは崩壊確率が低いため無視する。各モードの崩壊確率に関しては 1.4 節で述べる。一般的に γ 崩壊幅は α 崩壊幅に比べて非常に小さいため、式 (1.3) より $\Gamma(^{12}\text{C}^J, E) \simeq \Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E)$ となる。よって、式 (1.1)、(1.2) より、トリプル α 反応の 2 段階目の反応 $\alpha + ^8\text{Be}$ による ^{12}C の生成率は ^{12}C の 0_2^+ 、 2_2^+ 、 3_1^- 状態の γ 崩壊幅に比例する。

1.3 高励起状態の重元素合成量への寄与

^{12}C の高励起状態の崩壊幅を表 1.1 に示す。

トリプル α 反応から ^{12}C を生成する過程は、主に ^{12}C の 0_2^+ (7.65 MeV) 状態を経由することが知られている。この状態の崩壊幅は既に測定されており、 $(4.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ の確率で γ 崩壊して ^{12}C の基底状態となる。

表 1.1 高励起状態の崩壊幅

J_i^π	E_X (MeV)	Γ (eV)	Γ_γ (meV)	Γ_γ/Γ	Ref.
0_2^+	7.65	8.5 ± 1.0	3.7 ± 0.5	$(4.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	[2]
2_2^+	10.03	$(0.8 \pm 0.13) \times 10^6$	60 ± 10	$(7.5 \pm 1.8) \times 10^{-8}$	[4]
3_1^-	9.64	$(48 \pm 2) \times 10^3$	< 14	$< 2.9 \times 10^{-7}$	[5],[6]
			> 0.31	$> 6.5 \times 10^{-9}$	[2]

また、 0_2^+ 状態の上には 3_1^- (9.64 MeV) 状態や 2_2^+ (10.03 MeV) 状態が存在する。 $T > 10^9$ K の高温環境では、このような高励起状態のトリプル α 反応への寄与が大きくなることが指摘されている [7]。 2_2^+ 状態の γ 崩壊幅は光核反応の測定から 60 ± 10 meV と測定されている [4]。 3_1^- 状態の γ 崩壊幅は、基底状態へ直接崩壊するモードについては非弾性電子散乱の測定から 0.31 ± 0.04 meV と既に知られている [2] が、 2_1^+ 状態を経由して崩壊するモードについては知られておらず、2 つのモードを合わせた γ 崩壊幅の上限が 14 meV であることが決まっているのみである。

質量数 12 以上の全ての重元素は必ずトリプル α 反応を通じて生成される。よって、 ^{12}C の高励起状態の γ 崩壊確率を測定してトリプル α 反応の反応速度を決定することは、宇宙における元素合成過程を解明する上で極めて重要である。図 1.2 は、Wanajo らによる超新星爆発時の νp 過程における重元素合成計算の結果 [8] である。図 1.2 では 2 つの計算結果が比較されており、それぞれ異なるトリプル α 反応率を仮定して計算されている。1 つは Caughlan と Fowler によって計算された 0_2^+ 状態の寄与のみを考慮したトリプル α 反応率 (CF88) であり、もう 1 つは 3_1^- 、 2_2^+ 状態の寄与まで考慮したトリプル α 反応率 (Angulo99) である。これらの結果を比較すると、 ^{12}C の高励起状態の寄与を考慮することで質量数 80 以上の元素の生成量が大きく減少していることがわかる。これは、高励起状態が存在することでトリプル α 反応の反応族度が速まり、 ^{12}C とそこから合成される質量数 60–80 の中重核の生成量が増加し、それらの核が陽子を吸収して質量数が 80 を超える領域での νp 過程を減速させるためであると考えられる。

1.4 3_1^- 状態の γ 崩壊幅

3_1^- 状態からの γ 崩壊モードは図 1.3 に示す 3 つが考えられる。これらの崩壊モードのうち、どのモードの寄与が大きいかを説明する。

1 つ目 [図 1.3(1)] は基底状態に直接崩壊するモードである。前述したようにこの崩壊幅は 0.31 ± 0.04 meV と測定されており [2]、この値が γ 崩壊幅の下限となっている。この崩壊モードは E3 崩壊である。E3 崩壊、E1 崩壊の強度を Weisskopf 単位で表すと、それぞれ $2.3 \times 10^{-14} \times A^2 E_\gamma^7$ 、

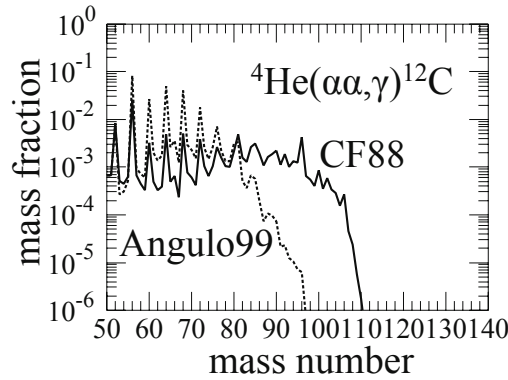


図 1.2 超新星爆発時の νp 過程における重元素合成量の計算結果 [8]。CF88 は ^{12}C の 0_2^+ 状態の寄与のみを考慮した計算、Angulo99 は ^{12}C の 3_1^- , 2_2^+ 状態の寄与まで考慮した計算である。

$6.8 \times 10^{-2} \times A^{2/3} E_\gamma^3$ である [9]。ここで、 A は質量数、 E_γ は放出する γ 線のエネルギーである。よって、[図 1.3(1)] の崩壊モードにおいて $E3$ 崩壊は $E1$ 崩壊の 8.0×10^{-8} 倍の強度であり、極めて小さい。

2 つ目 [図 1.3(2)] は 0_2^+ 状態を介したカスケードモードである。 0_2^+ 状態の大部分は 3 つの α に崩壊するため、このモードの寄与は非常に小さいと考えられる。

3 つ目 [図 1.3(3)] は 2_1^+ 状態を介したカスケードモードである。 2_1^+ 状態は α 崩壊閾値よりも低いエネルギー領域にあるため、必ず γ 崩壊を起こす。 3_1^- 状態から 2_1^+ 状態への崩壊は、 $E3$ 崩壊、高次 (higher order) の $E1$ 崩壊、アイソスピン混合の効果による $E1$ 崩壊のいずれかによって起こる。

- $E3$ 崩壊

前述したように、 $E3$ 崩壊は $E1$ 崩壊より強度が小さい。

- 高次 (higher order) の $E1$ 崩壊

3_1^- や 2_1^+ はアイソスカラー状態であるため、これらの状態間の 1 次の $E1$ 崩壊は禁止されている。そのため高次 (next leading order) の効果で $E1$ 崩壊するが、この場合の $E1$ 崩壊の強度は $E3$ 崩壊と同程度であり、小さい。

- アイソスピン混合の効果による $E1$ 崩壊

アイソスカラー状態である 3_1^- や 2_1^+ にもアイソベクター成分が混ざっているため、アイソベクター成分を経由することで 1 次の $E1$ 崩壊が可能である。波動関数としてのアイソベクター成分は数 % 程度であるが、 $E1$ 崩壊は $E3$ 崩壊より強度が大きく、また、典型的にはアイソベクター状態の $E1$ 崩壊はアイソスカラー状態の $E1$ 崩壊の 100 倍程度の強度 [9] で

あるため、主要な崩壊モードとなる可能性がある。

以上のことから、 2_1^+ 状態を介したカスケードモードは比較的強度の大きい $E1$ 崩壊が可能であり、 3_1^- 状態の γ 崩壊の主要なモードとなる可能性がある。

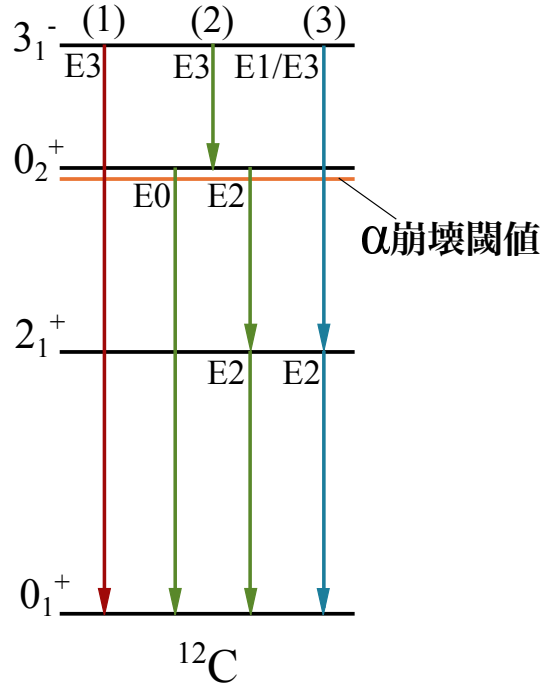


図 1.3 3_1^- 状態の γ 崩壊モード。(1) は基底状態に直接崩壊するモード、(2) は 0_2^+ 状態を介したカスケードモード、(3) は 2_1^+ 状態を介したカスケードモードである。

3_1^- 状態の γ 崩壊幅を測定する実験は過去に Chamberlin らによって行なわれている [5]。その実験では ^{12}C 標的に α ビームを入射する順運動学反応 $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'^{12}\text{C})$ を測定した。 α 検出器と ^{12}C 検出器で散乱された α と ^{12}C を同時計測し、 α 検出器の角度アクセプタンスを小さくすることで ^{12}C が特定の状態に励起したイベントのみがコインシデンスするように設定していた。しかし、 3_1^- 状態の γ 崩壊幅は全幅に比べて非常に小さく、 3_1^- 状態の γ 崩壊の信号が炭素標的に含まれる微量の ^{13}C のバックグラウンドに埋もれていた。図 1.4 は Chamberlin らの実験で得られた γ 崩壊事象における散乱 α 粒子のエネルギースペクトルである。図 1.4 下のスペクトルの白丸は ^{13}C の不純物を含む ^{12}C 標的の測定により得られた γ 崩壊スペクトル、黒丸は同位体濃縮された ^{13}C 標的の測定により得られた γ 崩壊スペクトル、図 1.4 上のスペクトルはそれらの差をとったスペクトルである。点線の間は ^{12}C の $E_x = 9.64 \text{ MeV}$ が 90% の確率で含まれるエネルギー範囲 ($E_\alpha = 6.18 - 6.45 \text{ MeV}$) に相当する。点線の範囲に含まれる収量は、上段のスペクトルで 5.9、下段の黒丸のスペクトルで 18.7 となり、S/N 比は 0.32 であった。この実験では精度の良い測定は困難であったた

め、 3_1^- 状態の γ 崩壊幅が 1σ の信頼現界において 14 meV 以下、 2σ の信頼現界において 28 meV 以下であることを示すにとどまった。

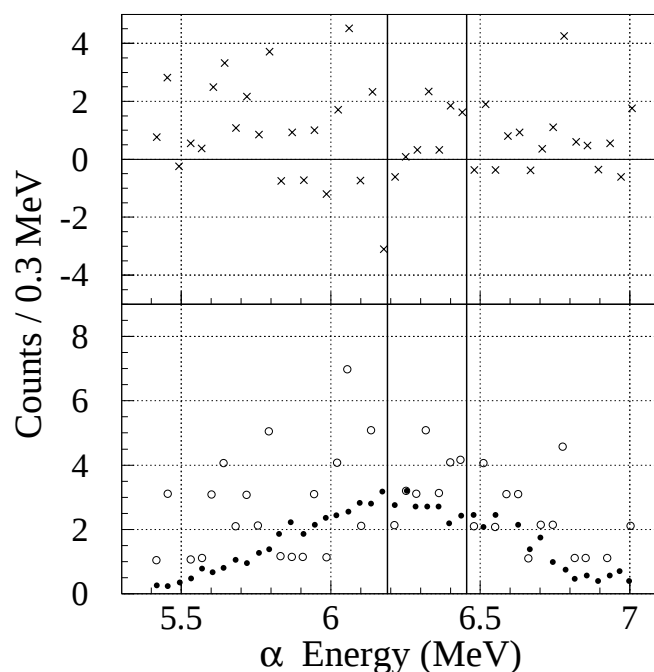


図 1.4 過去の測定で得られた γ 崩壊事象における散乱 α 粒子のエネルギースペクトル [5]。下段のスペクトルの白丸は ^{13}C の不純物を含む ^{12}C 標的の測定により得られたスペクトル、黒丸は同位体濃縮された ^{13}C 標的の測定により得られたスペクトル、上段のスペクトルはそれらの差をとったスペクトルである。黒線の間は ^{12}C の $E_x = 9.64 \text{ MeV}$ が 90% の確率で含まれるエネルギー範囲に相当する。

1.5 本研究の目的

1.2、1.3 節で述べたように、 ^{12}C 原子核の 3_1^- 状態の γ 崩壊幅は、元素合成過程において重元素の生成量に大きく寄与するパラメータである。しかし、精度の良い測定が困難であるために値を決定することができていない。本研究の目的は、 ^{12}C 原子核の 3_1^- 状態の γ 崩壊幅を決定することである。 3_1^- 状態の全崩壊幅は既知であるため、 γ 崩壊幅を決定するためには 3_1^- 状態から γ 線を放出して基底状態へ崩壊する確率を求めればよい。そこで、我々は 3_1^- 状態の γ 崩壊確率を測定する実験を行った。逆運動学反応 $^1\text{H}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*\text{p})$ において反跳陽子と散乱 ^{12}C を同時測定することで、 γ 線を測定することなく γ 崩壊確率を測定することができる。表 1.1 に示したように、 3_1^- 状態の

γ 崩壊確率は約 10^{-7} と非常に低確率であり、低バックグラウンドでの測定が必要となる。そのため、アクシデンタルイベントを除くための様々な対策を導入した。本論文では各種対策や得られたデータの解析手法、各励起状態の収量の決定方法について述べる。

第 2 章

測定方法

本実験では ^{12}C ビームを水素標的に入射し、散乱される ^{12}C と陽子とを同時測定することで、 γ 線を測定することなく γ 崩壊確率を決定する。陽子の反跳角度とエネルギーを測定し、運動学を解いて ^{12}C の励起エネルギーを決定する。 3_1^- 状態に励起された ^{12}C の大部分は図 2.1 左のように 3 つの α に崩壊するが、ごく稀に図 2.1 右のように γ 線を放出して基底状態へ崩壊する。 3_1^- 状態の全励起イベント数は反跳陽子の測定から得られ、 3_1^- 状態の γ 崩壊イベント数は陽子と同時に ^{12}C が検出されるようなイベントの測定から得られる。得られた全励起イベント数と γ 崩壊イベント数から 3_1^- 状態の γ 崩壊確率を決定する。

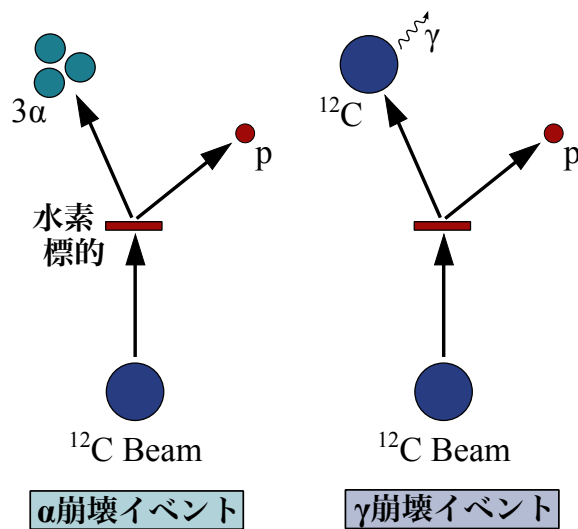


図 2.1 α 崩壊イベントと γ 崩壊イベント

2.1 セットアップ

本実験のセットアップを図 2.2 に示す。本実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) のサイクロトロン施設にて行われた。固体水素標的に ^{12}C ビームを入射し、反跳された陽子の角度とエネルギーを反跳陽子検出器 Gion で測定した。反跳陽子検出器 Gion の詳細については 3.2 節で説明する。散乱された ^{12}C は Grand Raiden スペクトロメータ (GR) で解析され、焦点面検出器で測定された。Gion は標的中心から 125 mm の距離に、ビーム軸方向から 35.5° の角度に設置した。GR はビーム軸方向から 35.5° の角度に設置し、スリットによってアクセプタンスを水平方向 $\pm 14 \text{ mrad}$ 、鉛直方向 $\pm 30 \text{ mrad}$ に制限した。ビーム軸方向に設置された Q1 ファラデーカップでビームを止め、電荷量を測定した。

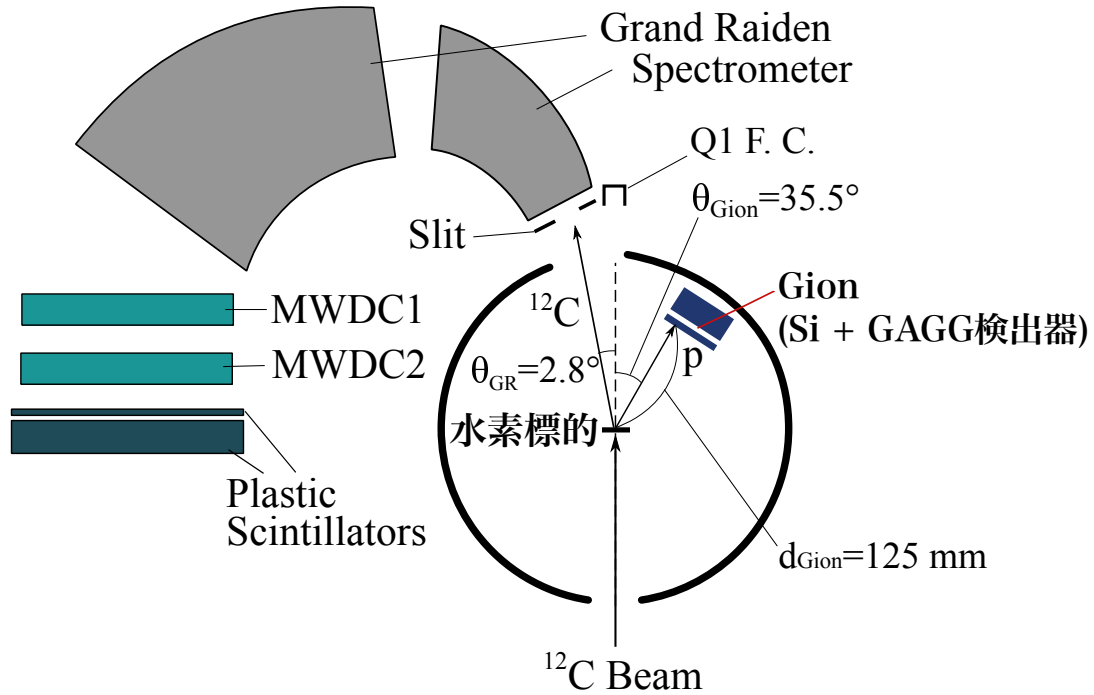


図 2.2 セットアップ

焦点面検出器は 2 台の Multiwire Drift Chamber (MWDC) と 2 枚のプラスチックシンチレータによって構成されている。MWDC で得られた粒子の軌跡から、散乱 ^{12}C の散乱角度と運動量を決定した。焦点面検出器の詳細については 3.3 節で説明する。プラスチックシンチレータの厚みは上流のものを 1 mm、下流のものを 10 mm とした。このため、プラスチックシンチレータに到達した粒子が ^{12}C の場合は 1 枚目のシンチレータの中で停止し、 α の場合は 1 枚目を貫通して 2 枚目に到達する。励起された ^{12}C が γ 崩壊した場合は ^{12}C として飛来し、 α 崩壊した場合は α とし

て飛来する。よって、粒子が1枚目で検出され、2枚目で検出されなかった場合は γ 崩壊イベント、1枚目と2枚目の両方で検出された場合は α 崩壊イベントとみなすことができる。 ^{12}C の崩壊過程の中で α 崩壊の次に閾値エネルギーが低いのは陽子崩壊であるが、陽子崩壊の閾値エネルギーは15.96 MeVであり、この閾値より低い励起エネルギーの ^{12}C は必ず γ 崩壊または α 崩壊によって崩壊する。 3_1^- 状態の励起エネルギーは9.64 MeVと陽子崩壊閾値より低いため、 γ 崩壊イベント数と α 崩壊イベント数の合計が全励起イベント数となる。

2.2 測定条件

2.2.1 ビームエネルギー

^{12}C には複数の励起状態があり、 3_1^- 以外の状態の γ 崩壊イベントはバックグラウンドとなる可能性がある。そのため、他の状態の反応断面積が小さくなるような運動学的条件で測定をしたい。また、Gionで反跳角度とエネルギーを精度よく測定するためには、陽子のエネルギーが20 MeV以上であることが望ましい。過去に測定された $^{12}\text{C}(p, p')$ 反応のビームエネルギーごとの断面積を図2.3に示す[10][11][12][13][14][15]。縦軸は逆運動学反応の元で実験室系に変換された断面積、横軸は実験室系における陽子の反跳角度である。黒丸、白四角、白丸、黒四角はそれぞれg.s.、 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- 状態の断面積を示している。これらの状態のうち最も大きなバックグラウンドとなりうるのは、必ず γ 崩壊を起こす 2_1^+ 状態である。縦線は ^{12}C が 3_1^- 状態へ励起された際に反跳陽子のエネルギーが20 MeVとなる反跳角度である。陽子のエネルギーが20 MeVの場合の運動量移行はおよそ $q = 1 \text{ fm}^{-1}$ であり、角運動量 $L = 3$ の状態の断面積は $q = 1 \text{ fm}^{-1}$ 付近で最大となる。縦線の付近で各状態の断面積を比較すると、エネルギー21.6 MeV/uの場合に 3_1^- 状態(黒四角)と 2_1^+ 状態(白四角)の断面積比が大きくなっていることが分かる。この時のビームエネルギーは259.2 MeVである。よって、本実験のビームエネルギーは約260 MeVとする。実験中に測定した実際のビームエネルギーは261.2 MeVであった。

2.2.2 検出器のアクセプタンス

エネルギー261.2 MeVの ^{12}C ビームを水素標的に入射した場合の散乱角度の相関を図2.4に示す。ここでは実験の分解能や γ 崩壊による散乱 ^{12}C の反跳は考慮しない。縦軸は ^{12}C の散乱角度、横軸は陽子の反跳角度である。黒線、赤線、緑線、青線はそれぞれ ^{12}C がg.s.、 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- 状態に励起された場合の角度の相関である。四角で囲まれた部分は本実験におけるGRとGionの角度アクセプタンスとなっており、それぞれ $2.0^\circ < \theta_c < 3.6^\circ$ 、 $30^\circ < \theta_p < 41^\circ$ である。アクセプタン

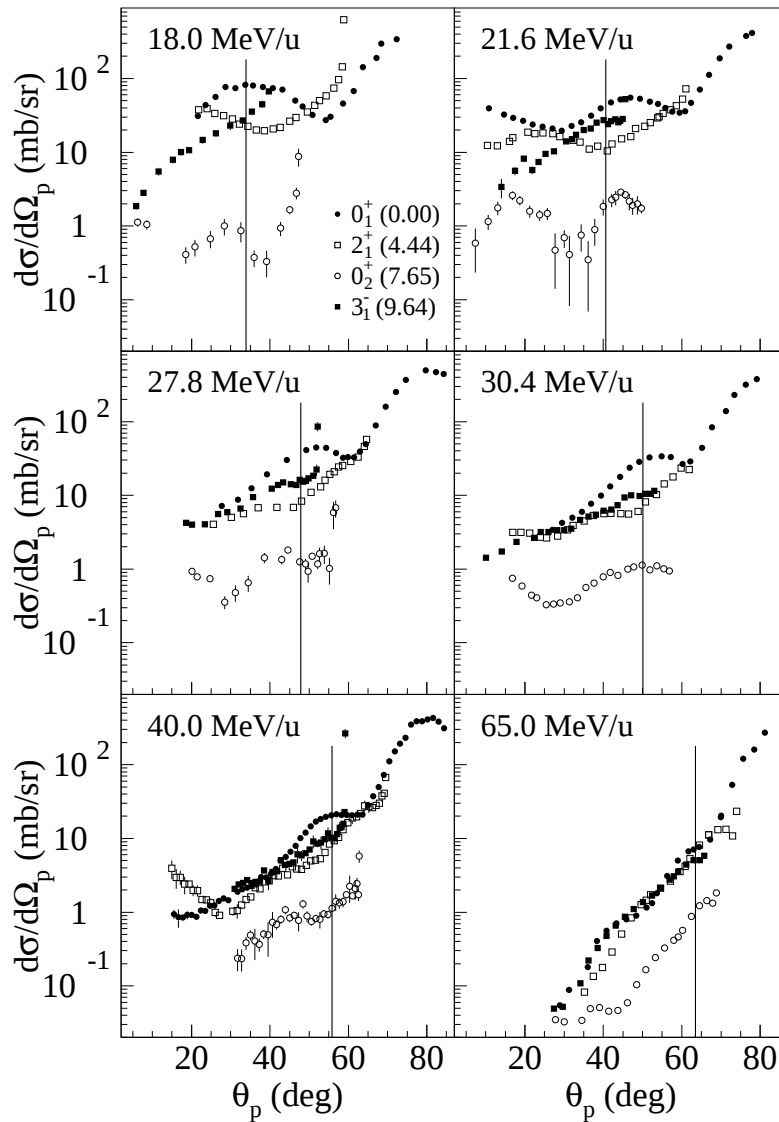


図 2.3 $^{12}\text{C}(p, p')$ 反応のビームエネルギーごとの断面積。黒丸、白四角、白丸、黒四角はそれぞれ g.s.、 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- 状態の断面積である。縦線は ^{12}C が 3_1^- 状態へ励起された場合に反跳陽子のエネルギーが 20 MeV となる反跳角度を示している。

スは 3_1^- 状態へ励起したイベントが入り、 2_1^+ 状態へ励起したイベントが入らないような範囲を選
 択した。しかし、図 2.4 は理想的な条件下での計算であり、実際には励起した ^{12}C は γ 線を放出
 する際に角度や運動量に変化する。そのため、 3_1^- 状態へ励起したイベントの反跳陽子が Gion で
 検出されても対応する散乱 ^{12}C が GR のアクセプタンスに入らない可能性や、 2_1^+ 状態へ散乱した
 イベントが GR のアクセプタンスに入ってしまう可能性がある。よって、各励起状態の γ 崩壊確
 率を決定するためには、「Gion で反跳陽子が検出されたイベントのうち、対応する散乱 ^{12}C を GR
 で検出することができる確率」を状態ごとに見積もる必要がある。この確率を幾何学的な検出効

率と呼ぶ。幾何学的な検出効率シミュレーションにより評価する。

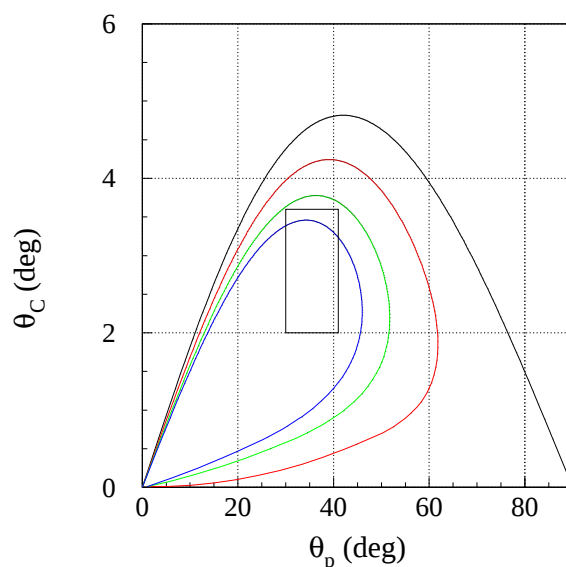


図 2.4 散乱 ^{12}C と反跳陽子の角度相関。黒線、赤線、緑線、青線はそれぞれ ^{12}C が g.s.、 2^+_1 、 0^+_2 、 3^-_1 状態に励起された場合の角度の相関である。四角で囲まれた部分は、本実験における GR と Gion の角度アクセプタンス ($2.0^\circ < \theta_C < 3.6^\circ$ 、 $30^\circ < \theta_p < 41^\circ$) である。

2.3 Accidental イベント

^{12}C の 3^-_1 状態の γ 崩壊確率は約 10^{-7} と非常に小さいため、バックグラウンドとなる Accidental コインシデンスイベントをいかに取り除くかが重要となる。Accidental コインシデンスイベントとは、図 2.5 に示すように異なる散乱に起因する粒子を同時に検出したイベントである。一方、正しいコインシデンスイベントは、同じ散乱に起因する粒子を同時に検出したイベントである。Accidental イベントの場合は検出された散乱 ^{12}C と反跳陽子に相関がなく、 ^{12}C の励起状態の崩壊モードを誤認してしまう。そのため、このようなイベントは除く必要がある。

2.4 バックグラウンドとなるイベント

本実験で測定される可能性のあるイベントと、その起源について説明する。まず、「ビームと標的粒子 1 との散乱によって生じた p を、Gion で検出する事象」を (粒子 1)_p とし、「ビームと標的粒子 2 との散乱によって生じた ^{12}C を、GR で検出する事象」を (粒子 2)_C とする。これらがコイ

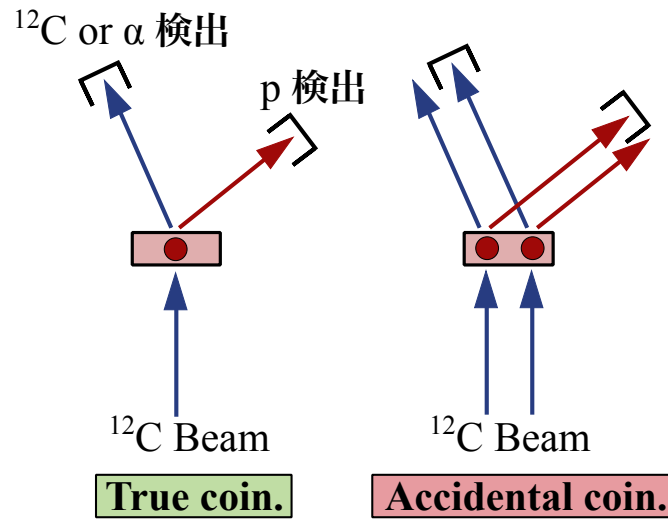


図 2.5 True コインシデンスイベント (左) と Accidental コインシデンスイベント (右)

ンシデンスしたイベントを (粒子 1) $_p \otimes$ (粒子 2) $_c$ とする。粒子 1 と粒子 2 が同一の場合は True イベント、異なる場合は Accidental イベントである。標的中の粒子を水素 H とそれ以外の不純物 X に分類すると、本実験で測定されるイベントは以下の 6 種類に分類される。

1. $H_p \otimes H_c$ True

ビームと H との散乱による p と、ビームと H との散乱による ^{12}C の True イベント

2. $H_p \otimes H_c$ Accidental

ビームと H との散乱による p と、ビームと H との散乱による ^{12}C の Accidental イベント

3. $X_p \otimes X_c$ True

ビームと X との散乱による p と、ビームと X との散乱による ^{12}C の True イベント

4. $X_p \otimes X_c$ Accidental

ビームと X との散乱による p と、ビームと X との散乱による ^{12}C の Accidental イベント

5. $H_p \otimes X_c$ Accidental

ビームと H との散乱による p と、ビームと X との散乱による ^{12}C の Accidental イベント

6. $X_p \otimes H_c$ Accidental

ビームと X との散乱による p と、ビームと H との散乱による ^{12}C の Accidental イベント

1 つ目は、H を標的として p と ^{12}C を同時検出する True イベントである。これが本実験で測定したいイベントであり、それ以外は全てバックグラウンドとなるイベントである。

2 つ目は、H を標的として異なる散乱に起因する p と ^{12}C を同時検出する Accidental イベント

である。

3つ目は、H以外の原子核 X を標的として p と ^{12}C を同時検出する True イベントである。X から陽子をノックアウトする反応 $^{12}\text{C} + \text{X} \rightarrow ^{12}\text{C} + \text{Y} + \text{p}$ によって p と ^{12}C が同時に放出されることがありえる。例えば、 ^{12}C の陽子剥離エネルギーは 15.957 MeV であるため、本実験でも起こりうる。これは Accidental イベントではないが、本実験ではバックグラウンドとなる。

4つ目は、X を標的として異なる散乱に起因する p と ^{12}C を同時検出する Accidental イベントである。

5つ目は、標的中の H に由来する p と標的中の X から散乱された ^{12}C を同時検出する Accidental イベントである。

6つ目は、標的中の X に由来する p と標的中の H から散乱された ^{12}C を同時検出する Accidental イベントである。

上記の 2-6 のようなバックグラウンドとなるイベントを削減するため、以下のような対策を立てた。

2.5 バックグラウンドを除くための対策

2.5.1 固体水素標的

水素標的として一般的に使用されているのは CH_2 や Aramid であるが、それらに含まれる水素以外の不純物 X はバックグラウンドの原因となる。そのため、本実験では不純物の少ない固体水素を標的として使用する。表 2.1 は各種標的に含まれる H と不純物の個数比である。固体水素標的を使用することで CH_2 と比較して S/N 比が約 16.6 倍向上することが期待され、不純物由来のバックグラウンド (3-6) を削減することができる。

表 2.1 各種標的に含まれる H と不純物の個数比。固体水素標的は厚さを 0.5 mm とし、標的セルの封止膜として Aramid 6 $\mu\text{m} \times 2$ 枚を使用した場合の比を示している。

標的	H/不純物
固体水素	33.2
CH_2	2.00
Aramid	0.56

2.5.2 Tagger

$H_p \otimes H_C$ による Accidental イベントは、図 2.6 に示すような Tagger を導入することで削減することができる。散乱 ^{12}C が GR のアクセプタンスに入る場合に、対応する反跳陽子が全て検出できるように Gion を設置する。Gion で 2 つ以上に粒子を同時に検出した場合にそのイベントを解析から除くことで、Accidental イベントを排除することができる。

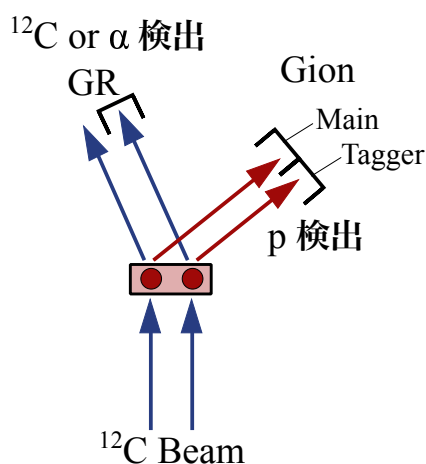


図 2.6 Tagger のアクセプタンス

2.5.3 散乱方位角の相関 (ϕ ゲート)

散乱 ^{12}C と反跳陽子の散乱方位角の相関を利用してイベントを選別する。図 2.7 に示すように正しいコインシデンスイベントの散乱は二体散乱であり、散乱 ^{12}C と反跳陽子は同一平面内に放出されるので、散乱 ^{12}C と反跳陽子の散乱方位角は等しくなる。一方、Accidental イベントではそのような相関は現れない。よって、 ^{12}C と陽子の散乱方位角の相関を確認することで、Accidental イベントを削減することができる。このようなイベント選別を ϕ ゲートと呼ぶ。

2.5.4 散乱極角の相関 (θ ゲート)

散乱 ^{12}C と反跳陽子の散乱角の相関を利用してイベントを選別する。各イベントに対して陽子のエネルギーと散乱角を Gion により測定するため、それらの情報とビームエネルギーから ^{12}C の散乱角を見積もることができる。Gion で推定した散乱角と GR で測定した散乱角の相関を確認することで、Accidental イベントを削減することができる。このようなイベント選別を θ ゲートと呼ぶ。

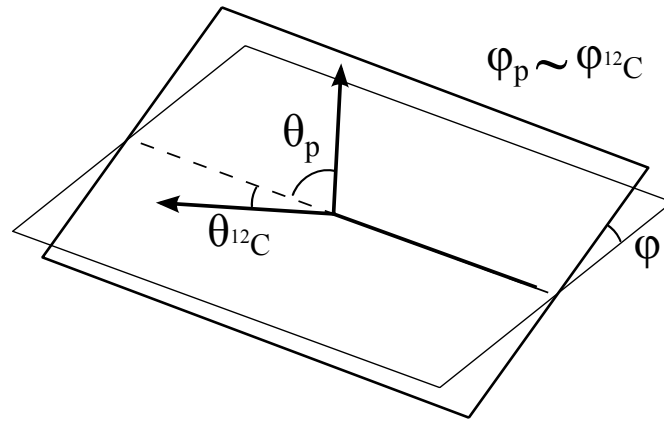


図 2.7 散乱方位角の相関

2.5.5 エネルギーの相関 (γ ゲート)

散乱 ^{12}C と反跳陽子のエネルギーの相関を利用してイベントを選別する。励起した ^{12}C は γ 崩壊する際に γ 線を放出する。 γ 線のエネルギー E_γ はドップラー効果による拡がりを見れば励起エネルギー E_x と等しくなる。本実験では E_γ を測定しないが、以下の関係から E_γ を求めることができる。

$$E_\gamma = E_{\text{Beam}} - E_C - E_p \quad (2.1)$$

ここで、 E_{Beam} 、 E_C 、 E_p はそれぞれ入射ビーム、散乱 ^{12}C 、反跳陽子のエネルギーである。 E_γ と E_x の相関を確認することで、Accidental イベントを削減することができる。このようなイベント選別を γ ゲートと呼ぶ。

以上の3つのゲートによって Accidental イベントを排除するが、一定の確率で True イベントも排除されてしまう。そのため、これらのゲートによる True イベントの効率を見積もる必要がある。ゲートによる効率は、幾何学的な効率と同様にシミュレーションによって決定する。

2.6 シミュレーション

前述した通り、Gion で検出されたイベントが全て GR で検出されるとは限らない。また、Accidental イベントを削減するためにかける3種類のゲートによって True イベントも排除される。そのため、幾何学的な効率とゲートによる効率をシミュレーションにより決定する。ただし、

本論文では全励起イベントと γ 崩壊イベントの収量を決定するにとどめ、シミュレーションに関しては扱わない。

第 3 章

実験

3.1 実験施設

実験は大阪大学核物理研究センター (RCNP) の西実験室において実施された。RCNP の施設平面図を図 3.1 に示す。イオン源で $^{12}\text{C}^{+5}$ ビームを生成し、AVF サイクロトロンで粒子を $E = 261.2$ MeV にまで加速する。今回の実験ではリングサイクロトロンによる加速は行わず、バイパスビームラインを用いて西実験室へ輸送した。散乱槽内の標的に入射されたビームは標的と反応し、散乱された粒子は磁気スペクトロメータで運動量解析され、焦点面検出器によって検出される。一方、反跳された標的粒子は散乱槽内の反跳陽子検出器によって検出される。

3.2 反跳陽子検出器 Gion

反跳陽子検出器 Gion (図 3.2) は透過型 Si 検出器と 24 個の GAGG 検出器からなる。反跳された陽子は Si 検出器を貫通し、GAGG 検出器で残りのエネルギー損失して停止する。Si 検出器でエネルギー損失 ΔE と反跳角度 θ を測定する。GAGG 検出器で残りのエネルギーを測定し、 ΔE と合わせて E とする。得られた $E - \Delta E$ 相関により粒子を識別する。また、 θ と E から散乱 ^{12}C の励起エネルギーを決定する。

3.2.1 Si 検出器

Si 検出器の厚さは $550\text{ }\mu\text{m}$ 、有感領域は縦 128 mm × 横 48 mm で、表面と裏面の読み出し電極がそれぞれ縦方向と横方向の幅 1 mm のストリップに分割されている。今回の実験では、図 3.3 に示すように複数のストリップをまとめて読み出している。鉛直方向は 4 ストリップごとにまとめて読み出すことで 32 ストリップとして扱った。表面は水平方向に Main 部分と Tagger 部分の半分に分かれている。2.5.2 節で述べたように、Tagger 部分は Accidental イベントを除くために

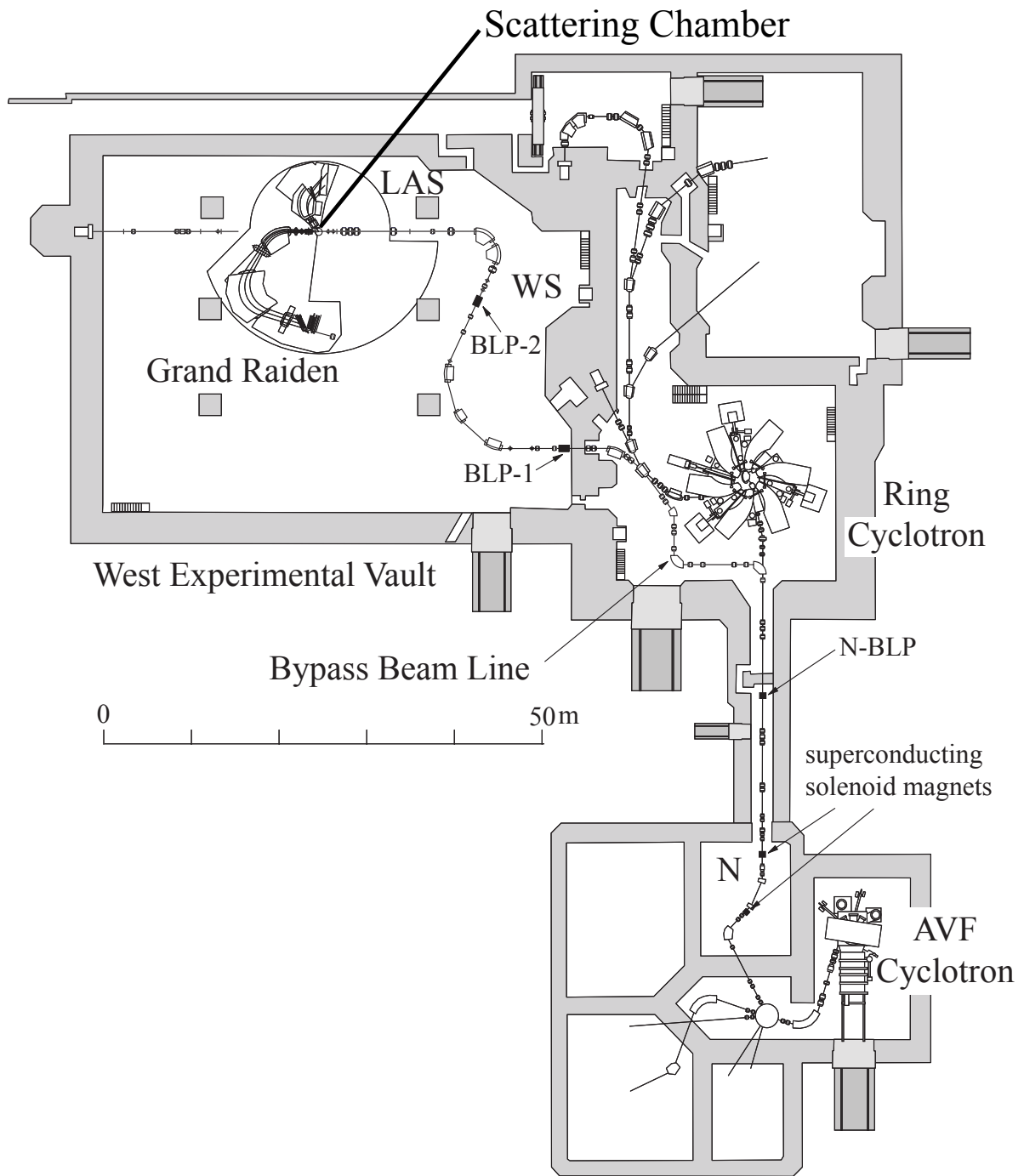


図 3.1 RCNP の施設平面図

使用し、Main 部分のみで反跳陽子を検出したイベントを全励起イベントまたは γ 崩壊イベントとする。Main 部分は 2 ストリップごとにまとめて読み出すことで 12 ストリップとして扱った。一方、Tagger 部分は 6 ストリップごとにまとめて読み出すことで 4 ストリップとして扱った。Gion を設置する際は、Main 部分の中心がビーム軸方向から 35.5° となるようにした。

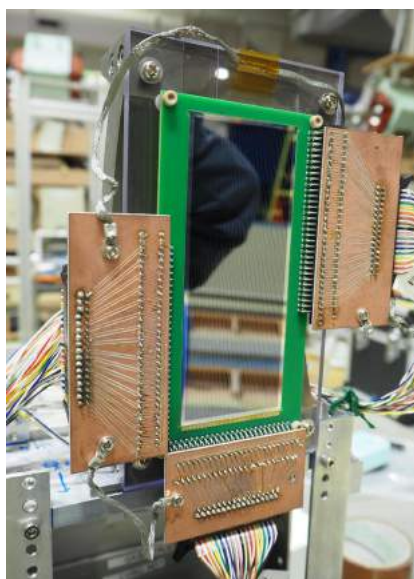


図 3.2 反跳陽子検出器 Gion

3.2.2 GAGG 検出器

GAGG [$\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}(\text{Ce})$] 検出器は東北大学金属材料研究所と古河機械金属グループが共同開発した無機シンチレータである。表 3.1 に示すように、GAGG 検出器は CsI (Tl) 検出器と同様に高いエネルギー分解能を持つ。また、CsI (Tl) 検出器に比べて減衰時間が非常に短いため、イベントの重畳を削減することができる。

表 3.1 GAGG (Ce) と CsI (Tl) の性能。エネルギー分解能は $E = 662 \text{ keV}$ の粒子を測定した場合の FWHM を示している。

結晶	エネルギー分解能 (%)	減衰時間 (ns)
GAGG(Ce)	5 – 6	88
CsI(Tl)	6	~ 1000

使用した GAGG 検出器を図 3.4 に示す。大きさ $18 \text{ mm} \times 18 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ の結晶を 24 個使用した。Si 検出器の Main 部分と重なる結晶が 16 個、Tagger 部分のみに重なる結晶が 8 個である。反射材として 3M 社製 ESR フィルム $65 \mu\text{m}$ 厚を使用し、各結晶を ESR フィルムで包んだ。信号の読み出しには Avalanche Photodiode (APD) を使用した。APD は信号を増幅させることができるが、増幅率は温度によって変動するため、実験中は常に温度を測定していた。

反跳陽子の GAGG 検出器への入射角度が大きくなると、図 3.5 に示すように結晶を貫通するよ

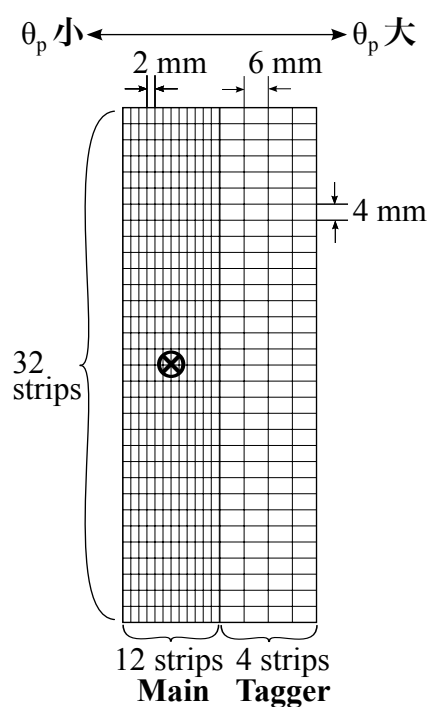


図 3.3 Si ストリップの読み出し方。Main 部分は True イベントを検出するために使用し、Tagger 部分は Accidental イベントを削減するために使用する。

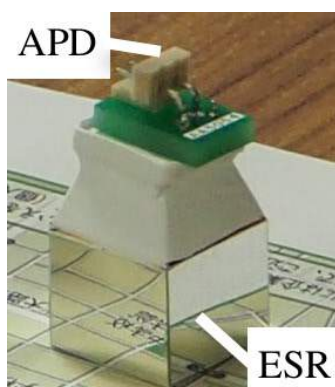


図 3.4 GAGG 検出器

うな軌道で飛来することがある。この場合の陽子は結晶中で全エネルギーを落とさないため、エネルギーを正しく測定することができない。このようなイベントを減らすため、図 3.6 に示すように各結晶を鉛直方向 θ_y に関して反応点へ向けて設置するための架台を作成した (図 3.7)。水平方向 θ_x に関しては入射角度の拡がり小さいため、反応点へ向けることはしなかった。また、後のシミュレーションを簡単にするために、Si 検出器に入射した反跳陽子が確実に GAGG 検出器に入射するように、すなわち、「GAGG 検出器の面を反応点から見込む立体角」の中に「Si 検出器の

面を反応点から見込む立体角」が含まれるように各検出器を配置した。各 GAGG 結晶は直方体であるため、そのままでは角度をつけて積み重ねることができない。そのため、図 3.8 に示すように結晶の間に楔形のスペーサーを挟み、角度をつけて固定した。

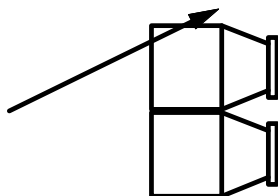


図 3.5 GAGG を水平に配置した場合

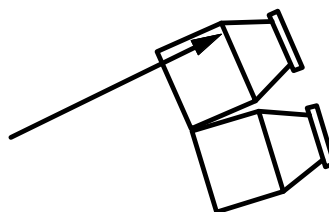


図 3.6 GAGG を反応点へ向けた場合



図 3.7 Gion 架台

3.3 焦点面検出器

GR の焦点面には、飛来した ^{12}C の位置を検出するための Multiwire Drift Chamber (MWDC) と、飛来した粒子が ^{12}C か α かを識別するためのプラスチックシンチレータを設置した (図 3.11)。



図 3.8 Gion 架台のスペーサー

3.3.1 MWDC

MWDC は荷電粒子が通過する際に軌道に沿って生成された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。本実験で使用した MWDC の仕様を表 3.2 に示す。MWDC は X 面と U 面の 2 つの面で構成されている。X 面の概略図を図 3.9 に、X 面と U 面の芯線の方角を図 3.10 に示す。X 面の芯線は垂直方向に、U 面の芯線は垂直方向から 48.19° の方向に張られている。入射した荷電粒子は MWDC 中のガスを電離させ、イオン・電子対を生成させながら通過する。生成された電子は MWDC 中の電場によって、陽極芯線 (Anode Wire) に向かって垂直に移動する。電子のドリフト時間から荷電粒子が通った位置を決定することができる。

陰極、ポテンシャル芯線の印加電圧を決定するために、いくつかの電圧に対して検出効率を測定した。陰極の電圧を $-4.50 - -4.2$ kV の範囲で変更して検出効率を測定し、陰極の電圧を -4.40 kV に決定した。同様に、ポテンシャル芯線の電圧を $-0.45 - -0.30$ kV の範囲で変更して検出効率を測定し、ポテンシャル芯線の電圧を -0.35 kV に決定した。検出効率の決定方法は 4.2.1.2 節で述べる。

3.3.2 プラスチックシンチレータ

MWDC の後方に厚さの異なる 2 枚のプラスチックシンチレータを、粒子の軌跡に対して約 45° の角度を成すように設置した。上流側を PL1、下流側を PL2 とする。PL1 の厚さは 1 mm、PL2 の厚さは 10 mm である。この厚さは飛来した粒子の種類によって到達する枚数が異なるように設定されており、 ^{12}C は PL1 で停止し、 α 粒子は PL2 に到達する。よって、PL1 で検出され、PL2 で検出されなかった場合は γ 崩壊イベント、PL1 と PL2 の両方で検出された場合は α 崩壊イベントであると判断できる。

表 3.2 MWDC 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 μm 炭素アラミド膜

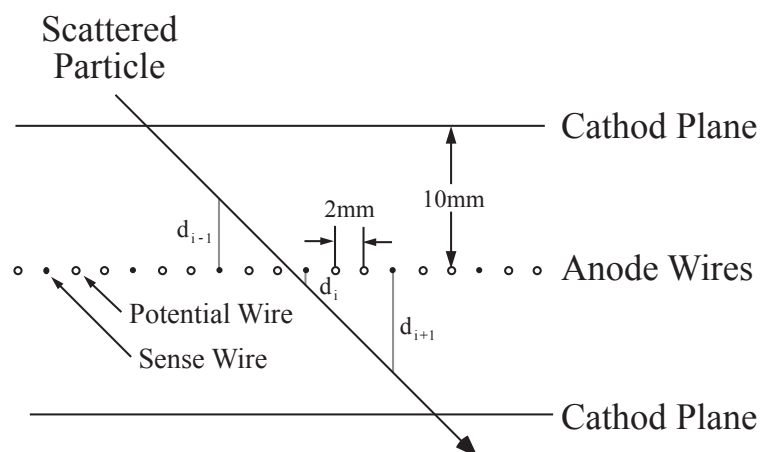


図 3.9 MWDC の概略図

3.4 磁気スペクトロメータ Grand Raiden (GR)

磁気スペクトロメータ Grand Raiden (GR) は RCNP 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る。GR の主な仕様を表 3.3 に、概略図を図 3.11 に示す。磁石の構成は Q1-SX-Q2-D1-MP-D2-DSR となっており、高次のイオン光学的収差や運動学的効果を打ち消すように設計されている。結果として $p/\Delta p = 37000$ という高分解能を達成している。GR 全体は台車上に設置されており、台車を回転させることで検出角度を変更することができる。Q1 ファラデーカップ (Q1-F.C.) でビームを止め、電荷量を測定する。

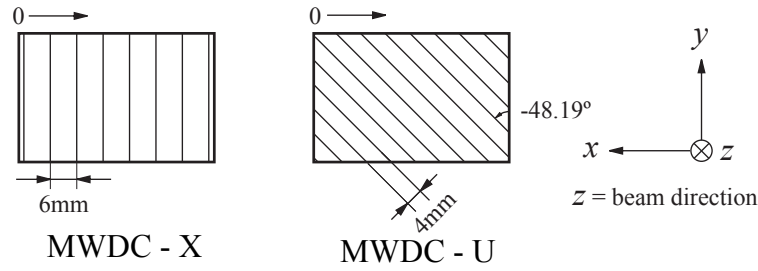


図 3.10 X 面・U 面のワイヤー

表 3.3 GR 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
最大運動量分解能 $p/\Delta p$	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 δ)	15451 mm

3.4.1 収束条件

散乱粒子の検出によって得られる情報は、焦点面へ入射した時点での位置 x_{fp} 、 y_{fp} と散乱角度 θ_{fp} 、 ϕ_{fp} である。一方、散乱粒子について必要な情報は、標的上で散乱した時点での位置 x_{tgt} 、 y_{tgt} と散乱角度 θ_{tgt} 、 ϕ_{tgt} である。焦点面での位置や角度 a_{fp} ($a = x, y, \theta, \phi$) は標的上での位置、角度を用いて以下の式で表される。

$$a_{fp} = \sum_{i,j,k,l,m} (a|x^i y^j \theta^k \phi^l \delta^m) x_{tgt}^i y_{tgt}^j \theta_{tgt}^k \phi_{tgt}^l \delta_{tgt}^m \quad (3.1)$$

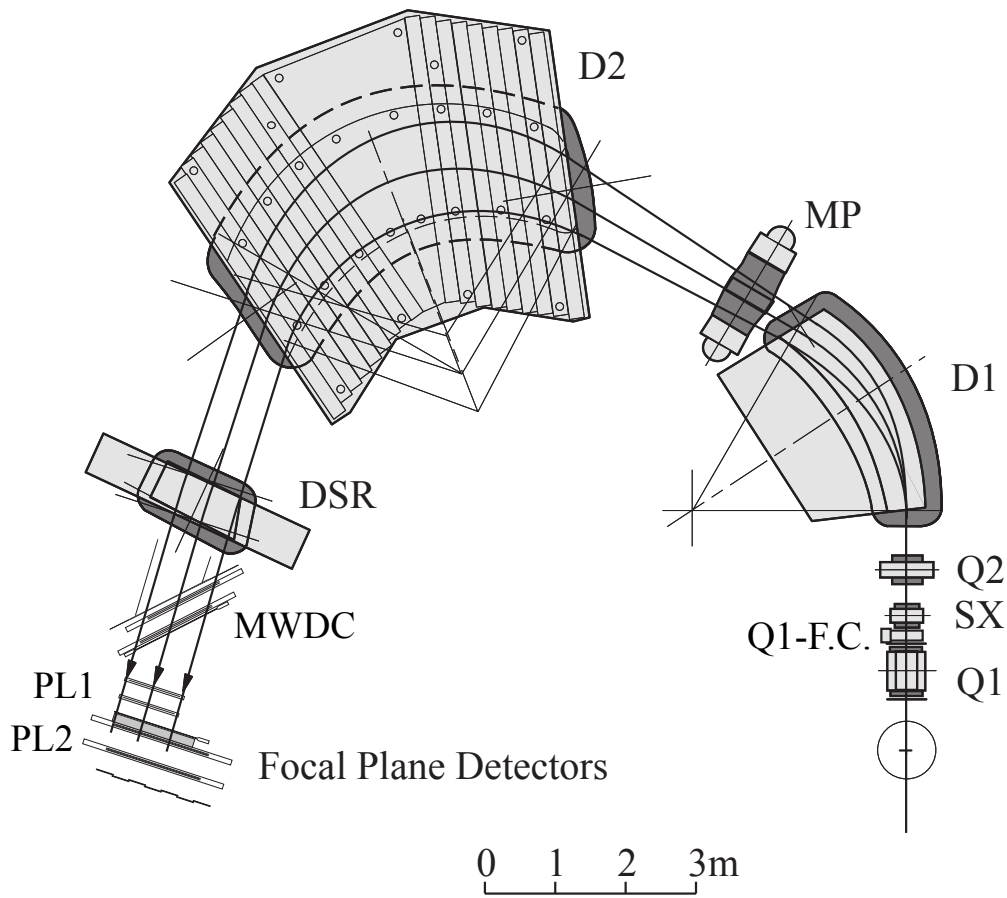


図 3.11 GR の概略図

$\delta_{\text{tgt}} = \Delta p/p$ は中心軌道からの運動量変化、 $(a|x^i y^j \theta^k \phi^l \delta^m)$ は輸送行列要素である。1 次 ($i + j + k + l + m = 1$) の範囲では輸送行列要素の (x, θ) の項と (y, ϕ) の項は独立であることが知られている。そのため、鉛直方向の位置 y_{fp} 、散乱方位角 ϕ_{fp} は以下のように表される。

$$y_{\text{fp}} = (y|y)y_{\text{tgt}} + (y|\phi)\phi_{\text{tgt}} \quad (3.2)$$

$$\phi_{\text{fp}} = (\phi|y)y_{\text{tgt}} + (\phi|\phi)\phi_{\text{tgt}} \quad (3.3)$$

GR の通常の設定では収束条件 $(y|\phi) = 0 \text{ m/deg}$ を満たすようになっている。また、GR の通常の設定では $(\phi|\phi) = 1/5.98$ であるため、標的上での角度 ϕ_{tgt} の情報は、焦点面においては 5.98 倍に縮小される。2.5.3 節で述べたように ϕ_{tgt} を用いて ϕ ゲートをかけるため、本実験では ϕ_{tgt} を精度よく測定する必要がある。そこで、 $(y|\phi)$ を $(y|y)$ と同程度となるように変更し、鉛直方向の位置 y_{fp} の情報から ϕ_{tgt} を精度よく測定できるように設定した。このとき鉛直方向の収束条件を下流にずらすため、このような GR の設定を「アンダーフォーカスモード」と呼ぶ。

3.5 標的

本実験では固体水素と ^{197}Au の 2 種類を標的として使用した。固体水素は水素標的として使用し、 ^{197}Au 標的はシーブスリットの測定に使用した。シーブスリットとは一定の間隔で穴が空いたスリットで、標的上での位置・角度と焦点面での位置・角度との相関を求めるために使用する。シーブスリットの詳細については 3.6 節で述べる。

3.5.1 固体水素標的

3.5.1.1 標的の生成装置

固体水素標的生成装置の概略図を図 3.12 に示す。本装置は WS コースの散乱槽に設置できるように設計した。固体水素を生成する部分 (図 3.13) は 4 K 冷凍機で外部から冷却されており、標的セルは 6 μm の Aramid 膜で封止されている。標的セルの周囲を約 60 K の Radiation Shield (RS) (図 3.14) で覆い、輻射による熱を遮断する。その外側に仕切りを入れ、仕切りの内側と外側をそれぞれ真空引きする。これによって内側の真空度を高く保ち、温度を下げるができる。実験中の圧力は仕切りの外側が約 10^{-4} Pa に対して、内側は約 10^{-5} Pa であった。仕切り部分は内側全体を含めて上下に動かすことができるため、標的を ^{197}Au や Viewer に変更する際にビーム軸から退避させる。

標的中のビームエネルギーロスによりエネルギー分解能が悪化するため、標的は薄くする必要がある。しかし、輻射熱や熱伝導の観点から、薄くて大きな標的を生成するのは困難とされている。そのため、ノーマル水素 (n-H_2) と比較して熱伝導率の高いパラ水素 (p-H_2) を用いて標的を生成した [16]。パラ水素とは、水素原子のスピンが反平行の状態になった水素分子である。ノーマル水素に含まれるオルソ水素、パラ水素の割合は約 3:1 であり、パラ水素の割合は小さい。そこで、図 3.15 に示すようなオルソ・パラ変換器を導入した。変換器の中には触媒として酸化鉄 (III) を詰めている。中に水素を入れて冷却することで、よりエネルギーの低いパラ水素へ変換される。

3.5.1.2 標的厚の一様性

作成した固体水素標的を図 3.16 に示す。ビームを入射した際のエネルギー損失から標的の厚さを測定した。図 3.16 の緑点は本測定の際にビームを入射した位置である。赤線と青線の部分について厚さを測定した。その結果を図 3.17 に示す。横軸は緑点からの距離、縦軸は厚さである。赤点は鉛直方向の厚さ、青点は水平方向の厚さである。標的厚は平均で 0.57 mm となり、全体とし

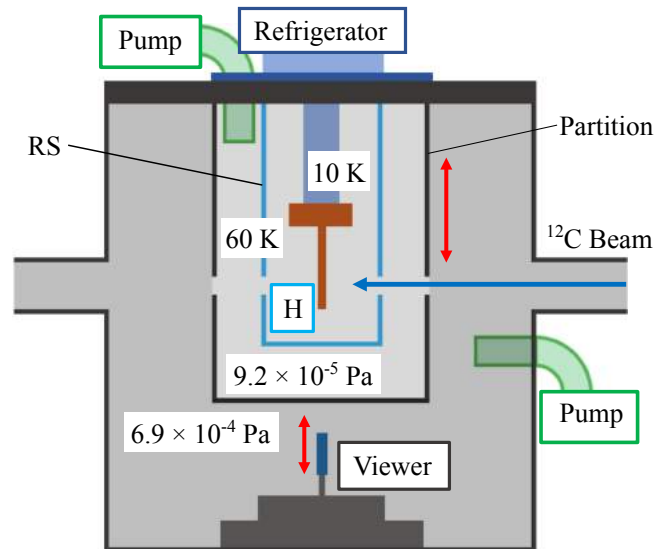


図 3.12 固体水素標的生成装置の概略図

て一様な厚みの標的を作成することができた。

3.6 スリット

本実験では2種類のスリットを使用した。

1つ目は開口部が長方形のスリットである。これは γ 崩壊確率を測定する際に使用する。開口部の大きさは水平方向が ± 9 mm、鉛直方向が ± 19.2 mmである。標的からの角度は水平方向が ± 14 mrad、直方向が ± 30 mradに相当する。材質は真鍮、厚さは2 mmであり、これは250 MeV以下の ^{12}C が止まる厚さとなっている。

2つ目は図 3.18 に示すシーブスリットである。これは標的上での位置・角度と焦点面での位置・角度との相関を求めるために使用する。穴の間隔は水平方向が4.5 mm、鉛直方向が12.0 mmである。標的からの角度は、水平方向が 0.43° 、鉛直方向が 1.08° に相当する。これらのスリットを、反応点から639.8 mm 下流のGR入口に設置する。

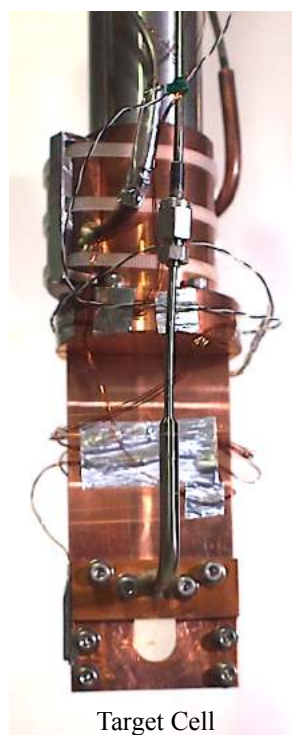


図 3.13 標的セル

3.7 トリガー条件

本実験では以下の 3 つのトリガーを用いてデータを取得した。

1. Si Single (1/20 Sampling)
2. Si $\otimes$ PL1 $\otimes$ PL2 (1/10 Sampling)
3. Si $\otimes$ PL1 $\otimes$ $\overline{\text{PL2}}$

1 つ目は Gion の Single イベントである。このトリガーは全励起イベント数を決定するために使用する。2 つ目は Gion と GR のコインシデンスイベントのうち、PL2 で粒子を検出したイベントである。3 つ目は Gion と GR のコインシデンスイベントのうち、PL2 で粒子を検出なかったイベントである。このトリガーは γ 崩壊イベント数を決定するために使用する。2. と 3. のトリガーで得られたデータを比較することで、ヒットパターンの違いから実際に α と ^{12}C を弁別できているかを確認することができる。また、同じ RUN の中で 3 つのトリガー全てを用いてデータを取得することで、ビーム強度等の実験条件の変化の影響を受けることなく全励起イベント数と γ 崩壊イベント数を測定することができる。ここで、トリガー 1、2 はそれぞれ 1/20 と 1/10 のサンプリ

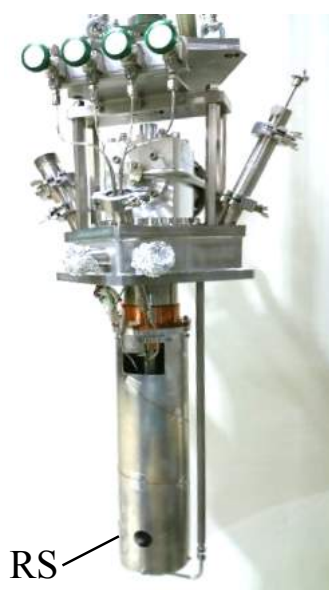


図 3.14 固体水素標的生成装置の実物。本装置を WS コースの散乱槽に設置する。



図 3.15 オルソ・パラ変換器

ングを行った。このサンプリングレートは、3つのトリガーが同程度のレートになるように決定した。

トリガー構成の模式図を図 3.19 に示す。トリガー 2、3 は回路上では $PL1 \otimes \overline{(1 - 1/N)PL2}$ (トリガー 2 or 3) として実装した。1/N はサンプリングレートで、ここでは $N=10$ である。すなわち、 $\overline{(1 - 1/N)PL2}$ は「9/10 のサンプリングを行った PL2 を反転させたもの」を意味する。「Si Single Samp.」と「Si & GR COIN」は排他的であり、回路上では常に「Si & GR COIN」が優先されるようになっている。トリガー 2 のサンプリングによって落とされたイベントはトリガー 1 のサンプリングに含まれるため、全励起イベント数は「(トリガー 1) $\times$ 20 + トリガー 2 + トリガー 3」となる。

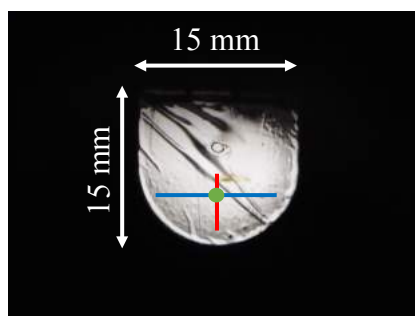


図 3.16 作成した固体水素標的

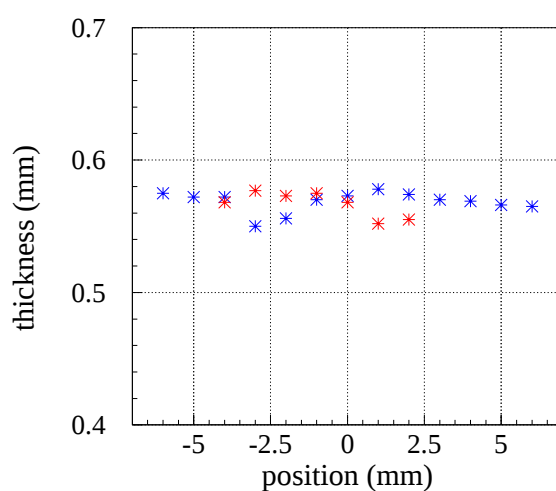


図 3.17 標的厚の測定結果。赤点は図 3.16 の赤線に沿って測定した鉛直方向の標的厚、青点は図 3.16 の青線に沿って測定した水平方向の標的厚である。

3.8 固体水素標的の融解

実験中に固体水素標的がビームの熱によって融解した。ここでは標的の融解が実験に与える影響について論じ、標的が融解した原因については 6.2.1 節で考察する。

3.8.1 実験への影響

本実験において、標的が融解したことによる影響は大きく 2 つある。1 つ目は反応のルミノシティが時間変化すること、2 つ目は反応エネルギーが時間変化することである。

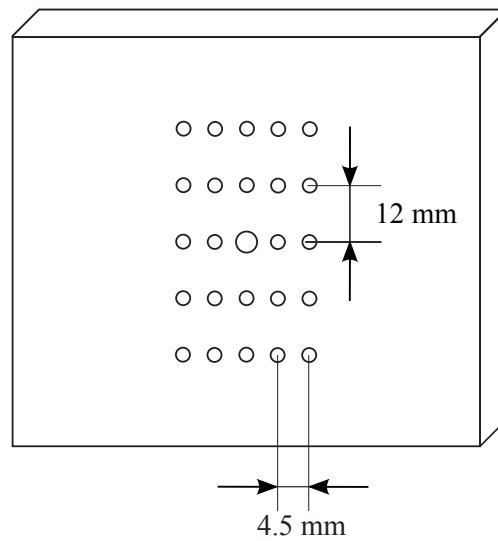


図 3.18 シーブスリットの概略図

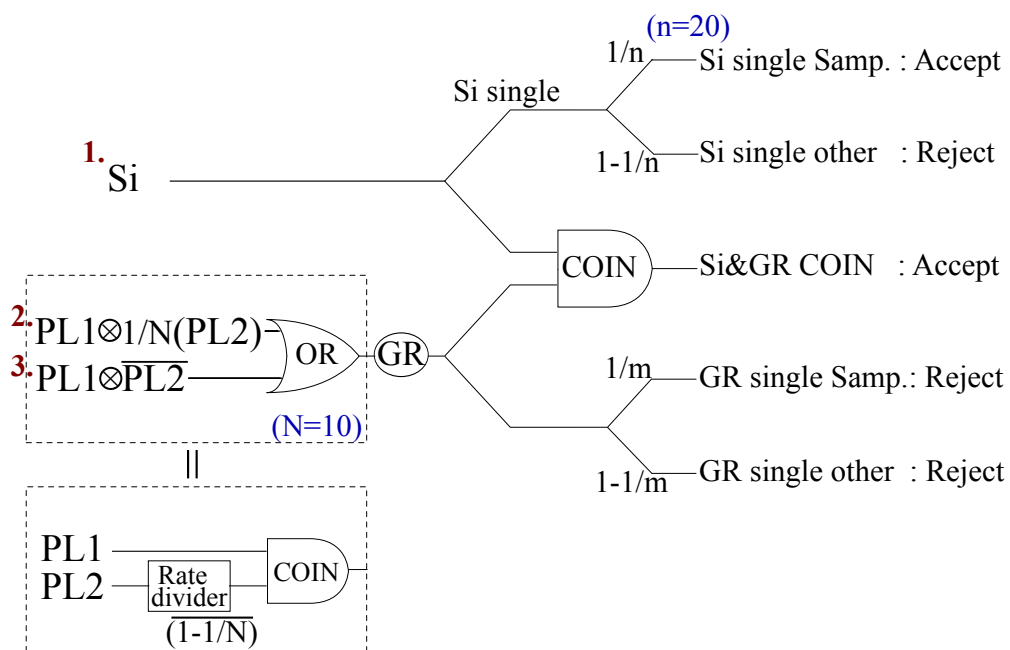


図 3.19 トリガー構成の模式図

3.8.1.1 ルミノシティの変化

本実験では全励起イベントと γ 崩壊イベントを同時に測定し、その比をとることで γ 崩壊確率を決定する。実験中にルミノシティが変わったとしても、全励起イベントと γ 崩壊イベントは同じ割合で変化するため、 γ 崩壊確率の測定には影響を与えない。

3.8.1.2 反応エネルギーの変化

標的が融解して厚みが変わると、標的中のビームのエネルギー損失が変化する。そのため、散乱の反応エネルギーが変化する。反応エネルギーの変化は以下の3つに影響を与える。

1. 励起エネルギー

散乱した ^{12}C の励起エネルギー E_x を求める際、反応エネルギーと反跳陽子のエネルギー、角度を用いる。反応エネルギーが時間変化すると、本来同じ E_x であってもイベントごとに別の E_x のように見え、エネルギー分解能が悪化する。これを改善するために、得られた E_x についてイベント数による補正を行った。補正の詳細は 4.1.4 節で述べる。

2. γ 線のエネルギー

2.5.5 節で述べたように、Accidental イベントを削減するために γ ゲートを適用する。 γ 線のエネルギー E_γ を計算する際に反応エネルギーを用いるが、反応エネルギーが変化すると E_γ の拡がりが大きくなり、 γ ゲートによるイベント選別の効率が悪化する。これを改善するために、得られた E_γ について E_x と同様の補正を行った。補正の詳細は 4.5.3 節で述べる。

3. 幾何学的な検出効率

反応エネルギーが変化すると、同じ励起状態に励起した ^{12}C でも異なる散乱角やエネルギーで放出される。そのため、幾何学的な検出効率が変化する。検出効率をシミュレーションによって決定する際には、この影響を考慮する必要がある。

第 4 章

解析

4.1 反跳陽子検出器 Gion

4.1.1 Si 検出器

4.1.1.1 Si 検出器のエネルギー較正

Si 検出器のエネルギー較正には、パルサーと α 線源を利用した。まず、パルサーを用いて ADC の ch 数を信号の波高に変換する。波高の分かっているパルサーからの信号によって得られた典型的なスペクトルを図 4.1 に示す。横軸は Si 検出器の ADC の ch 数である。各ピークについて ADC の ch 数を読み取り、波高と対応させる。それらの点について波高を ADC の ch 数の三次関数でフィットし、変換係数を決定する。これによって ADC の ch 数を波高に変換する。次に、 α 線源 (^{241}Am 、 ^{244}Cm 、 ^{148}Gd) を用いて波高をエネルギーに変換する。線源によって得られた典型的なスペクトルを図 4.2 に示す。横軸は Si 検出器の ADC を変換して得られた波高である。各ピークについて波高を読み取り、線源のエネルギーと対応させる。それらの点についてエネルギーを波高の一次関数でフィットし、変換係数を決定する。これによって波高をエネルギーに変換する。ただし、 ^{241}Am (5.433 MeV) と ^{244}Cm (5.763 MeV) についてはピークが小さいため、フィットに含めない。このようなエネルギー較正を各ストリップごとに行う。

4.1.1.2 陽子の反跳角度

陽子の反跳角度を決定する方法を説明する。鉛直方向のストリップ i と水平方向のストリップ j から、Si 検出器面への入射位置を決定する。まず、図 4.3 に示すように、標的中心を原点 O とした座標系 a と Si 検出器の Main 部分の中心を原点 O' とした座標系 b を定義する。座標系 b において各ストリップの中心を (x'_i, y'_j) 、

座標系 a における各ストリップの中心を (x_i, y_j, z_i) 、 O から (x_i, y_j, z_i) への水平方向の角度を θ_{Gion}

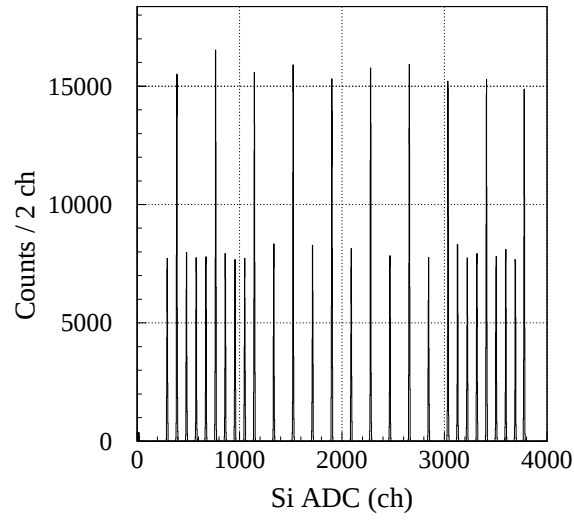
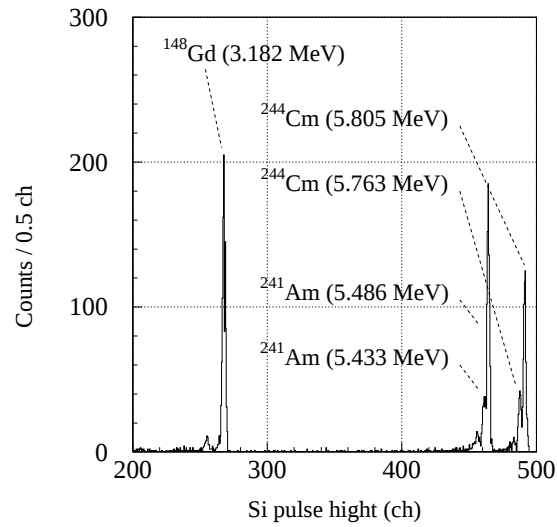


図 4.1 パルサーの測定により得られたスペクトル

図 4.2 α 線源 (^{241}Am 、 ^{244}Cm 、 ^{148}Gd) の測定により得られたスペクトル

とすると、 x_i 、 y_j 、 z_i はそれぞれ

$$x_i = x'_i \cos \theta_{\text{Gion}} + d_{\text{Gion}} \sin \theta_{\text{Gion}} \quad (4.1)$$

$$y_j = y'_j \quad (4.2)$$

$$z_i = d_{\text{Gion}} \cos \theta_{\text{Gion}} - x'_i \sin \theta_{\text{Gion}} \quad (4.3)$$

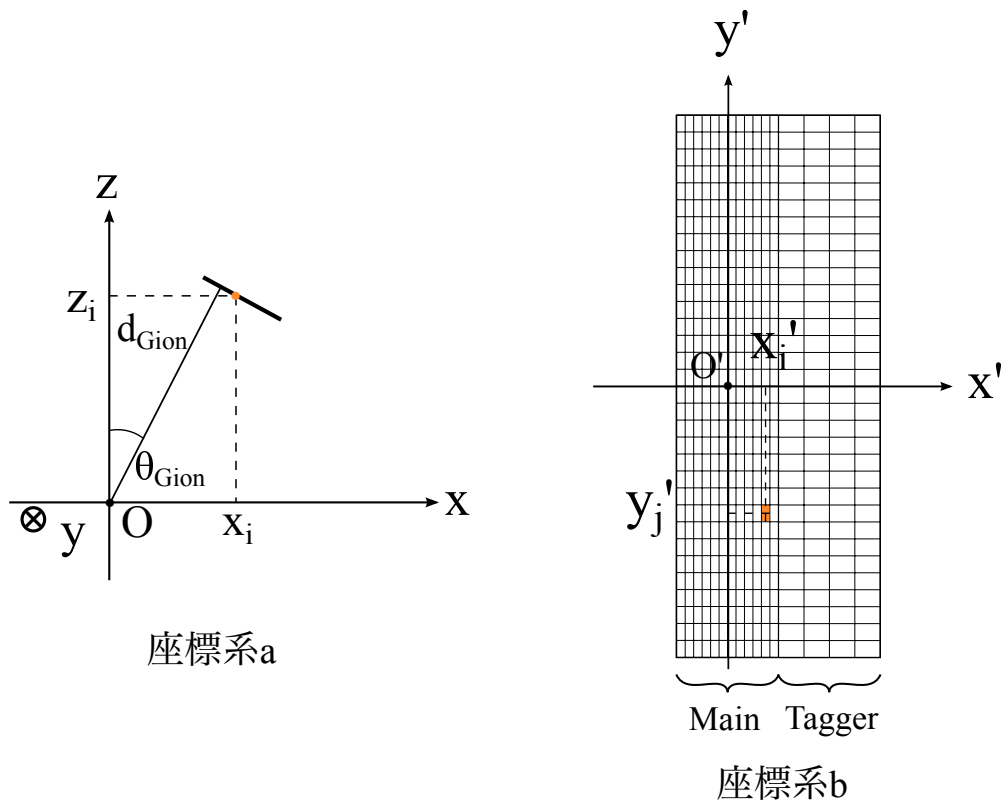


図 4.3 座標系 a(左) と座標系 b(右) の取り方

となる。これらを用いると、反跳角度の極角 θ 、方位角 ϕ はそれぞれ

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{z_i}{\sqrt{x_i^2 + y_j^2 + z_i^2}} \right) \quad (4.4)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{y_j}{x_i} \right) \quad (4.5)$$

となる。

4.1.2 GAGG 検出器

4.1.2.1 GAGG 検出器の識別番号

図 4.4 に示すように、GAGG に 0-23 の識別番号をつける。「 $\otimes$ 」は Si 検出器の Main 部分の中心である。Si 検出器の Main 部分と重なる GAGG は 0-15 ch、Tagger 部分のみと重なる GAGG は 16-23 ch である。

0	8	16
1	9	17
2	10	18
3	11	19
4	12	20
5	13	21
6	14	22
7	15	23

図 4.4 GAGG 検出器の識別番号

4.1.2.2 GAGG 検出器のエネルギー較正

GAGG 検出器のエネルギー較正には、パルサー、反跳陽子の散乱のピーク、過去の GAGG 検出器での測定データを利用した。その方法を説明する。

まず、ADC の ch 数を信号の波高に変換する。これは Si 検出器と同様にパルサーを用いて行う。次に、波高 x をエネルギー E に変換する。図 4.5 は、Aramid 膜に ^{12}C ビームを入射し、反跳した陽子を Gion で検出したときの $E - \Delta E$ 相関である。縦軸は GAGG で検出された波高 x 、横軸は Si で検出されたエネルギー E である。ここで Si 検出器のストリップについて、水平方向、鉛直方向のストリップをそれぞれ 1 本ずつ選択し、そのストリップの組を通った粒子のみを選択している。水素 (p) 以外にも、重水素 (d) や三重水素 (t) が検出されている。また、 ^{12}C と p との非弾性散乱による励起状態のピークを複数確認できる。これらのピークについて、Si 検出器で測定したエネルギーと GAGG 検出器で測定した波高を決定し、対応させる。

Gion に入射した陽子のエネルギーは以下のように表すことができる。

$$E_p = \Delta E_{\text{Si}} + \Delta E_{\text{ESR}} + \Delta E_{\text{GAGG}} \quad (4.6)$$

E_p は反跳陽子の全エネルギーである。これは陽子の反跳角度と ^{12}C の励起エネルギーから求めることができる。 ΔE_{Si} は陽子が Si 検出器を通過する際に落とすエネルギーである。これは先ほど決定した Si 検出器のエネルギーを用いる。 ΔE_{ESR} は陽子が ESR フィルムを通過する際に落とすエネルギーである。これはベーテブロッホの式を用いて、 $E_p - \Delta E_{\text{Si}}$ のエネルギーを持った陽子が ESR フィルム $65 \mu\text{m}$ を通過する際に落とすエネルギーを見積る。見積もる際には、GAGG 検出器への入射角度を考慮する。以上より、 ^{12}C の各励起状態について GAGG で落とすエネルギー

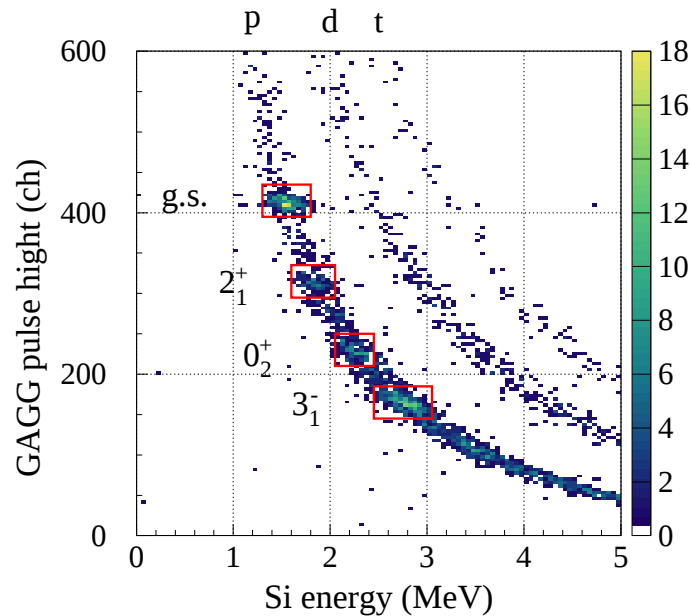


図 4.5 Si と GAGG を用いた測定から得られた $E - \Delta E$ 相関

ΔE_{GAGG} は

$$\Delta E_{\text{GAGG}} = E_p - \Delta E_{\text{Si}} - \Delta E_{\text{ESR}} \quad (4.7)$$

として求めることができる。求めたエネルギーと GAGG 検出器で測定した波高を対応させる。これらのエネルギー E と波高 x の組について、フィットすることで変換式を決定する。

越川らの測定 (越川亜美他、日本物理学会第 71 回年次大会、2016 年 3 月 19-22 日、東北学院大学) によると、クエンチングの効果により、GAGG は荷電粒子のエネルギー損失に対して非線形な応答をすることが明らかになっている。そのため、二次以上の項を入れて変換式を決定したい。しかし、本実験でエネルギー較正に使用できる測定点は 4 点と少ない。そこで、越川らの測定により得られたエネルギー E と波高 x' の相関を用いてエネルギー較正を行った。越川らの測定では、エネルギーの分かっている陽子を GAGG に入射し、4–70 MeV の陽子に対して数十点の (E, x') のデータを取得した。このときの E と x' を二次関数でフィットし、変換式

$$E = ax'^2 + bx' + c \quad (4.8)$$

を決定する。GAGG の個体差を $x' = \alpha_i x$ ($i = 0 - 15$) と仮定して変換式に代入し、

$$E = a(\alpha_i x)^2 + b(\alpha_i x) + c \quad (4.9)$$

とする。本実験で得られたエネルギー E と波高 x の組について、この式を用いてフィットすることで α_i を決定する。以上のエネルギー較正を、Si 検出器の Main 部分と重なる 16 個の GAGG 検出器について行う。

4.1.3 Si ストリップの選択

3.2.2 節で述べたように、GAGG 結晶の端に入射した陽子はエネルギーを全て落とさずに貫通する可能性がある。貫通するイベントを減らすために各 GAGG を反応点に向けて設置しているものの、GAGG の結晶は直方体であるため、図 4.6 に示すように、結晶の端に入射して貫通するイベントは必ず存在する。そのようなイベントを排除するために、Si の特定のストリップの組に入射したイベントのみを解析に使用する。解析に含める Si ストリップの組の分布を図 4.7 に示す。赤で示された部分が解析に含める組、それ以外の部分が解析に含めない組である。

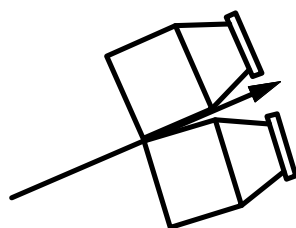


図 4.6 エネルギーを正しく測定できないイベント

4.1.4 ^{12}C の励起エネルギー

測定したエネルギー、角度から散乱 ^{12}C の励起エネルギー E_x を求める。得られた E_x と Block 数 (取得したイベント数に比例した値) の相関を図 4.8 に示す。縦軸は E_x 、横軸は Block 数である。Block 数と測定時間は相関を持つ。3.8.1 節で述べたように標的の融解により標的が時間とともに変化していたため、 E_x のピーク位置が Block 数とともに変化している。励起エネルギーの分解能を向上させるため、 E_x に対して各 RUN、各 GAGG 結晶について以下のように補正を行う。

まず、Block 数による補正を行う。図 4.8 について、500 Block ごとに g.s. と 3_1^- (9.64 MeV) 状態のピークの E_x を読み取る。各状態のピークの E_x と Block 数の相関を図 4.9 に示す。縦軸はピークの E_x 、横軸は Block 数である。この相関について、それぞれ 1 次関数

$$E_x = a + b \cdot \text{Block} \quad (4.10)$$

でフィットする。 a は RUN 開始時のピークの推定 E_x 、 b は Block 数による補正係数である。 a 、 b

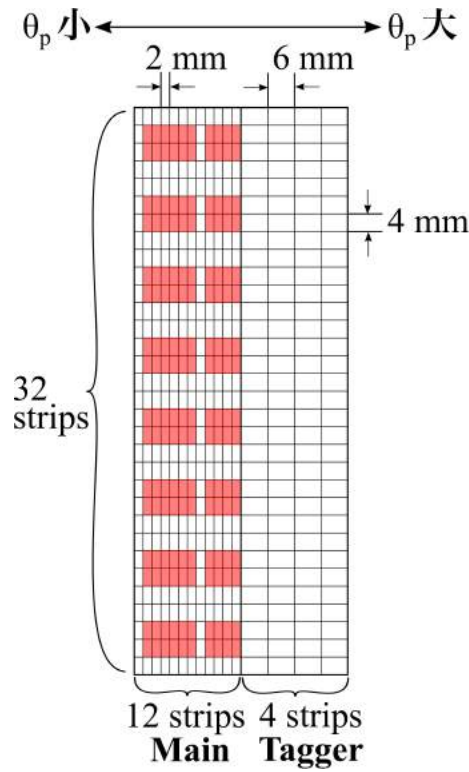


図 4.7 解析に使用する Si ストリップの組

を g.s. のピークと 3_1^- 状態のピークについて求め、それぞれ $a_{\text{g.s.}}$ 、 $b_{\text{g.s.}}$ 、 a_3 、 b_3 とする。図 4.9 から分かるように、補正係数 b は E_x に依存して変化する。そこで、 $E_x = a_{\text{g.s.}}$ での b を $b_{\text{g.s.}}$ 、 $E_x = a_3$ での b を b_3 とし、各励起エネルギーでの b を

$$b = A + B \cdot E_x \quad (4.11)$$

$$A = \frac{a_{\text{g.s.}} b_3 - a_3 b_{\text{g.s.}}}{a_{\text{g.s.}} - a_3} \quad (4.12)$$

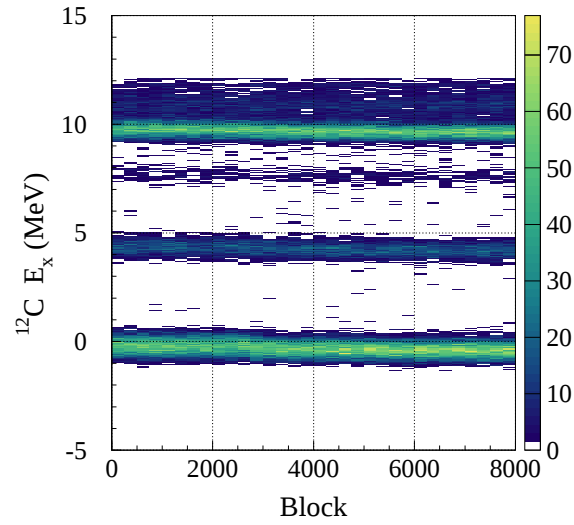
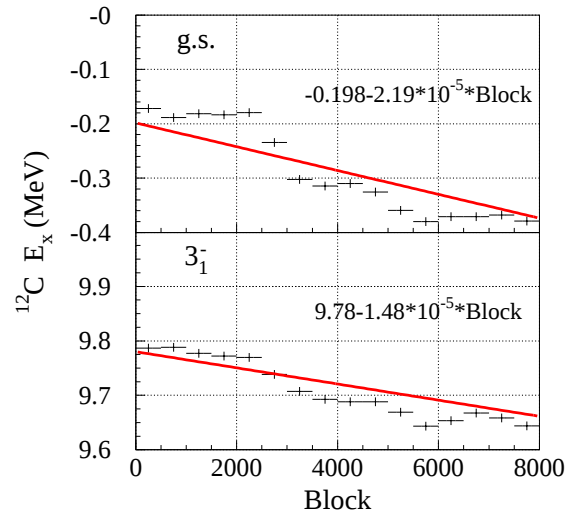
$$B = \frac{b_{\text{g.s.}} - b_3}{a_{\text{g.s.}} - a_3} \quad (4.13)$$

のように決定する。これらの係数 A 、 B を用いて E_x を補正すると

$$E_{xc} = E_x - (A + B \cdot E_x) \cdot \text{Block} \quad (4.14)$$

となる。 E_{xc} は Block 数による補正後の励起エネルギーである。

続いて、ピーク位置の補正を行う。 E_{xc} を用いた励起エネルギースペクトルを図 4.10 に示す。図 4.10 について g.s.、 2_1^+ 、 3_1^- 状態のピークの E_{xc} を読み取り、既知の励起エネルギー (0 MeV、4.44 MeV、9.64 MeV) と対応させる。この 3 点について既知の励起エネルギーを E_{xc} の関数とし

図 4.8 E_x と Block 数の相関図 4.9 ピーク位置の E_x と Block 数の相関。赤線は直線でフィットした結果である。

て一次関数でフィットし、変換式

$$E_{x_{cc}} = \alpha + \beta \cdot E_{xc} \quad (4.15)$$

を決定する。 $E_{x_{cc}}$ はピーク位置補正後の励起エネルギーである。

以上の補正を各 RUN、各 GAGG 検出器について行う。1 つの RUN で得られた補正前後の典型

的なスペクトルを図 4.11 に示す。図 4.11 上は Block 数による補正を行う前の E_x のスペクトル、図 4.11 下はピーク位置の補正を行った後の $E_{x_{cc}}$ のスペクトルである。補正後のスペクトルは各状態のピーク位置が既知の励起エネルギーとよく一致し、エネルギー分解能が向上していることが分かる。図 4.10 と比較するとカウント数が大きい、これは図 4.10 が 1 つの GAGG 検出器で得られたスペクトルであるのに対し、図 4.11 は Si 検出器の Main 部分と重なる 16 個の GAGG で得られたスペクトルを足し合わせているためである。

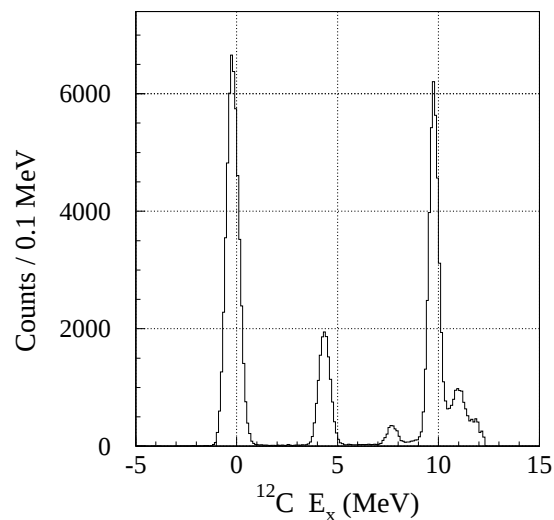


図 4.10 Block 数補正後の励起エネルギースペクトル

4.2 焦点面検出器

4.2.1 MWDC

4.2.1.1 入射粒子の軌跡

3.3.1 節で述べた通り、MWDC は荷電粒子が通過する際に生成される電子の移動時間から入射粒子の軌跡を決定する検出器である。MWDC へ一様に粒子が入射した場合に、MWDC から得られる電子移動時間の分布を図 4.12 上に示す。カウント数が多い部分は、粒子が電場勾配の大きい陽極芯線付近を通過したイベントである。この分布から通過位置の情報を得るため、以下の関係を用いて図 4.12 下のように電子の移動距離が一様な分布となるよう移動時間を移動距離に変換

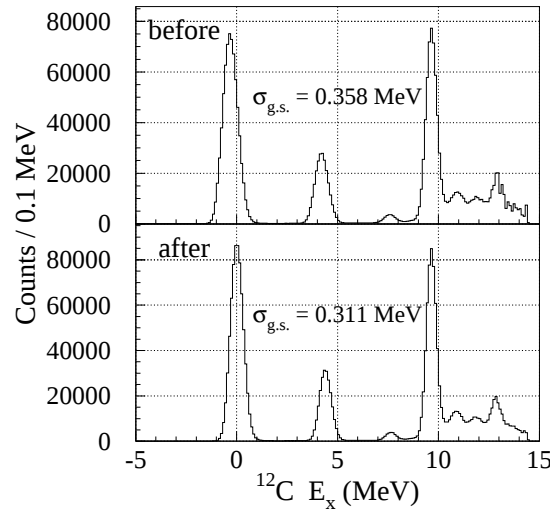


図 4.11 補正前後のエネルギースペクトルの比較。before は Block 数による補正を行う前の E_x のスペクトル、after はピーク位置の補正を行った後の E_{xcc} のスペクトルである。g.s. 状態のエネルギー分解能は、補正前が $\sigma = 0.358$ MeV、補正後が $\sigma = 0.310$ MeV である。

した。

$$L(x) = \frac{\int_a^x T(t)dt}{\int_a^b T(t)dt} \quad (4.16)$$

$L(x)$ は移動距離の関数、 $T(t)$ は移動時間の関数である。このような変換によって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軌跡を決定することができる。一つの粒子が通過すると 3～4 本の芯線に信号が発生する。ここでは、隣接する 2 本以上の芯線が発生した場合にその芯線のまとまりをクラスターと呼び、信号が発生した新鮮の本数をクラスターの大きさと定義する。例えば、ある 1 面において隣り合う 3 本の芯線から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。粒子の軌跡を決定する際、以下の 2 つの条件を課した。1 つ目は、大きさ 4 以上のクラスターにおいて、クラスターの端が移動時間の極小となる場合、極小の芯線をクラスターに含めないこと、2 つ目は、それぞれの陽極面で大きさが 2 以上のクラスターが 1 つあるイベントのみを解析することである。

MWDC を貫通する粒子の軌跡は、以下に示す方法で決定する。MWDC のある一面のデータからは、「粒子の軌跡と MWDC 面の交点を通り陽極芯線に平行な直線」を決定することができる。ここでは図 4.13 に示すように、上流 MWDC の X 面、U 面に対するこの直線をそれぞれ上流 X 線 (front-X)、上流 U 線 (front-U) と呼び、下流 MWDC の X 面、U 面に対するこの直線をそれぞ

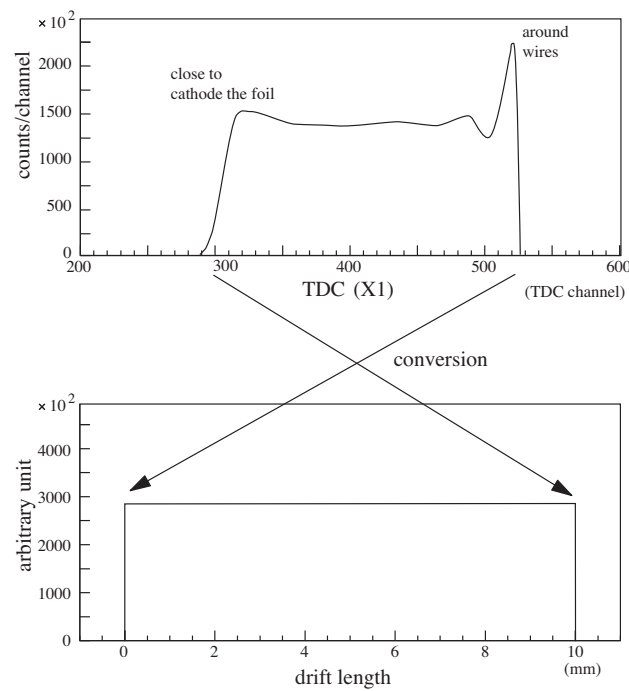


図 4.12 ドリフト時間と移動距離の変換

れ下流 X 線 (rear-X)、下流 U 線 (rear-U) と呼ぶ。また、上流 X 線、下流 X 線を含む平面を X 軌跡面 (X-tracking plane)、上流 U 線、下流 U 線を含む平面を U 軌跡面 (U-tracking plane) と呼ぶ。4 面の情報から X 軌跡面、U 軌跡面を決定すると、この 2 面の交線が粒子の軌跡となる。

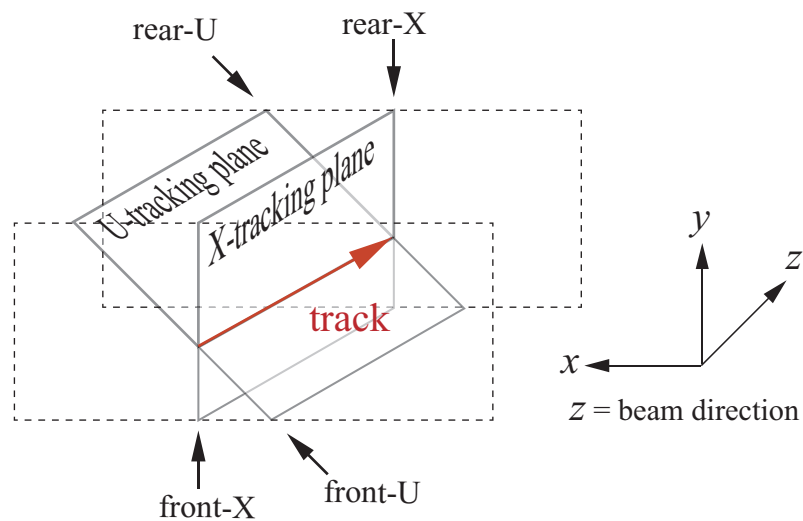


図 4.13 軌跡の決定方法

4.2.1.2 MWDC の検出効率

MWDC の検出効率 ϵ は、上流 X 面、上流 U 面、下流 X 面、下流 U 面の検出効率 ϵ_{FX} 、 ϵ_{FU} 、 ϵ_{RX} 、 ϵ_{RU} を用いて

$$\epsilon = \epsilon_{FX} \cdot \epsilon_{FU} \cdot \epsilon_{RX} \cdot \epsilon_{RU} \quad (4.17)$$

と表される。各面の検出効率は、その面を除く 3 面の情報のみで軌跡を決定できたイベント数と 4 面全ての情報で軌跡を決定できたイベント数の比、すなわち

$$\epsilon_{FX} = \frac{N_{FXUFUURXURU}}{N_{FUURXURU}} \quad (4.18)$$

$$\epsilon_{FU} = \frac{N_{FXUFUURXURU}}{N_{FXURXURU}} \quad (4.19)$$

$$\epsilon_{RX} = \frac{N_{FXUFUURXURU}}{N_{FXUFUURU}} \quad (4.20)$$

$$\epsilon_{RU} = \frac{N_{FXUFUURXURU}}{N_{FXUFUURX}} \quad (4.21)$$

である。 $N_{FXUFUURXURU}$ は 4 面全ての情報から軌跡を決定できたイベント数、 $N_{FUURXURU}$ は上流 X 面を除く 3 面の情報から軌跡を決定できたイベント数である。同様に、 $N_{FXURXURU}$ 、 $N_{FXUFUURU}$ 、 $N_{FXUFUURX}$ はそれぞれ上流 U 面、下流 X 面、下流 U 面を除く 3 面の情報から軌跡を決定できたイベント数である。

前述したように、2 つの MWDC 間の軌跡を決定するためには 4 面全ての情報が必要である。従って、3 面の情報で軌跡を決定するためには、何らかの条件を 1 つ加える必要がある。そこで、全ての軌跡は水平面に対して平行 ($\phi_{fp} = 0$) であると仮定する。 ϕ_{fp} は式 3.3 のように与えられる。本実験において、式 (3.3) の各パラメータは $(\phi|y) = 1.05 \text{ rad/m}$ 、 $(\phi|\phi) = 0.167$ 、 $\Delta y_{igt} \simeq 1 \text{ mm}$ 、 $\Delta \phi_{igt} = 30 \text{ mrad}$ となっている。これらを用いて $\Delta \phi_{fp}$ を求めると $\Delta \phi_{fp} \simeq 6.1 \text{ mrad}$ となり、検出効率を評価する目的のためには十分に小さいと見なせる。よって、この仮定は妥当であると考えられる。なお、3 面の情報で軌跡を決定する方法は検出効率を決定することのみ使用し、崩壊確率の測定では 4 面全てから情報を得られたイベントのみを使用する。

4.2.2 散乱角の変換

図 3.18 に示したシーブスリットを用いた測定から、焦点面での位置や角度と標的上での位置や角度との相関を決定する。 ^{197}Au 標的にビームを入射し、散乱された ^{12}C をシーブスリットを通して GR によって測定する。通過した穴の位置から標的上での角度を決定することができ、MWDC による散乱 ^{12}C の測定から焦点面での位置と角度を決定することができる。磁場やビームの鉛直

方向の入射位置を変えて測定することで、様々な位置、運動量で入射する ^{12}C を測定する。これによって、焦点面での位置、角度、運動量と標的上での位置、角度を対応づけることができる。

4.3 γ 崩壊イベントの選択

γ 崩壊イベントを選択する際に、以下の3種類のカットをかける。

1つ目のカットとして、Gion と GR のコインシデンスイベントのうち PL2 に粒子が入射していないイベントのみを選択する。これは3.7節で記述した3つ目のトリガーに相当する。

2つ目のカットとして、検出粒子の飛行時間 TOF (Time of Flight) によるカットをかける。図4.14 は GR トリガーでストップをかけた加速器の RF 信号の TDC スペクトルである。MWDC で得られた運動量や散乱角度で補正をかけ、分解能を向上させている。これは粒子が標的で散乱されてから PL1 で検出されるまでの粒子の飛行時間に相当する。ここでは、図4.14 の赤線で囲ったピーク部分のみを選択する。

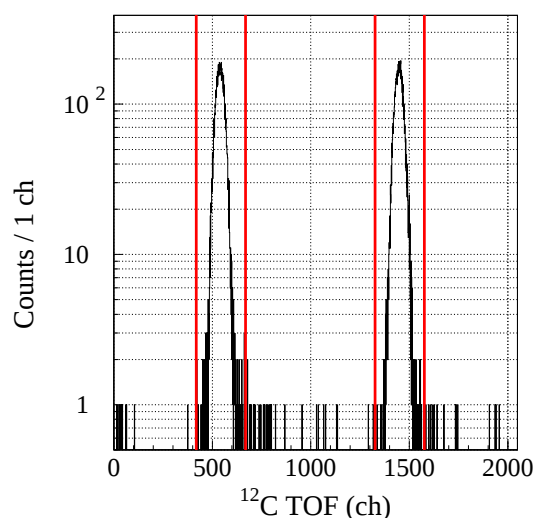


図 4.14 ^{12}C の飛行時間 TOF。赤線で囲まれた 418.4 – 668.4、1326.5 – 1576.5 を選択した。

3つ目のカットとして、PL1 でのエネルギー損失と運動量によるカットをかける。PL1 でのエネルギー損失と運動量 x (%) の相関を図4.15 に示す。イベント数の多い部分が ^{12}C によるイベントである。 $x = -2\%$ 、PL1 = 100 ch 付近にエネルギーロスの小さな部分が存在するが、この部分は MWDC 出口膜にメンディングテープが貼られていた位置と対応している。テープが貼られていることに気付かず実験を行ったため、テープによって ^{12}C がエネルギーロスし、PL1 に到達し

た時のエネルギーが低く見えていたと考えられる。この部分は PL1 でのエネルギー損失が正確に測定されていない可能性があるため、解析から除く。ここでは図 4.15 の黒線、赤線で囲った部分を選択する。

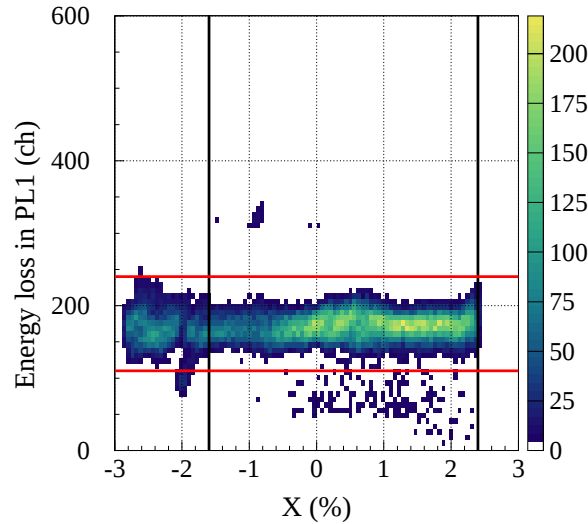


図 4.15 エネルギー損失と運動量の相関。 $-1.6 < x < 2.4$ (黒線)、 $110 < \text{PL1} < 240$ (赤線) の範囲を選択した。

4.4 Accidental イベントの選択

Accidental イベントを、以下のようにして見積もる。図 4.16 は Gion で粒子を検出してから PL1 で粒子を検出するまでの時間を示した TDC スペクトルである。赤線で囲った中央付近の最も高いピーク部分は、Gion と GR で同じビームバンチに由来するイベントを同時検出したイベントである。この部分を”Prompt”と呼ぶ。Prompt には True イベントと Accidental イベントの両方が含まれる。Prompt 以外の低いピーク部分は、異なるビームバンチに由来するイベントを同時検出したイベント、すなわち Accidental イベントである。そこで、低いピーク部分の Accidental イベントから 1 バンチ分の Accidental イベントを見積もる。True コインシデンスイベントと Accidental コインシデンスイベントが同時に起こった場合、TDC は Prompt のタイミングで停止する。Prompt の右側で記録されるバンチはその影響を受けるため、Accidental イベントとして使用しない。ここでは Prompt の左側の黒線で囲った 2 つのバンチを Accidental イベントとして選択し、1 バンチ分の Accidental イベントを見積もる。見積もった Accidental イベントを Prompt イベントから引

き、それを True イベントとする。

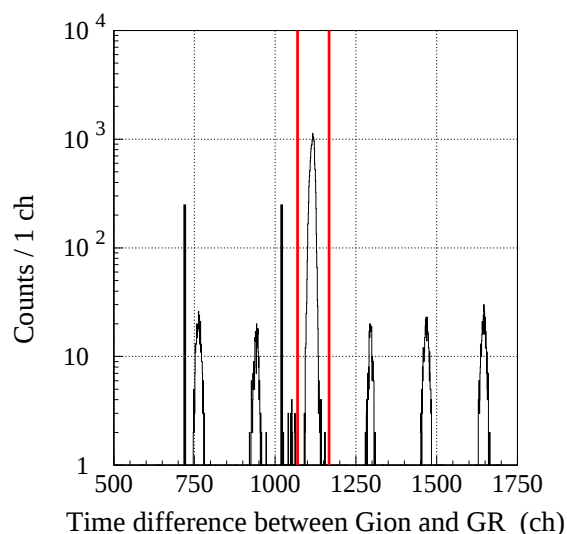


図 4.16 Gion と GR との粒子到達時間差。赤線の間の 1070 – 1170 ch を Prompt イベントとして選択し、黒線の間の 720 – 1020 ch を Accidental イベントとして選択した。

4.5 散乱角度・エネルギーの相関によるカット

2.5 で述べたように、Accidental イベントを削減するために散乱角度やエネルギーの相関によるカットをかける。

4.5.1 ϕ ゲートによるカット

測定された陽子と ^{12}C の方位角 ϕ_p 、 ϕ_c の相関を図 4.17 に示す。図 4.17 左は Prompt イベント、すなわち True + Accidental であり、図 4.17 右は Accidental イベントの相関である。Prompt では $\phi_p \sim \phi_c$ の相関が確認できるが、Accidental では無相関となっている。この角度の相関について、赤線の間に含まれるイベントのみを選択した。

4.5.2 θ ゲートによるカット

測定された ^{12}C の散乱角 θ_{ce} と、Gion で測定した陽子のエネルギーと反跳角度から推定された ^{12}C の散乱角 θ_{cm} の相関を図 4.18 に示す。図 4.18 左は Prompt イベント、すなわち True + Accidental であり、図 4.18 右は Accidental イベントの相関である。Prompt では $\theta_{ce} \sim \theta_{cm}$ の相関

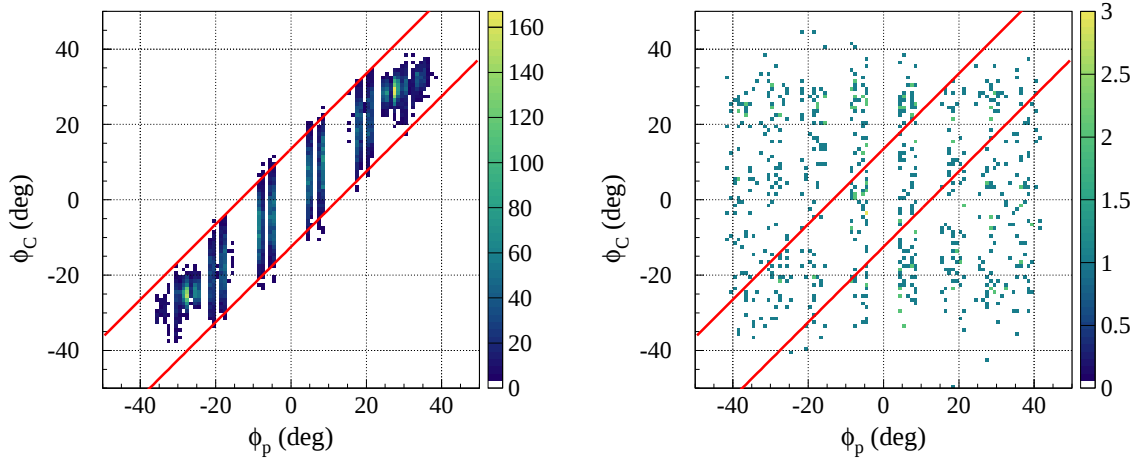


図 4.17 Prompt イベント (左)、Accidental イベント (右) の方位角相関。赤線で囲まれた部分 ($-12.5^\circ < \phi_C - \phi_p < 13.5^\circ$) のみを選択することで、Accidental イベントを削減することができる。

が確認できるが、Accidental では無相関となっている。この角度の相関について、赤線の間に含まれるイベントのみを選択した。

Prompt と Accidental のどちらの場合にも、 $\theta_{Ce} = 5^\circ$ 付近にイベントが集中している部分が存在する。これは入射 ^{12}C と標的水素との弾性散乱によって生じたイベントである。計算上、弾性散乱のイベントは GR のアクセプタンスに入らないが、標的中での多重散乱によって散乱角が変化した場合、GR のアクセプタンスに入る可能性がある。散乱角が変化するため、多重散乱のイベントにおいては θ_{Ce} と θ_{Cm} は無相関となる。

4.5.3 γ ゲートによるカット

3.8.1 節で述べたように、固体水素標的が融解したことで E_γ のエネルギー拡がりが大きくなり、 γ ゲート選別能力が悪化している。そのため、4.1.4 節で述べた励起エネルギー E_x の補正と同様の方法で E_γ を補正した。ただし、 E_x では各 RUN、各 GAGG 結晶ごとに補正をしたが、 E_γ では各 RUN ごとの補正のみで、GAGG 結晶ごとの補正をしなかった。また、 E_x では g.s. や 3_1^- (9.64 MeV) 状態に着目して補正をしたが、 E_γ では 2_1^+ (4.44 MeV) や 1_1^+ (12.71 MeV) 状態に着目して補正をした。補正前後の E_γ のスペクトルを図 4.19、4.20 に示す。補正前の E_γ の分解能は 2_1^+ 状態で $\sigma = 2.16$ MeV、 1_1^+ 状態で $\sigma = 2.25$ MeV であるのに対し、補正後の E_γ の分解能は 2_1^+ 状態で $\sigma = 1.62$ MeV、 1_1^+ 状態で $\sigma = 2.03$ MeV となった。

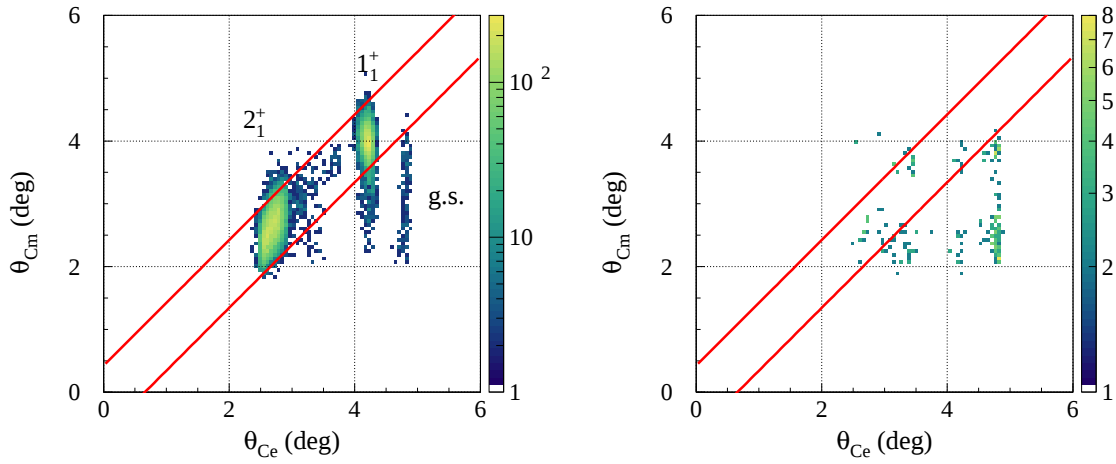


図 4.18 Prompt イベント (左)、Accidental イベント (右) の散乱角相関。赤線で囲まれた部分 ($-0.657^\circ < \theta_{\text{Cm}} - \theta_{\text{Ce}} < 0.423^\circ$) のみを選択することで、Accidental イベントを削減することができる。

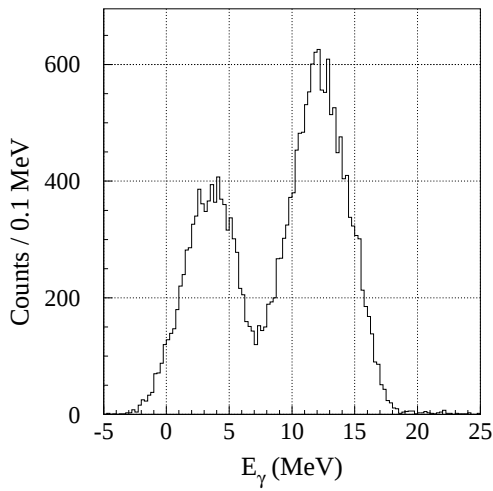


図 4.19 補正前の E_γ スペクトル

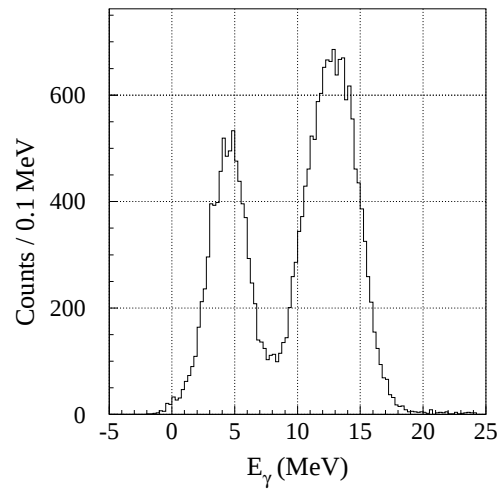


図 4.20 補正後の E_γ スペクトル

補正後の γ 線のエネルギー E_γ と励起エネルギー E_x の相関を図 4.21 に示す。図 4.21 左は Prompt イベント、図 4.21 右は Accidental イベントの相関である。Prompt では $E_\gamma \sim E_x$ の相関が確認できるが、Accidental では無相関となっている。このエネルギーの相関について、赤線の間に含まれるイベントのみを選択した。

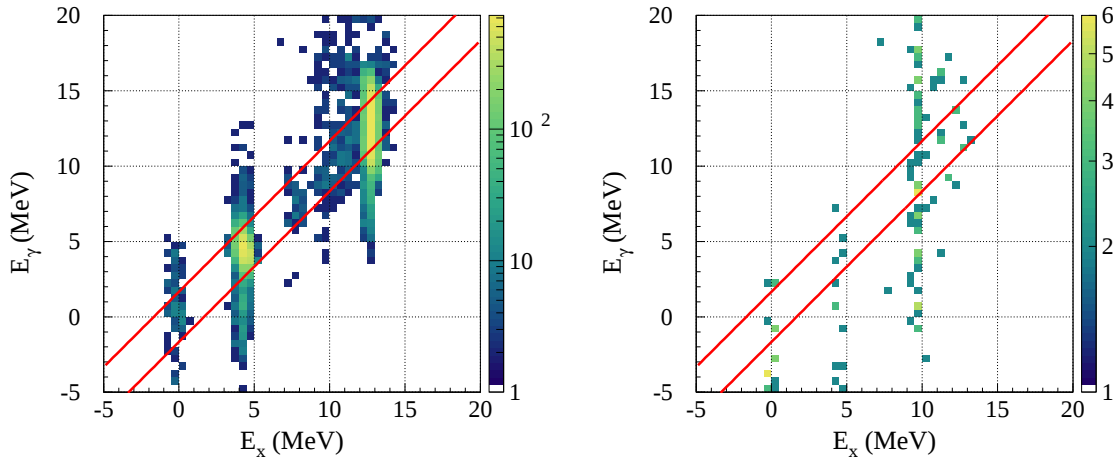


図 4.21 Prompt イベント (左)、Accidental イベント (右) のエネルギー相関。赤線で囲まれた部分 ($-1.667 \text{ MeV} < E_\gamma - E_x < 1.667 \text{ MeV}$) のみを選択することで、Accidental イベントを削減することができる。

4.5.4 ゲートの効果

以上の3つのゲートによる Accidental イベントの削減効果を確認する。図 4.22 はゲートをかける前後の Gion と GR との粒子到達時間差を示したスペクトルである。ゲートをかけることによって、Accidental イベントを大幅に削減することができている。

4.6 標的セル封止膜からのバックグラウンド

本実験では標的セルの封止膜として $6 \mu\text{m}$ の Aramid を使用したため、ビームと Aramid との反応がバックグラウンドとなる。そこで、封止膜の寄与を見積もるために、標的セルに水素を封入していない空の状態 (empty) での測定を行った。empty で得られた典型的な励起エネルギースペクトルを図 4.23 に示す。

4.6.1 empty スペクトルの分解能補正

固体水素、empty の測定により得られた励起エネルギースペクトルを図 4.24 に示す。黒線、赤線はそれぞれ固体水素、empty のスペクトルを入射ビーム量や live time によって規格化したものである。 $\sigma_{\text{g.s.SHT}}$ 、 $\sigma_{\text{g.s.empty}}$ はそれぞれ固体水素、empty の基底状態のエネルギー分解能である。empty は標的が薄いため、固体水素よりもエネルギー分解能が良い。固体水素のスペクトルから

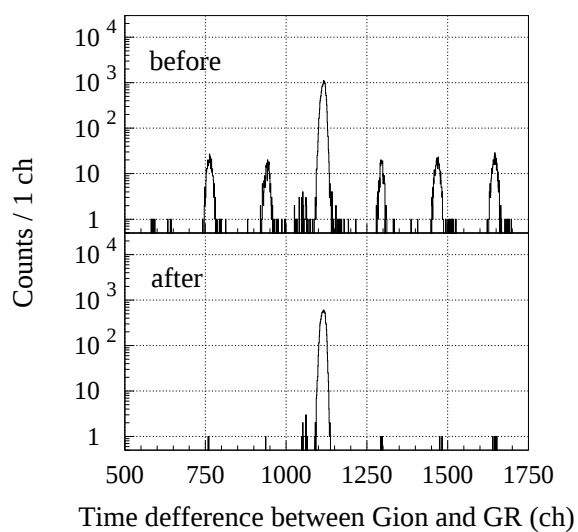


図 4.22 ゲートをかける前後の粒子到達時間差の比較

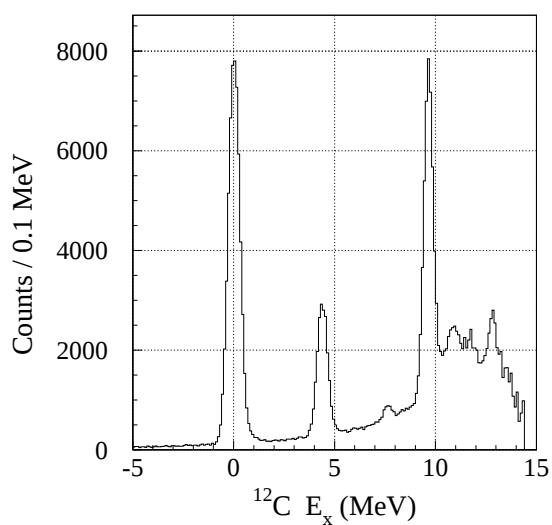


図 4.23 empty の測定により得られたエネルギースペクトル

empty のスペクトルを引くためには、両者の分解能を合わせる必要がある。そこで、empty のスペクトルを以下のように補正した。

固体水素と empty の励起エネルギースペクトルについて、g.s.、 2_1^+ 、 0_2^+ 、 3_1^- 状態の分解能を求める。各状態のピークをガウシアンでフィットし、得られた σ を分解能とする。各状態の分解能

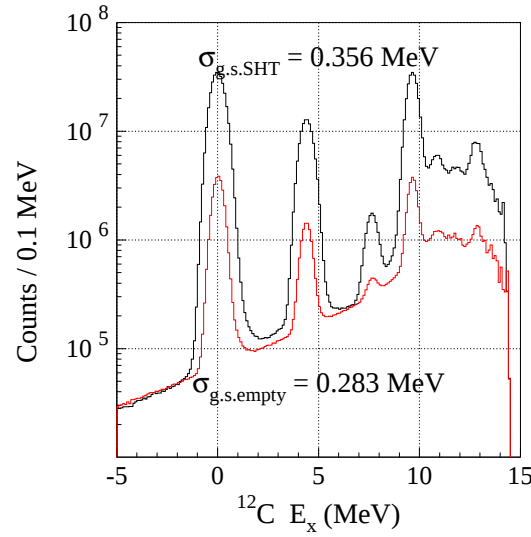


図 4.24 固体水素、empty の補正前のスペクトル。黒は固体水素を標的とした測定により得られたスペクトル、赤は empty を標的とした測定により得られたスペクトルである。

の二乗の差の平方根、すなわち

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{SHT}}^2 - \sigma_{\text{empty}}^2} \quad (4.22)$$

を求め、各状態の励起エネルギーと対応させる。 σ_{SHT} 、 σ_{empty} はそれぞれ固体水素、empty の分解能であり、 σ を empty の補正分解能とする。得られた 4 点について 1 次関数でフィットし、補正分解能 σ を励起エネルギーの関数として求める。empty の励起エネルギースペクトルを分解能 σ のガウシアンで畳み込み、分解能を悪化させる。

以上の補正を行った empty の励起エネルギースペクトルを図 4.25 に示す。図 4.24 と比較して、ピークの分解能が揃っていることが分かる。補正後の empty のスペクトルを固体水素のスペクトルから引いた励起エネルギースペクトルを図 4.26 に示す。

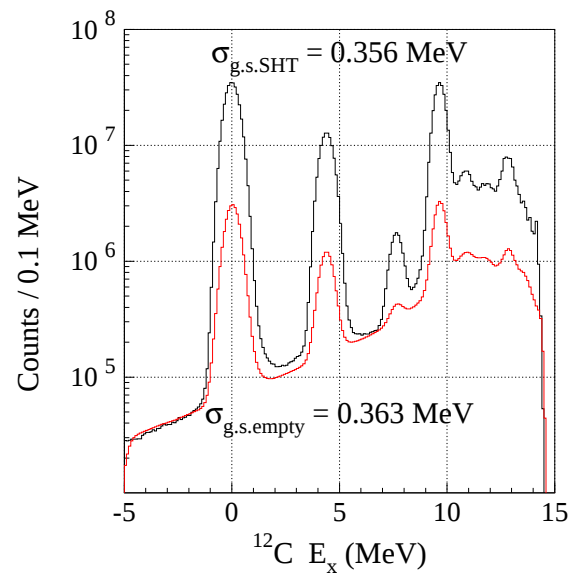


図 4.25 固体水素、empty の補正後のスペクトル。黒は固体水素を標的とした測定により得られたスペクトル、赤は empty を標的とした測定により得られたスペクトルである。

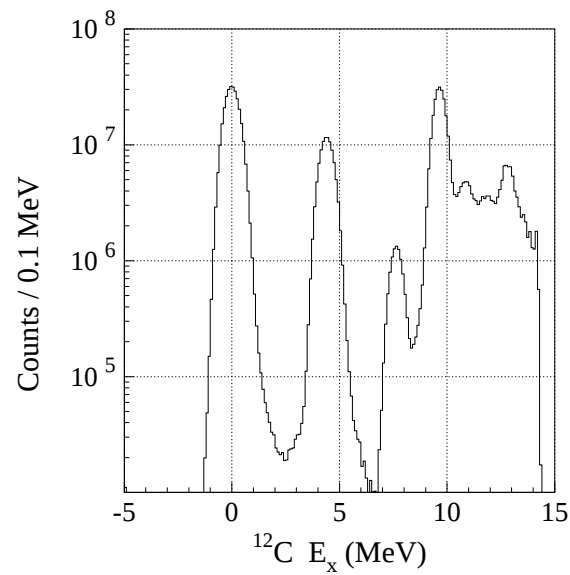


図 4.26 固体水素標的のみから得られたエネルギースペクトル

第 5 章

結果

5.1 エネルギースペクトル

固体水素を標的とした測定によって得られた励起エネルギースペクトルを図 5.1 に示す。上から順に全励起イベント、 γ 崩壊イベント、Accidental イベントである。各スペクトルは、それぞれ入射ビーム量と live time rate によって規格化した後に、empty を標的とした測定により得られたスペクトルを減算して得た。全励起スペクトルにおける 3_1^- 状態のエネルギー分解能は $\sigma = 263$

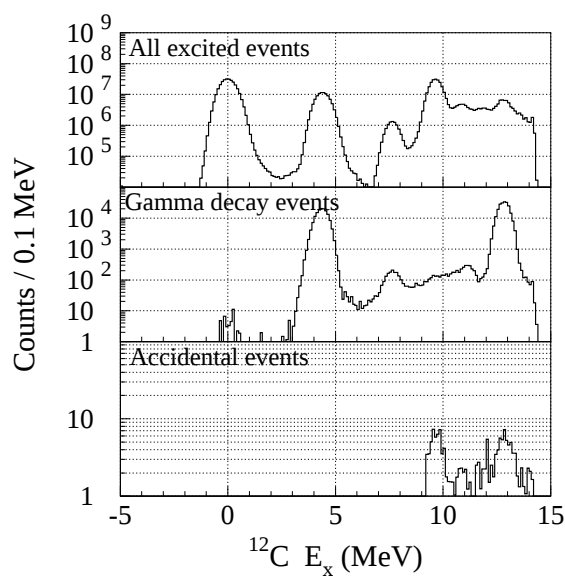


図 5.1 励起エネルギースペクトル。上段は全励起イベント、中段は γ 崩壊イベント、下段は Accidental イベントである。

keV である。Accidental イベントは γ 崩壊イベントと比較すると極めて少ない。本来 Accidental

イベントのスペクトルは全励起スペクトルと同じ形になるはずであるが、ここではそのようになっていない。これは、運動学的なコインシデンス条件や各種のゲートにより、Accidental のスペクトルの形が変わったためである。

γ 崩壊スペクトルの 11.2 MeV 付近に未知のピークが観測されたが、この付近のエネルギーでは、過去に励起状態は報告されていない。このピークについては 6.1 節で考察する。以後、このピークを X と呼ぶ。

5.2 各励起状態の収量

γ 崩壊確率を決定するため、全励起イベント数、 γ 崩壊イベント数を求める。ここでは、表 5.1 に示す励起状態とピーク X について収量を決定する。本研究の目的である 3_1^- (9.64 MeV) 以外の状態の収量を決定するのは、既知の γ 崩壊確率と本実験で得られた γ 崩壊確率を比較し、本実験やシミュレーションの正当性を確認するためである。

表 5.1 考慮した励起状態

J_i^π	E_x (MeV)	Γ (MeV)	Ref.
0_1^+	0		
2_1^+	4.43891 ± 0.00031	$(10.8 \pm 0.6) \times 10^{-9}$	[2]
0_2^+	7.6542 ± 0.00015	$(8.5 \pm 1.0) \times 10^{-6}$	[2]
0_3^+	9.04 ± 0.09	1.45 ± 0.18	[3]
3_1^-	9.641 ± 0.005	0.048 ± 0.002	[5]
2_2^+	10.03 ± 0.11	0.800 ± 0.130	[4]
0_4^+	10.56 ± 0.06	1.42 ± 0.08	[3]
1_1^-	10.844 ± 0.016	0.315 ± 0.025	[2]
2_1^-	11.828 ± 0.016	0.260 ± 0.25	[2]
1_1^+	12.710 ± 0.006	$(18.1 \pm 2.8) \times 10^{-6}$	[2]
4_1^-	13.352 ± 0.017	0.375 ± 0.40	[2]

GAGG は結晶ごとに覆う立体角の範囲が異なるため、結晶ごとに測定される ^{12}C の励起エネルギーの範囲が異なる。図 5.2 は、本実験における反跳陽子の角度とエネルギーの相関である。赤線は ^{12}C を 2_1^+ (4.44 MeV) 状態に励起した場合の相関、青線は ^{12}C を 1_1^+ (12.71 MeV) 状態に励起した場合の相関である。緑帯の角度範囲は GAGG 1 ch が覆う立体角、黄帯の角度範囲は GAGG 8 ch が覆う立体角である。1 ch は 1_1^+ 状態が立体角に入るが、8 ch は立体角に入らない。実際に 1 ch、8 ch のみで得られた γ 崩壊スペクトルを図 5.3 に示すと、8 ch のスペクトルは 9 MeV 付近で

見切れていることが分かる。ピークの途中で見切れたスペクトルを足すとピークの形が歪むため、各状態のピークが見切れていない GAGG のみを用いて収量を決定する。各 GAGG 結晶について γ 崩壊スペクトルを確認し、表 5.2 に示すように各状態のピークが見切れていない GAGG を選択した。

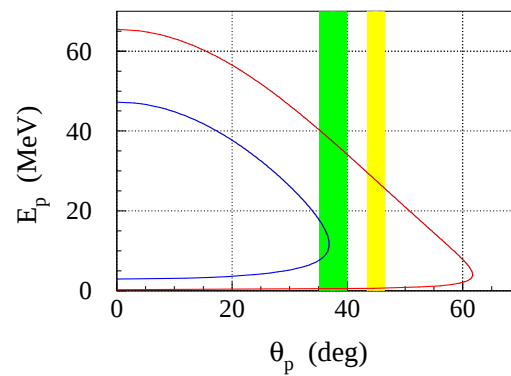


図 5.2 反跳陽子の角度とエネルギーの相関。赤線は ^{12}C を 2_1^+ (4.44 MeV) 状態に励起した場合の相関、青線は ^{12}C を 1_1^+ (12.71 MeV) 状態に励起した場合の相関である。また、緑帯の角度範囲は GAGG 1 ch が覆う立体角、黄帯の角度範囲は GAGG 8 ch が覆う立体角である。

表 5.2 選択した GAGG

J_i^π	GAGG ch
2_1^+	0–15
0_2^+	0–15
0_3^+	0–7, 10–13
3_1^-	0–7, 10–13
2_2^+	0–7, 10–13
0_4^+	0–7, 10–13
1_1^-	0–7, 10–13
X	2–5
2_1^-	2–5
1_1^+	2–5
4_1^-	2–5

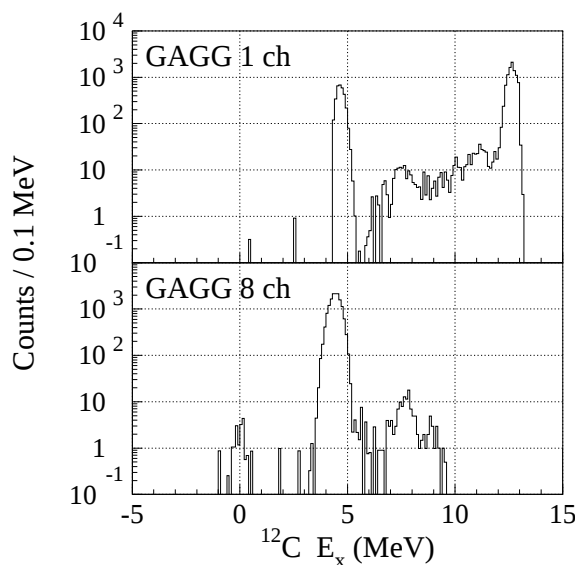


図 5.3 GAGG 1 ch、8 ch の γ 崩壊スペクトル

1 つの励起状態の収量を決定するためには、それ以外の励起状態からの寄与を除く必要がある。そのため、各励起状態の形をフィッティングによって決定する。以下のようにしてスペクトルのフィットを行う。

フィットの際は表 5.1 に示した励起状態を考慮する。まず、全励起スペクトルについて、各状態のピークを以下の関数でフィットする。

$$y = C \left[\exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) + a \frac{1 - e^{(m-b\sigma)-x)/d}}{\left(\frac{x-m}{c\sigma}\right)^2 + 1} \right] \quad (5.1)$$

C 、 m 、 σ は状態ごとに異なるパラメータ、 a 、 b 、 c 、 d は全ての状態に共通のパラメータである。 C はピークの高さ、 m は中心エネルギー、 σ はピークの幅である。表 5.1 に示した状態のうち 0_3^+ 、 2_2^+ 、 0_4^+ 状態は他の状態に比べて幅が大きいため、以下の関数 [17] でフィットする。

$$y = C \frac{1 - e^{(E_T - x)/T}}{\left(\frac{x - E_x}{\Gamma/2}\right)^2 + 1} \quad (5.2)$$

C は状態ごとに異なるパラメータ、 T は全ての状態に共通のパラメータ、 E_T は α 崩壊の閾値で、 $E_T = 7.37$ MeV である。フィットに用いる誤差としては、統計誤差のみを考慮した。

次に、 γ 崩壊スペクトルを同じ関数を用いてフィットする。このとき、 C 以外のパラメータは全励起スペクトルのフィットで得られた値に固定し、 C のみを自由なパラメータとしてフィットする。ピーク X は式 (5.1) と同じ形でフィットする。ただし、ピーク X の存在は全励起スペクトルのフィットの際に考慮していないため、 C 、 m 、 σ を自由なパラメータとして γ 崩壊スペクトルをフィットする。

5.2.1 全励起イベントの収量

GAGG 0–15 ch で得られた全励起スペクトルのフィット結果を図 5.4 に示す。黒線は各励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。フィットにより得られたパラメータを表 5.3 に示す。各状態について、見切れていないスペクトルに対するフィット結果のみを示し、それ以外の状態のパラメータは空欄としているが、実際のフィットの際には他の励起状態のテイルを考慮する必要があるため、スペクトルの形状を再現するためのパラメータとして使用している。表 5.1 と比較すると、 m は既知の励起エネルギーと σ の範囲内で一致している。また、崩壊幅の大きい 1_1^- 、 2_1^- 、 4_1^- 状態を除き、 σ は励起エネルギーとともに単調減少している。 1_1^- 、 2_1^- 状態の σ は、崩壊幅、本実験の分解能がどちらも約 0.3 MeVであることを考慮すると妥当であると思われる。 4_1^- 状態の σ は崩壊幅、本実験の分解能に比べて大きくなっているが、13.35 MeV 付近はスペクトルが見切れており、ピークの形が歪んでいるためと思われる。

収量の決定方法を説明する。例えば 1_1^+ 状態の収量を数える際は、 1_1^+ 状態以外のフィット結果を各スペクトルから引き、残りのスペクトルの $m \pm 2\sigma$ の範囲に含まれる総イベント数を収量とする。 $\pm 2\sigma$ の範囲で収量を決定した場合、得られる収量は本来の値の約 95% となるが、本実験では全励起イベント数と γ 崩壊イベント数の比から γ 崩壊確率を決定することが目的であるため、問題はない。他の状態についても同様の方法で収量を決定する。ただし、式 (5.2) でフィットした 3 つの状態は他の状態に埋もれており独立に収量を決定することが困難であるため、3 つの状態の和として収量を決定する。このとき、各状態の $E_x \pm \frac{2}{2.35}\Gamma$ の範囲に含まれるイベント数を求めて和をとる。ピーク X の全励起イベント数に関しては、全励起スペクトルにピークが確認できなかったため、収量を推定することができなかった。

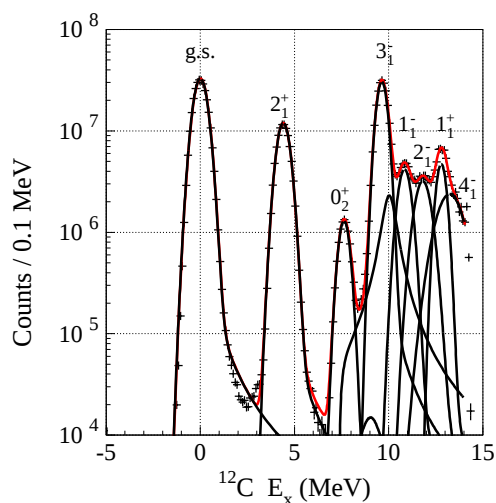


図 5.4 全励起スペクトルのフィット結果。黒線は各励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。

5.2.2 γ 崩壊イベントの収量

5.2.2.1 2_1^+ (4.44 MeV) 状態

2_1^+ 状態をフィットした結果を図 5.5 に示す。図 5.5 上は γ 崩壊スペクトルをフィットしたもので、青線は 2_1^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。図 5.5 下は 2_1^+ 状態以外のフィット結果を γ 崩壊スペクトルから引いたものである。ここでは、GAGG 0–15 ch で得られた γ 崩壊スペクトルの 3–10 MeV の範囲をフィットした。図 5.5 上では 2_1^+ 状態のフィットがあっていないように見える。これは 2_1^+ 状態がコインシデンスする条件は検出器のアクセプタンスの端であり、ピークが見切れているためと思われる。そのため、図 5.5 下を見ると 5–7 MeV 付近に減算しきれなかった部分が残っている。しかし、この部分のカウント数は 2_1^+ 状態のピークと比較すると約 3 桁小さいため、 γ 崩壊イベント数への寄与は小さい。 γ 崩壊イベント数を決定するために図 5.5 下のスペクトルのうち、 $m \pm 2\sigma$ の範囲に含まれるイベント数を数えた。

5.2.2.2 0_2^+ (7.65 MeV) 状態

0_2^+ 状態をフィットした結果を図 5.6 に示す。青線は 0_2^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。ここでは GAGG 0–15 ch で得られた γ 崩壊スペクトルの 6–10 MeV の範囲をフィットした。 2_1^+ 状態と同様の方法で γ 崩壊イベン

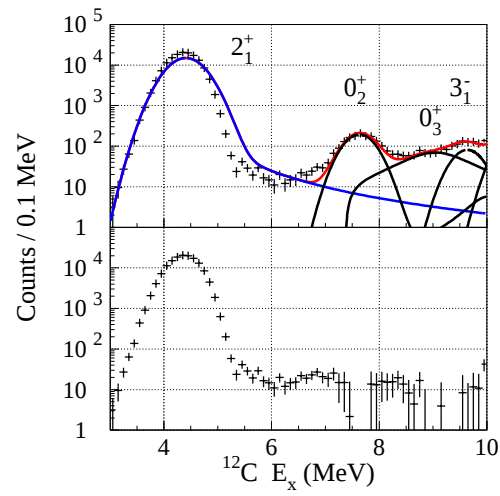


図 5.5 2_1^+ 状態のフィット。上段は γ 崩壊スペクトルをフィットしたもので、青線は 2_1^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。下段は 2_1^+ 状態以外のフィット結果を γ 崩壊スペクトルから引いたものである。

ト数を決定した。

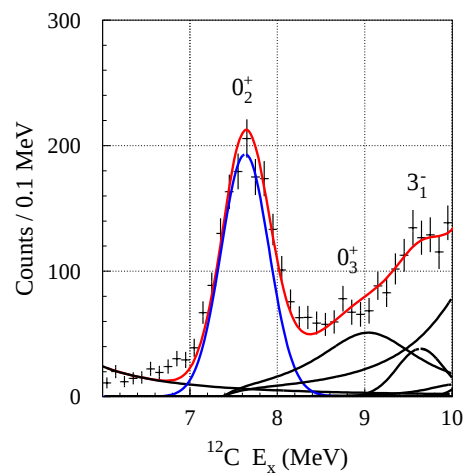


図 5.6 0_2^+ 状態のフィット。青線は 0_2^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。

5.2.2.3 3_1^- (9.64 MeV) 状態

3_1^- 状態をフィットした結果を図 5.7 に示す。図 5.7 上は γ 崩壊スペクトルをフィットしたもので、青線は 3_1^- 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。図 5.7 下は 3_1^- 状態以外のフィット結果を γ 崩壊スペクトルから引いたものである。9.64 MeV 付近に、 3_1^- 状態らしきピークが確認できる。ここでは GAGG 0-7、10-13 ch で得られた γ 崩壊スペクトルの 7-11.6 MeV の範囲をフィットした。

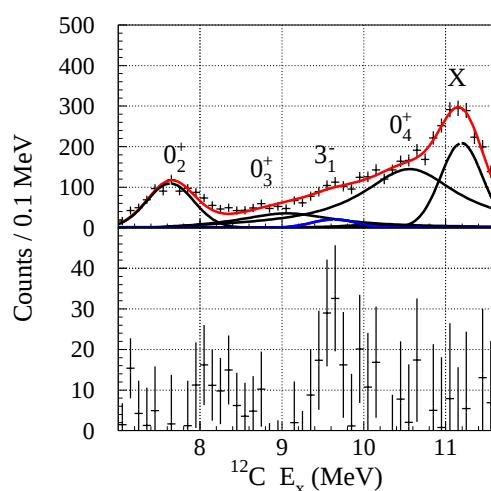


図 5.7 3_1^- 状態のフィット結果。上段は γ 崩壊スペクトルをフィットしたもので、青線は 3_1^- 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。下段は 3_1^- 状態以外のフィット結果を γ 崩壊スペクトルから引いたものである。

9.64 MeV 付近のピークは、連続的な構造の一部として観測されているため、このピークが統計的に有意な 3_1^- 状態のピークであるかを確認する必要がある。まず、ピークの中心エネルギーがフィット範囲 (7-11.6 MeV) に含まれない状態について、3-14 MeV の範囲でフィットして得られた C の値に固定する。続いて、 3_1^- 状態のピークの $C = C_3$ を固定し、固定していないピークの C とピーク X の C 、 m 、 σ をパラメータとしてスペクトルをフィットする。 C_3 を 0-50 の範囲で 0.1 ずつ変化させ、各 C_3 に対して χ^2 と収量を決定する。得られた χ^2 と C_3 の相関を図 5.8 に示す。赤線は χ^2 の最小値、青線は 68.3% (1σ) の信頼区間に含まれる χ^2 の最大値である。赤線と青線の間の C_3 に対応する収量は 99.5-183.5 であり、 χ^2 が最小となる C_3 に対応する収量は 144.4 であるため、収量の誤差を ± 44.9 とする。フィットの自由度 37 に対して χ^2 の最小値は 43.90 であり、 $\chi^2/(\text{自由度}) = 1.18$ は十分 1 に近い。結果として、 3_1^- 状態の γ 崩壊イベントの収量は 144 ± 45 で

ある。また、 $C_3 = 0$ での χ^2 は 49.05 で、最小値 43.90 との差は 5.15 である。これは 2.27σ 、すなわち 97.7% の信頼度レベルに相当する。ゆえに、9.64 MeV 付近に観測されたピークは高い信頼度で 3_1^- 状態の γ 崩壊によるものと結論できる。

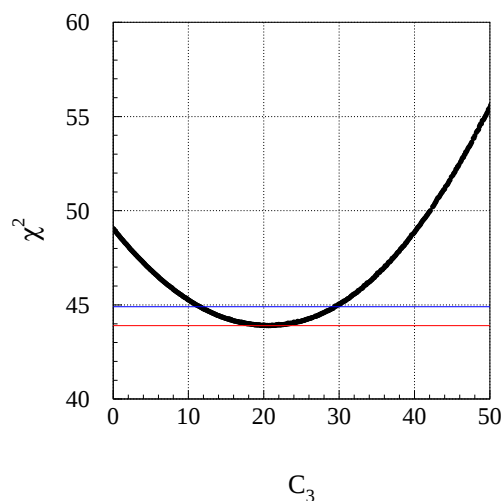


図 5.8 χ^2 と C_3 の相関。赤線は χ^2 の最小値、青線は 68.3%(1σ) の信頼区間に含まれる χ^2 の最大値である。

5.2.2.4 1_1^+ (12.71 MeV) 状態

1_1^+ 状態をフィットした結果を図 5.9 に示す。青線は 1_1^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。ここでは GAGG 2-5 ch で得られた γ 崩壊スペクトルの 7.8-14 MeV の範囲をフィットし、 γ 崩壊イベント数を決定した。

5.2.2.5 ピーク X

ピーク X をフィットした結果を図 5.10 に示す。青線は 1_1^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。ここでは GAGG 2-5 ch で得られた γ 崩壊スペクトルの 7.8-11.8 MeV の範囲をフィットし、 γ 崩壊イベント数を決定した。このとき、中心エネルギー m は 11.17 MeV、ピークの幅 σ は 0.21 MeV であった。

5.3 測定結果

以上の方法により決定した各励起状態の収量を表 5.4 に示す。複数の形のバックグラウンドを仮定し、各バックグラウンドで決定した収量のばらつきを系統誤差とした。ここで得られた収量

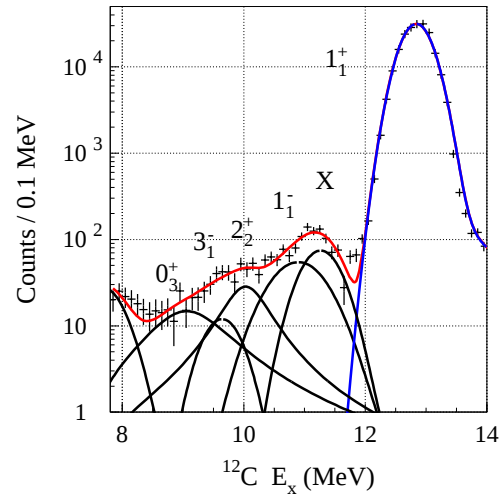


図 5.9 1_1^+ 状態のフィット。青線は 1_1^+ 状態のフィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。

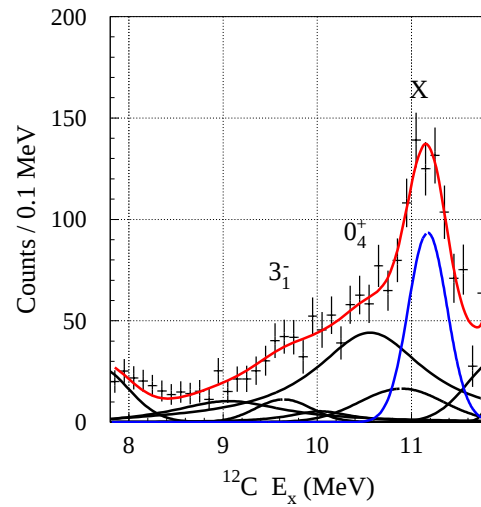


図 5.10 ピーク X のフィット。青線はのピーク X フィット結果、黒線はその他の励起状態のフィット結果、赤線はそれらを全て足したものである。

に加えて、シミュレーションによって決定した幾何学的な効率、各種ゲートのカットによる効率を用いて γ 崩壊確率を決定する。

表 5.3 全励起スペクトルのフィットにより決定したパラメータ。

GAGG ch		0–15	0–7、10–13	2–5
0_1^+	$C(\times 10^6)$	32.8	24.7	7.54
	m	0.01	0.01	0.00
	σ	0.349	0.355	0.368
2_1^+	$C(\times 10^6)$	11.9	9.44	3.96
	m	4.41	4.40	4.40
	σ	0.325	0.332	0.347
0_2^+	$C(\times 10^6)$	1.29	0.889	0.190
	m	7.63	7.64	7.66
	σ	0.272	0.284	0.327
3_1^-	$C(\times 10^6)$		25.3	8.78
	m		9.64	9.64
	σ		0.271	0.296
1_1^-	$C(\times 10^6)$		4.11	1.51
	m		10.86	10.89
	σ		0.338	0.440
2_1^-	$C(\times 10^6)$		2.98	1.47
	m		11.81	11.94
	σ		0.373	0.346
1_1^+	$C(\times 10^6)$			3.73
	m			12.79
	σ			0.249
4_1^-	$C(\times 10^6)$			2.48
	m			13.15
	σ			0.721
0_3^+	$C(\times 10^6)$		0.00	0.00
2_2^+	$C(\times 10^6)$		2.06	0.323
0_4^+	$C(\times 10^6)$		0.00	0.00
	T	0.182	0.500	0.500
	a	0.0193	0.203	0.0288
	b	0.00	0.00	0.00
	c	1.51	1.53	1.49
	d	0.335	0.335	0.346

表 5.4 各励起状態の収量。 0_3^+ 、 2_2^+ 、 0_4^+ の全励起イベント数は 3 つの状態の和の上限値を示している。ピーク X は全励起スペクトルにおいてピークを確認できなかったため、全励起イベント数を推定することができなかった。

J_i^π	E_x (MeV)	全励起イベント数 ($\times 10^6$)	γ 崩壊イベント数 ($\times 10^3$)
2_1^+	4.44	93.8 ± 0.1	143 ± 1
0_2^+	7.65	8.52 ± 0.05	1.3 ± 0.2
3_1^-	9.64	165 ± 2	0.144 ± 0.045
1_1^-	10.84	33 ± 22	< 1.4
2_1^-	11.82	12 ± 5	< 1.5
1_1^+	12.71	22.3 ± 0.7	191 ± 8
4_1^-	13.35	42 ± 27	< 2.9
0_3^+	9.04		0.57 ± 0.23
2_2^+	10.03	< 34	< 0.91
0_4^+	10.56		2.2 ± 0.3
X	11.17 ± 0.21		0.47 ± 0.04

第 6 章

考察

6.1 未確認のピーク

γ 崩壊スペクトルの 11.2 MeV 付近にピーク X が確認された。5.2 節でフィットした結果から、励起エネルギーは $E_x = 11.17 \pm 0.21$ MeV となった。図 5.1 から分かるように、全励起スペクトルにおいては 11.2 MeV 付近にピークは確認されない。このピークは全ての RUN の γ 崩壊スペクトルで確認された。全励起スペクトルの 3_1^- (9.64 MeV)、 1_1^+ (12.71 MeV) 状態の間には 2 つのピークが確認できるが、これらはそれぞれ 1_1^- (10.84 MeV)、 2_1^- (11.82 MeV) 状態である。また、全励起スペクトルと γ 崩壊スペクトルを比較すると 2_1^+ (4.44 MeV)、 0_2^+ (7.65 MeV)、 1_1^+ (12.71 MeV) 状態の励起エネルギーは一致している。以上のことから、ピーク X は 1_1^- 、 2_1^- 状態ではなく、別の状態であると考えられる。このピークが本当に励起状態であるか、或いは別の起源が存在するかについて考察した。

6.1.1 封止膜・Accidental イベント起源の可能性

γ 崩壊スペクトルを図 6.1 に示す。黒線は固体水素標的の測定で得られた True イベントのスペクトル、青線は固体水素標的の測定で得られた Accidental イベントのスペクトル、赤線は empty の測定によって得られたスペクトルである。それぞれ入射ビーム量と live time rate によって規格化されている。縦線はピークの位置を示している。

empty と Accidental のどちらの場合も 11.2 MeV 付近にピークは存在しない。また、True のスペクトルと比較すると、empty のスペクトルは約 1 桁、Accidental のスペクトルは約 2 桁ほど小さい。よって、ピーク X の起源は封止膜や Accidental の寄与ではないと思われる。

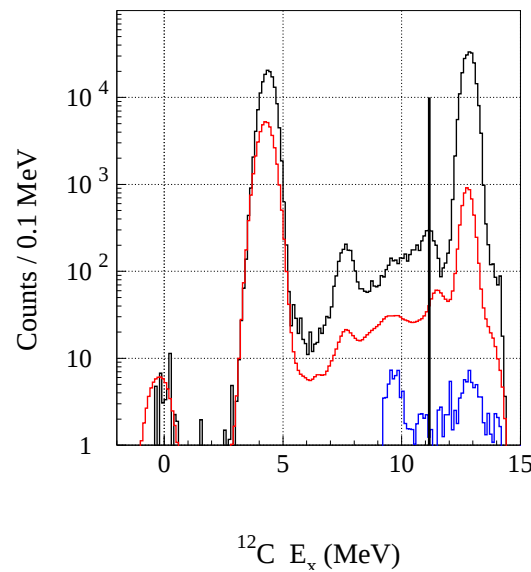


図 6.1 スペクトルの比較。黒線は固体水素標的の測定で得られた True イベントのスペクトル、青線は固体水素標的の測定で得られた Accidental イベントのスペクトル、赤線は empty の測定によって得られたスペクトルである。縦線はピークの位置を示している。

6.1.2 スペクトルが見切れている可能性

5.2 節で述べたように、GAGG は結晶ごとに覆う立体角の範囲が異なるため、結晶ごとに測定される ^{12}C の励起エネルギーの範囲が異なる。図 5.3 について、GAGG 8 ch のスペクトルは 9 MeV 付近で見切れている。同様に、結晶によっては 11.2 MeV 付近でスペクトルが見切れ、ピークのように見えている可能性がある。しかし、GAGG 1 ch のスペクトルでは 11.2 MeV 付近にピークが確認できる。 2_1^+ (4.44 MeV)、 0_2^+ (7.65 MeV)、 1_1^+ (12.71 MeV) 状態のピークが確認できるため、11.2 MeV 付近では見切れていないことが分かる。各 GAGG ごとにスペクトルを確認したところ、11.2 MeV 付近が立体角に入らない GAGG を除き、全ての GAGG でピーク X が確認された。よって、ピーク X の起源はスペクトルが見切れたことではないと思われる。

6.2 固体水素標的が融解した原因とその対策

実験中に固体水素標的がビームの熱によって融解した。その原因と対策について考察する。

6.2.1 原因

ビーム照射中の標的中心の温度を熱伝導方程式を用いて計算する。計算に用いた実験条件を表 6.1 に示す。簡単のため、標的は一樣な厚さの円盤、標的セルと RS は円筒、RS 開口部は円形とした。標的に流入する熱として、ビームによる熱、輻射による熱、気体による熱の 3 つを考慮した。

表 6.1 標的の温度計算に用いた実験条件

ビーム	
エネルギー	261.2 MeV
強度	0.06 pA
半径	0.5 mm
標的	
物質	固体水素
厚さ	4.3 mg/cm ²
半径	8 mm
放射率	0.1
パラ水素の割合	98.9 %
標的セル	
温度	10 K
半径	7.5 mm
RS	
温度	60 K
半径	57.5 mm
放射率	0.01
RS 開口部	
温度	300 K
半径	15 mm
放射率	0.1
RS 内の気体	
物質	空気
圧力	0.069×10^{-5} Torr
温度	80 K

ビームによる熱 $Q_b(W)$ は以下の式で与えられる。

$$Q_b = I\Delta E \quad (6.1)$$

I はビーム強度 (pA)、 ΔE はビームの標的でのエネルギー損失 (eV) である。

RS または RS 開口部からの輻射熱 $Q_r(\text{W})$ は以下の式で与えられる。

$$Q_r = \frac{\sigma A_1 (T_2^4 - T_1^4)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} \quad (6.2)$$

σ はステファン・ボルツマン定数で、 $\sigma = 5.68 \times 10^{-8} \text{ (W/(m}^2\text{K}^2))$ である。 T_i は物質の温度 (K)、 A_i は物質の面積 (m^2)、 ϵ_i は物質の放射率である。添字 $i = 1$ は標的、 $i = 2$ は RS または RS 開口部を表す。

気体による熱 $Q_g(\text{W})$ は以下の式で与えられる。

$$Q_g = ca_0 p A (T_2 - T_1) \quad (6.3)$$

$$a_0 = \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2 - a_1 a_2} \quad (6.4)$$

c は気体の種類に依存した定数で、空気の場合は $c = 0.016$ である。 a_i は物質の適応係数で、ここでは $a_1 = a_2 = 0.5$ とする。 p は気体の圧力 (Torr)、 A は標的の面積 (cm^2)、 T_1 は標的の温度 (K)、 T_2 は RS または RS 開口部の温度 (K) である。

これらの熱が標的に流入するとして、以下の熱伝導方程式を解く。

$$-\lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T(r)}{\partial r} \right) = Q(r) \quad (6.5)$$

λ は標的の熱伝導率 (W/(mK))、 r は標的中心からの距離 (m)、 $Q(r)$ は単位体積あたりに標的に流入する熱量 (W/m^3) である。ビームからの熱は標的のビーム入射位置にのみ流入し、輻射による熱や気体による熱は標的全体に均一に流入する。よってビーム半径を r_1 とすると、

$$Q(r) = \begin{cases} Q_b/V_1 + (Q_r + Q_g)/V_2 & (r < r_1) \\ (Q_r + Q_g)/V_2 & (r \geq r_1) \end{cases} \quad (6.6)$$

となる。 V_1 はビーム入射部分の標的の体積 (m^3)、 V_2 は標的の全体積 (m^3) である。

以上の式よりビーム入射中の標的中心の温度を計算すると 10.87 K となった。これは水素の融点 14.05 K よりも低いため、計算上は融解しないはずである。

標的が融解した原因として、2つの可能性を考えた。1つ目は水素の熱伝導率が想定より低かった可能性、2つ目は水素と標的セルとの熱接触が不十分だった可能性である。

1. 水素の熱伝導率

水素の熱伝導率は温度とオルソ・パラ比に依存する。温度が 10 K であるとする、パラ水素の割合が 98.9 % の場合は熱伝導率は 2.36 W/(mK) であるが、パラ水素の割合が 28 %、すなわちノーマル水素の場合は熱伝導率は 0.70 W/(mK) となる。このときの中心温度は

12.96 K となり、水素の融点 14.05 K よりも低い。よって、固体水素を生成する際のオルソ・パラ変換ができていなかったとしても水素は融解しない。

2. 水素と標的セルとの熱接触

水素に入った熱はセルとの接触部分から放出される。セルと水素との熱接触が不十分だった場合、セルと水素との接点の温度がセルの温度 10 K よりも高くなる。仮に接点の温度が 13.2 K まで上昇していたとすると、水素の中心温度は 14.07 K となり、水素の融点 14.05 K よりも高くなる。

以上のことから、固体水素が融解したのは水素とセルとの熱接触が不十分だったためと思われる。今後も固体水素を標的として使用するためには、何らかの対策を立てる必要がある。

6.2.2 融解を防ぐための対策

前述したように、融解の原因は固体水素と標的セルとの熱接触が不十分であったためと考えられる。標的セルは水素との接触面積が非常に小さく、熱抵抗が大きい。そこで、図 6.2 に示すように、水素とセルの両方に重なるようにアルミニウム箔を貼り付けることを考えた。これにより、水素とセルとの接触面積が大きくなり、水素の温度を維持出来る、と期待される。アルミニウム箔とビームとの反応がバックグラウンドとなることを防ぐため、ビームの入射位置に重ならないように貼り付ける。この対策により実際に標的が融解しなくなるかを確認するために、テスト実験を行いたいと考えている。

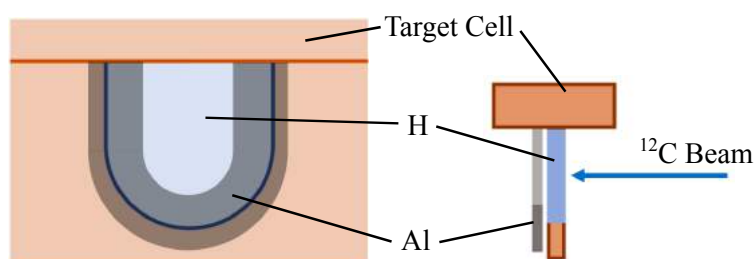


図 6.2 標的セルへのアルミニウム箔の貼りかた

第 7 章

結論

我々は大阪大学 RCNP において、逆運動学反応 $^1\text{H} (^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*\text{p})$ から ^{12}C 原子核の 3_1^- 状態の γ 崩壊確率を測定する実験を行った。この確率は約 10^{-7} と非常に小さいため、バックグラウンドをいかに取り除くかが重要となる。固体水素標的や Gion の導入等によって、バックグラウンドの少ないエネルギースペクトルを得ることができた。得られたスペクトルから、 3_1^- 状態を含む複数の状態について全励起イベントと γ 崩壊イベントの収量を決定した。また、 γ 崩壊スペクトルにおいて、信頼度レベル 97.7% で 3_1^- 状態の有意なピークを初めて確認することができた。

11.2 MeV 付近に、過去に確認されていないピークを確認した。このピークの起源について考察したが、封止膜や Accidental といったバックグラウンドではなかった。各 GAGG 結晶ごとにスペクトルを確認すると、励起エネルギーが見切れていない全ての GAGG に存在した。

実験中の大きな問題として、固体水素標的が実験中に融解した。原因は水素標的とセルとの熱接触が不十分であったためと思われる。標的を維持するための対策として、標的セルにアルミニウム箔を貼り付けることを考えた。

今後はシミュレーションにより幾何学的な効率やゲートによる効率を評価し、 γ 崩壊確率を決定する。また、標的を融解させないための対策を考案したので、この対策により実際にビームを入射しても融けないことを確認したいと考えている。

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にお世話になりました。

指導教官である川畑貴裕准教授には、学部の課題研究からお世話になりました。実験や解析など、研究のあらゆる面でいつも丁寧で明快なご指導をいただきました。本論文の執筆にあたりましても、何度も添削をしていただきました。ありがとうございました。

同研究室の津村美保さんには、固体水素標的を用いた実験の先輩として、多くのことをご指導いただきました。固体水素標的の作成方法や装置の扱い方といった研究に関わるだけでなく、図面の書き方や事務手続きの方法など、様々なことを教えていただきました。ありがとうございました。

また、本実験にご協力いただきました同研究室の古野達也さん、村田求基さん、阪上朱音さん、七村拓野さん、稲葉健斗さん、越川亜美さん、武田朋也さん、鈴木一輝さん、藤川祐輝さん、RCNP の足立智さん、東北大 CYRIC の松田洋平さん、理研の久保野茂さん、原田知也さん、東大の渡辺珠以さん、岡山大の王岩さん、宮崎大の前田幸重さん、ブリュッセル自由大学の Michele SferrazzaL 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、RCNP 技術職員の方々にも大変お世話になりました。加速器オペレータの方々には、長時間にわたるビームタイムの間、絶えず加速器の調整をしていただきました。ありがとうございました。

反跳陽子検出器 Gion の開発にあたりましては、池田金属工業の池田元一さんや従業員の方々にお世話になりました。無理を言って納期を早めていただき、実験までに架台を作成いただいたこと、大変感謝しております。

同研究室の永江知文教授、成木恵准教授、村上哲也講師、藤岡宏之助教、新山雅之助教には修論中間発表や学会発表練習など、多くの場面で助言をいただきました。ありがとうございました。

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] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, and M. L. Rachti, *Nucl. Phys. A* **656**, 3–183 (1999).
- [2] F. Anzenberg-Selove, *Nucl. Phys. A* **506**, 158 (1990).
- [3] M. Itoh, H. Akimune, M. Fujiwara, U. Garg, N. Hashimoto, T. Kawabata, K. Kawase, S. Kishi, T. Murakami, K. Nakanishi, Y. Nakatsugawa, B. Nayak, S. Okumura, H. Sakaguchi, H. Takeda, S. Terashima, M. Uchida, Y. Yasuda, M. Yosoi, and J. Zenihiro, *Phys. Rev. C* **84**, 1–6 (2011).
- [4] W. R. Zimmerman, M. W. Ahmed, B. Bromberger, S. C. Stave, A. Breskin, V. Dangendorf, Th. Delbar, M. Gai, S. S. Henshaw, J. M. Mueller, C. Sun, K. Tittelmeier, H. R. Weller, and Y. K. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 152502 (2013).
- [5] Tz. Kokalova, M. Freer, Z. Buthelezi, J. Carter, R. W. Fearick, S. V. Förtsch, H. Fujita, R. Neveling, P. Papka, F. D. Smit, J. A. Swartz, and I. Usman, *Phys. Rev. C* **87**, 057307 (2013).
- [6] D. Chamberlin, D. Bodansky, W. W. Jacobs, and D. L. Oberg, *Phys. Rev. C* **10**, 909–911 (1974).
- [7] F. Hoyle and W. A. Fowler, *Astrophys. J* **132**, 565 (1960).
- [8] S. Wanajo, H. T. Janka, and S. Kubono, *Astrophys. J* **729**, 46 (2011).
- [9] P. M. Endt, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **55**, 171–197 (1993).
- [10] W. W. Daehnick and R. Sherr, *Phys. Rev.* **4**, B934–B947 (1964).
- [11] D. J. Baugh, G. W. Greenlees, J. S. Lilley, and S. Roman, *Nucl. Phys.* **65**, 33–42 (1965).
- [12] J. Kirk Dickens, D. A. Haner, and C. N. Waddeell, *Phys. Rev.* **132**, 2159–2168 (1963).
- [13] P. D. Greaves, V. Hnizdo, J. Lowe, and O. Karban, *Nucl. Phys. A* **179**, 1–22 (1972).
- [14] L. N. Blumberg, E. E. Gross, A. van der Woude, A. Zucker, and R. H. Rassel, *Phys. Rev.* **147**, 812–825 (1966).

-
- [15] S. Kato, K. Okada, M. Kondo, K. Hosono, T. Saito, N. Matsuoka, K. Hatanaka, T. Noro, S. Nagamachi, H. Shimizu, K. Ogino, Y. Kadota, S. Matsuki, and M. Wakai, *Phys. Rev. C* **31**, 1616–1632 (1985).
- [16] Y. Matsuda, H. Sakaguchi, J. Zenihiro, S. Ishimoto, S. Suzuki, H. Otsu, T. Ohnishi, H. Takeda, K. Ozeki, K. Tanaka, S. Terashima, Y. Maeda, T. Kobayashi, A. Koreeda, and K. Kamei, *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A* **643**, 6–10 (2001).
- [17] A. Erell, J. Alster, J. Lichtenstadt, M. A. Moinester, J. D. Bowman, M. D. Cooper, F. Irom, H. S. Matis, E. Piasezky, and U. Sennhauser, *Phys. Rev. C* **34**, 1822 (1986).