

2022 年度

修士論文

α 非弾性散乱を用いた Hoyle 状態の 電磁崩壊確率測定

大阪大学 理学研究科 物理学専攻

原子核実験研究室

辻 聖也

目次

1	概要	2
2	序論	4
2.1	元素合成の歴史	4
2.2	恒星の進化と熱核反応	4
2.3	Hoyle 状態の電磁崩壊確率の測定	6
3	実験	9
3.1	Si 半導体検出器	9
3.2	波形解析による粒子識別	9
3.3	実験セットアップと運動学計算	14
3.4	データ収集回路	19
4	解析	24
4.1	解析するイベントの選択	24
4.2	波形解析による散乱 α 粒子の識別	24
4.3	^{12}C の励起エネルギースペクトル	25
4.4	タイミング補正	30
4.5	シミュレーションとの比較	36
4.6	^{12}C の電磁崩壊のバックグラウンド除去	42
4.7	結果	44
5	考察と今後の展望	48
5.1	考察	48
5.2	今後の展望	54
6	まとめ	55

1 概要

宇宙の元素合成過程において重要な反応の一つは3つの α 粒子から ^{12}C 原子核を合成するトリプルアルファ反応である。この反応では、2つの α 粒子が合成して形成された ^8Be の共鳴状態に、さらに α 粒子が捕獲されることで、主に ^{12}C の励起エネルギー7.65 MeV (0^+)の励起状態が形成される。フレッド・ホイルが予言したことで知られるこの状態はHoyle状態と呼ばれている。Hoyle状態が約 10^{-5} の確率で γ 線もしくは電子・陽電子対を放出して電磁崩壊することによって、 ^{12}C の基底状態が生成される。したがって、Hoyle状態の ^{12}C が基底状態に遷移する確率は ^{12}C の合成速度を決定する上で、極めて重要な物理量である。

Hoyle状態の電磁崩壊幅は1970年代までに精力的に測定され、ほとんどの結果はその重みつき平均値 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 4.16(11) \times 10^{-4}$ と誤差の範囲内で一致しており、この平均値が多く元素合成計算に使われてきたが、近年、この電磁崩壊幅を約50%上方修正するという衝撃的な報告がなされた。もしこの報告が正しければ、元素合成過程に対して多大な影響を及ぼす。

そこで我々は、 α 粒子と ^{12}C の非弾性散乱において、散乱された α 粒子、励起した後電磁崩壊によって脱励起した反跳 ^{12}C 、および励起された ^{12}C が放出する崩壊 γ 線を同時に測定することを着想した。散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C はSi半導体検出器で検出し、崩壊 γ 線は25個のLaBr₃(Ce)検出器からなるROSPHERE検出器アレイによって検出した。一つの実験セットアップで反跳 ^{12}C と崩壊 γ 線を同時に測定することで、電磁崩壊確率の議論に終止符を打てると期待される。

本論文では、Si半導体検出器を用いた散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の同時計測とその解析について報告する。データ解析では、取得したデータのうちの約3%について、Flash Digitizerを用いて取得したSi検出器からの出力信号に対して波形解析を行った。さらに散乱 α 粒子と反跳粒子の間のエネルギーと角度の相関を用いてイベント選択を行った。そして、これらのバックグラウンド事象を取り除き、散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の同時計測事象数からHoyle状態の電磁崩壊幅を決定した。得られた電磁崩壊確率は $(3.2 \pm 0.5(\text{sta}) \pm 0.3(\text{sys})) \times 10^{-4}$ であり、過去の平均値よりも3割程度小さい値となった。不適切なデータ解析により、電磁崩壊確率が過小に評価されている可能性を検討したところ、幾何的な検出効率を評価するシミュレーション計算に改良の必要があることが分かった。また、バックグラウンドを削減するためのイベント選択に問題が残されている可能性も排除できなかった。

今後は、シミュレーション計算を改良し、幾何的な検出効率の正確な評価を行う。また、未解析のデータを解析して統計誤差を縮小するとともに、イベント選択の妥当性を精査して、解析結果の信頼性を向上に努める。

2 序論

2.1 元素合成の歴史

太陽などの恒星は如何にして莫大なエネルギーを生み出しているのか、かつてこれは物理学における大きな疑問であった。太陽が石炭から出来ているという説や、太陽内部の重力エネルギーが放出されているという説など、様々な説が提案されたがいずれの説においても太陽の寿命が1億年以下であると結論付けられ、地質学的に推定されていた地球の年齢と明らかな矛盾が生じていた。そんな状況のなか、1939年にハンス・ベータによって陽子-陽子連鎖反応とCNOサイクルが提唱されたことで、核融合反応をはじめとする原子核反応が恒星のエネルギー源であると確立された[1]。

このことは、恒星内部のエネルギー生成だけでなく、宇宙の元素合成にも重要な事実であった。当初、宇宙におけるすべての重元素はビッグバン直後の高温・高密度状態において合成されたと考えられていたが[2]、質量数5と8の安定核が存在しないという「壁」の問題が考慮されていなかった。その後、林忠四郎によって、ビッグバン直後にはHeまでの元素が合成されたという現代的な描像が提案されたが[3]、Heよりも重い元素の合成については未解明のままであった。重元素を合成する過程についての理解は、1953年にフレッド・ホイルが3つの ^4He 原子核から ^{12}C を合成するトリプル・アルファ反応を促進する共鳴状態(Hoyle状態)の存在を予言したことがきっかけとなった[4]。これによって「質量数5と8の壁」を乗り越えて ^{12}C を生成する機構が解き明かされ、恒星内部における重元素合成のシナリオが確立されるに至った。

2.2 恒星の進化と熱核反応

恒星内部での原子核反応は、原子核同士が熱運動により衝突する熱核反応である。この節では、恒星の進化を追いながら、恒星の内部で起こる熱核反応について述べる。

2.2.1 原始星から主系列星、水素燃焼

宇宙に漂うガスやちりの集まりである星間雲が重力により周囲のガスやちりを集めて成長すると、中心部へ落ちた物質の重力エネルギーにより、温度と圧力が上昇し、やがて圧力と重力が釣り合ったコアが形成される。コアはさらに周囲の物質を巻き込んで成長し、原始星が誕生する。はじめ、原始星の中心温度は熱核反応を起こせる温度よりも低いが、次第に自身の重力で収縮し、中心温度が1000万度を超えると水素の核融合(水素燃焼)

が始まり、主系列星へと移行する。質量が太陽の 0.08 倍に満たない場合、水素燃焼が始まる前に重力収縮が終わり、そのまま褐色矮星となる。

主系列星へと移行した恒星の中心部では、放出するエネルギーによる膨張圧と重力による収縮圧が釣り合い、安定した水素燃焼が継続する。水素燃焼には陽子-陽子 (pp) 連鎖と CNO サイクルと呼ばれる 2 つの過程があり、これらの過程は共に結果的に ${}^4\text{He}$ を生成するので、徐々にコアに ${}^4\text{He}$ が蓄積されていく。

2.2.2 ヘリウム燃焼

恒星の中心部に ${}^4\text{He}$ が蓄積されると、次は ${}^4\text{He}$ の燃焼が始まることが期待される。しかし、 ${}^4\text{He}$ より重たい元素への合成に対しては、「質量数 5 と 8 の壁」が存在しており、 ${}^4\text{He}$ がどのように燃焼するのかは自明ではない。前述したように、この問題はフレッド・ホイルによって解決されたことが知られている。ホイルは「質量数 5 と 8 の壁」を突破するには、3 つの ${}^4\text{He}$ (α 粒子) から ${}^{12}\text{C}$ を生成するトリプルアルファ反応を経由する必要があると着想し、この反応を促進する共鳴準位の存在を予言した。ホイルの予言からほどなく、この共鳴準位は ${}^{12}\text{C}$ の 0_2^+ 状態として実験的に発見され、ビッグバン直後とは異なる高密度の恒星中であれば、トリプルアルファ反応によって重元素の合成が可能になることが示された。今日では、ホイルの予言した ${}^{12}\text{C}$ の 0_2^+ 状態は Hoyle 状態と呼ばれている。

トリプルアルファ反応の経路を図 1 に示す。2 つの ${}^4\text{He}$ の共鳴状態である短寿命の ${}^8\text{Be}$ に ${}^4\text{He}$ が新たに捕獲されることで、3 つの ${}^4\text{He}$ からなる 3α 共鳴状態が ${}^{12}\text{C}$ の励起状態として生成される。この状態が電磁相互作用により脱励起することで基底状態の ${}^{12}\text{C}$ が生成される。この脱励起過程には図 1 に青矢印で示した 2_1^+ 状態を経由する γ 崩壊と、赤矢印で示した 0_1^+ 状態へ直接崩壊する電子・陽電子対崩壊がある。しかし、 3α 共鳴状態を生成するには ${}^4\text{He}$ が ${}^8\text{Be}$ との間のクーロン障壁を超えなければならない。そのためトリプルアルファ反応が開始されるには、 10^8 K を超える高温である必要がある。

中心部に He のコアが形成された星ではコア表面において水素燃焼が継続する。これを水素殻燃焼と呼ぶ。太陽の 0.5 倍の質量以上の星では水素殻燃焼で生成された He がコアをさらに成長させ、中心温度がトリプルアルファ反応を開始するのに十分な高さまで上昇する。約 10^8 K におけるトリプルアルファ反応は主に 3α 崩壊の閾値に近い Hoyle 状態を経由する。生成された Hoyle 状態は、大半がもとの ${}^4\text{He}$ に崩壊するが、稀に電磁崩壊して ${}^{12}\text{C}$ の基底状態へ至る。このため、Hoyle 状態の電磁崩壊確率はトリプルアルファ反応率を決める重要なパラメータであり、ヘリウム燃焼後の ${}^{12}\text{C}$ の存在比に大きな影響を及ぼす。

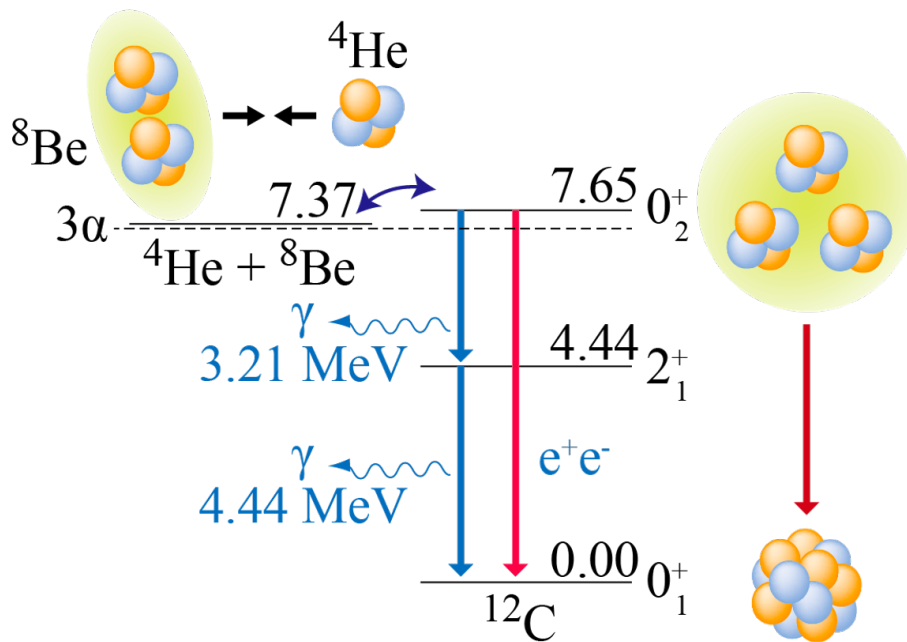


図1 トリプルアルファ反応の経路図

2.3 Hoyle 状態の電磁崩壊確率の測定

前節で述べたように、Hoyle 状態の脱励起には 2_1^+ 状態を経由する γ 崩壊と、 0_1^+ 状態へ直接崩壊する電子・陽電子対崩壊の二つの過程がある。 γ 崩壊確率は、Hoyle 状態の全幅 Γ を用いて、 Γ_γ/Γ と表記され、電子・陽電子対崩壊確率は Γ_π/Γ と表される。Hoyle 状態の電磁崩壊確率はこれらの和で表され、 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = (\Gamma_\gamma + \Gamma_\pi)/\Gamma$ と表記される。

図2に示すように Hoyle 状態の電磁崩壊確率の測定は1960年代から70年代にかけて精力的に行われた [5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12]。文献 [6] の結果を除いた全ての実験結果が、文献 [13] に採録されている $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 4.16(11) \times 10^{-4}$ と誤差の範囲内で一致している。

近年、 $^{12}\text{C}(p, p')$ 散乱で励起された Hoyle 状態から逐次的に放出される二つの崩壊 γ 線の測定が行われ、電磁崩壊確率について衝撃的な結果が報告された [14]。図2に赤線の白四角でプロットされているように、報告された値は $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 6.2(6) \times 10^{-4}$ である。これは従来推奨されてきた値から50%以上大きく、もしこれが正しければ宇宙の元素合成に大きな影響を与える。しかし、図2に青四角でプロットされているさらに新しく行われた測定では、 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 4.3(8) \times 10^{-4}$ というこれまで推奨されてきた値と矛盾しない結果が報告されている [15]。

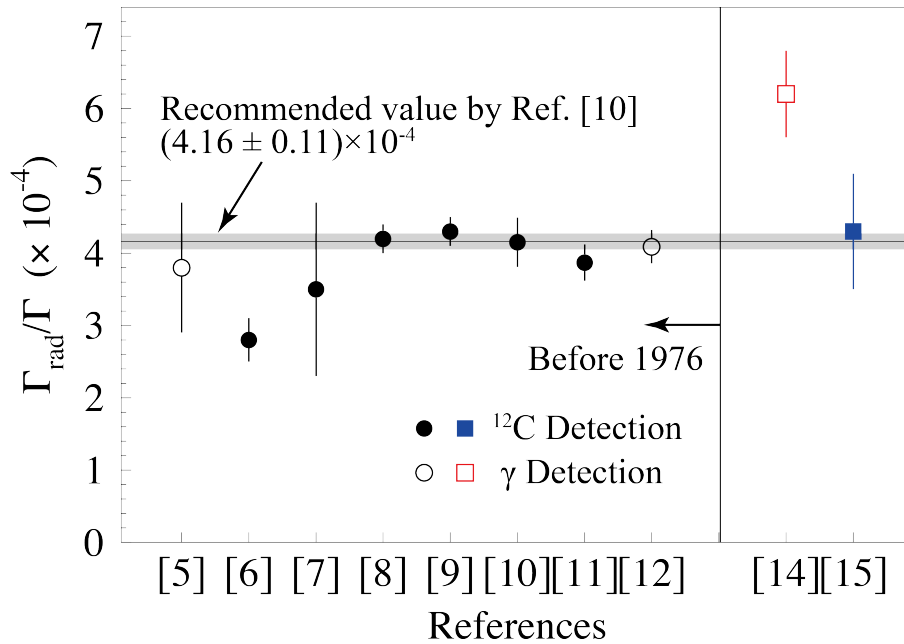


図2 過去に計測された Hoyle 状態の電磁崩壊確率

図2に、塗りつぶした記号で示したデータすなわち、黒丸 [6, 7, 8, 9, 10, 11] で示した1970年代以前の大抵の測定と青四角で示した最新の測定 [15] では、様々な核反応から生成された Hoyle 状態が脱励起した後の反跳 ^{12}C を測定している。しかし、文献 [14] の著者らは、反跳 ^{12}C の測定では、10 kHz を超える計数率下での同時計測を行う必要があり、この方法によって Hoyle 状態の電磁崩壊確率を決定することは、偶然同時計測による誤差が大きくなるため適切でないと主張している。一方、図2に白丸で示した結果 [5, 12] は文献 [14] の結果と同様に崩壊 γ 線の測定によって得られた結果であるが、文献 [14] の結果とは異なり、文献 [13] で推奨されている値と測定誤差の範囲で一致している。この結果について、文献 [14] の著者らは、これらの古い測定では γ 線の検出効率の推定に不備があったと主張している。

そこで我々は、 ^{12}C と α の非弾性散乱によって励起された Hoyle 状態が脱励起した反跳 ^{12}C と放出される崩壊 γ 線の両方を同じセットアップで測定することで Hoyle 状態の電磁崩壊確率の決定することを計画した。散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C は Si 半導体検出器で測定し、崩壊 γ 線は 25 個の $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 検出器からなる ROSPHERE γ 線検出器アレイ [16] を用いて測定する。反跳 ^{12}C と崩壊 γ 線を一つの実験セットアップで測定すれば、Hoyle 状態の電磁崩壊確率についての一連の議論に結論を導けると期待できる。

本研究では、上述した実験の Si 半導体検出器で測定した散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の実

験データの解析を行った。データ解析では、Flash Digitizer を用いて取得した Si 検出器からの出力信号に対して波形解析を行った。この解析によってバックグラウンド事象を取り除き、散乱 α 粒子 と反跳 ^{12}C の同時計測事象数から、電磁崩壊確率を決定した。

3 実験

3.1 Si 半導体検出器

本実験では、Micron Semiconductor 社のリング型 double-sided Si strip detector (DSSD) design S1 という Si 半導体検出器を散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の測定に用いた。この DSSD 検出器の模式図を図 3 に示す。有感領域の内径と外径はそれぞれ、24 mm と、48 mm である。ジャンクション面は 1.5 mm 間隔で円弧状に 16 ストリップに分割されている。さらに円周方向は 90° ごとに 4 つのセグメントに分割されているので、ジャンクション面の合計の読み出しチャンネル数は 64 となる。一方、ジャンクション面の裏側のオーミック面は放射状に 16 分割されている。この DSSD 検出器のストリップ構造によって、検出した粒子の散乱角度を決定することが可能となり、散乱 α 粒子のエネルギーと散乱角度から、 ^{12}C の励起エネルギーを計算することができる。

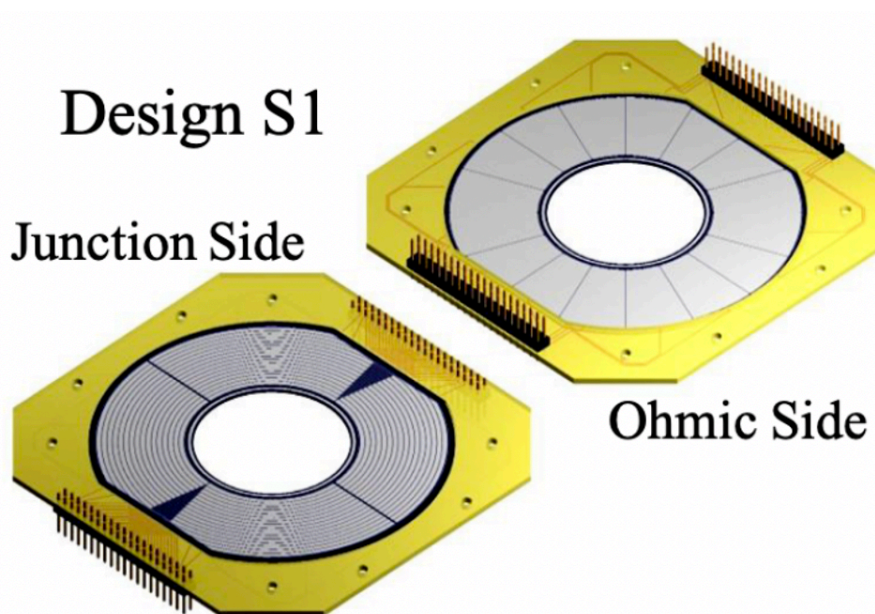


図 3 Si 半導体検出器の模式図 [17]

3.2 波形解析による粒子識別

本実験ではいくつかの種類荷電粒子、 α 、 ^{12}C 、 p 、 d などが散乱されるため、これらの粒子を識別してイベントを選択しなければならない。本研究では Si 半導体検出器の出

力信号を波形解析することにより粒子識別を行う。この手法はすでに先行研究によって確立されている [18]。本節では波形解析による粒子識別技術の概略について述べる。

3.2.1 半導体検出器の動作原理

結晶性物質では、電子のとり得る準位は、価電子帯、禁制帯、伝導帯の3つの領域からなるバンド構造を成す(図4)。禁制帯の幅 E_g の大きさによって物質の電気的性質が変化する。半導体は、導体と絶縁体の中間的な性質を持ち、禁制帯の幅が小さいので熱励起した一部の電子が自由電子となり得る。

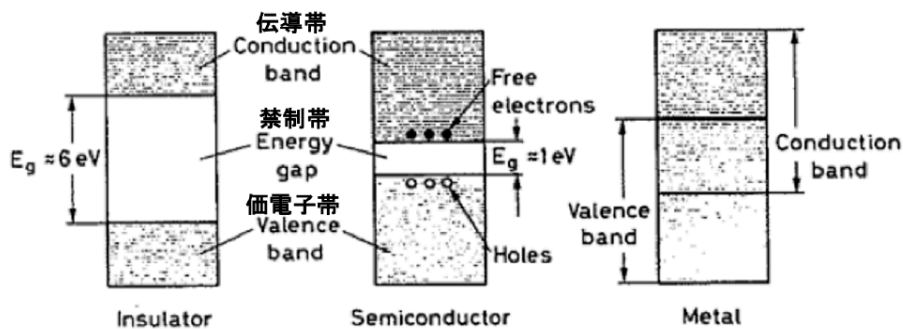


図4 絶縁体 (Insulator)、半導体 (Semiconductor)、金属 (Metal) のエネルギーバンド構造。文献 [19] の図 10.1 を一部改変。

半導体に不純物を添加することで、エネルギーバンドが変化する(図5)。4 価の原子である Si に 5 価の不純物を添加すると電子が 1 つ余剰となり、禁制帯中の伝導帯付近に不純物準位を形成するため、電子は容易に励起され自由電子となる。このように 5 価の不純物を添加した半導体を N 型半導体と呼ぶ。逆に、3 価の不純物を混ぜると価電子帯に 1 つ電子が足りない状態になり、禁制帯中の価電子帯付近に不純物準位を生成するため、価電子帯の電子が不純物準位に励起されることによって正孔が生成される。このように 3 価の不純物を添加した半導体を P 型半導体と呼ぶ。

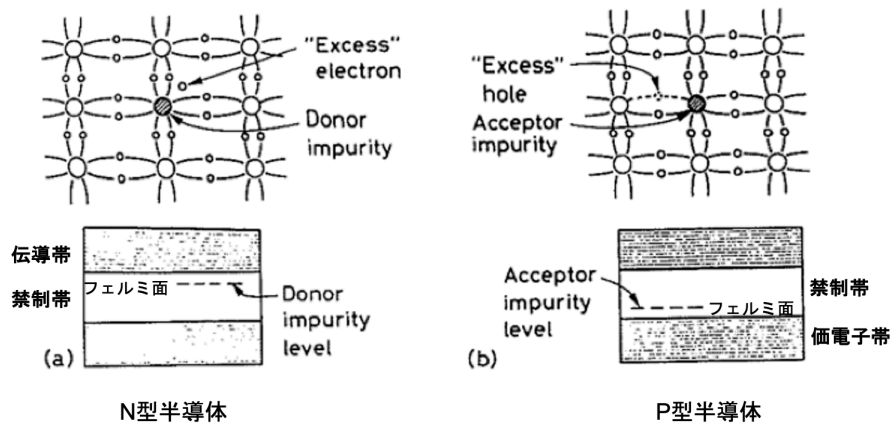


図5 不純物を混ぜた時のエネルギーバンド構造。文献 [19] の図 10.4 を一部改変。

N 型半導体中のフェルミ面は P 型半導体中のフェルミ面より高いエネルギーにあるため、N 型半導体と P 型半導体を接合すると、N 型半導体中の電子が P 型半導体側へ移動する。このとき、N 型半導体が正に、P 型半導体が負に帯電することによって、電位勾配が生じ、両者のフェルミ面が同じエネルギーになる。P 型半導体側へ流入した電子は正孔と結合するので、結果として、N 型半導体と P 型半導体の接合面には多数キャリアが存在しない空乏層が形成される (図 6)。この領域に放射線が入射すると、価電子帯から電子が伝導帯に励起されてキャリアが発生し、電位勾配によって読み出される。さらに PN 接合半導体に逆バイアスの電圧をかけると、それぞれのキャリアが接合部のポテンシャル壁を超えて再結合し空乏層が拡大する。full-depletion 電圧と呼ばれる、検出器全面が空乏層となる電圧をかけることで、検出器全体が有感領域となり、入射した放射線のエネルギーを正しく読み出すことができる。

また、本研究で用いた Si 半導体検出器は、Neutron Transmutation Doping (NTD) 法と呼ばれる、Si 単結晶を原子炉内に配置して、中性子を照射する方法で製造された N 型半導体を用いた Si 半導体検出器である。NTD 法によって製作された N 型半導体は、従来の不純物元素をドーピングする方法では得られなかった結晶の均一性を示す。Si 半導体検出器を用いた波形解析では結晶の非均一性が波形に影響を及ぼすとされており、NTD-Si 半導体検出器の粒子識別能は、通常の Si 半導体検出器よりも優れていることが確認されている [18]。

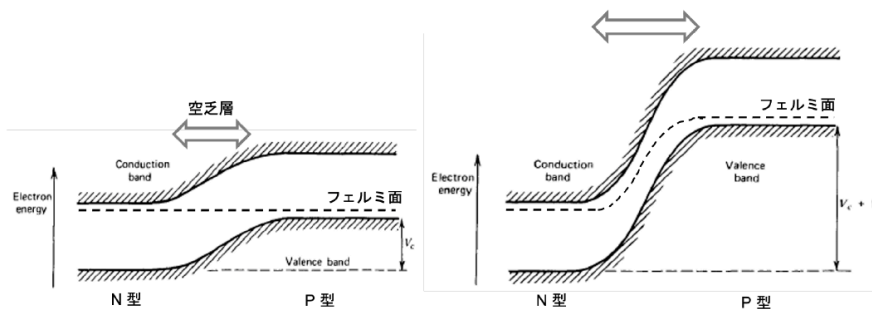


図6 PN 接合によるエネルギーバンドの変化。文献 [20] の図 11.9 の一部を改変。

3.2.2 粒子種別と出力波形の関係

Si 半導体検出器に荷電粒子が入射すると、同じエネルギーの粒子であっても種類によって停止する深さ、励起される電子・空孔対の空間分布が異なるため、検出器からの出力信号の波形が変化すると期待される。Si 半導体検出器内部における電位勾配は、ジャンクション面近傍よりもオーミック面近傍において緩やかであり、電子対・空孔対の空間分布が出力信号波形に反映されやすい。このため、波形解析による粒子識別を行う場合には、荷電粒子を Si 半導体検出器のオーミック面から入射させることが望ましい。そこで、我々は先行研究に置いて Si 半導体検出器の粒子識別能を評価するために約 3 MeV の p , d , α を用いてテスト実験を行った [18]。これらの粒子をオーミック面から Si 半導体検出器へ入射させ、検出器からの出力信号を電荷積分型前置増幅器 (Mesytec 社製 MPR-16) へ入力して処理した後に、500 MHz Flash ADC (CAEN 社製 V1730) を用いて 8 μ s 間 (4096 サンプル) の波形を取得した。取得した波形を図 7 に示す。この図からは期待されたように、 p , d , α の三種類の粒子に対し立ち上がり時間が異なることが確認できた。

3.2.3 A_{max} と粒子エネルギーの相関

粒子の種類によって立ち上がり時間に変化が生じるということは、その信号波形の微分形において振幅に変化があると期待される。そこで波形を微分した信号を用いて、いくつかの粒子識別用のパラメータを検討したところ、微分波形の最大振幅である A_{max} が最も識別精度が優れたパラメータであることがわかった。MPR-16 を用いて取得した p , d , α 粒子の平均微分波形を図 8 に示す。入射粒子から検出器への線エネルギー付与が大きいほど、出力信号の立ち上がりが遅くなるため、 A_{max} が小さくなると考えられる。

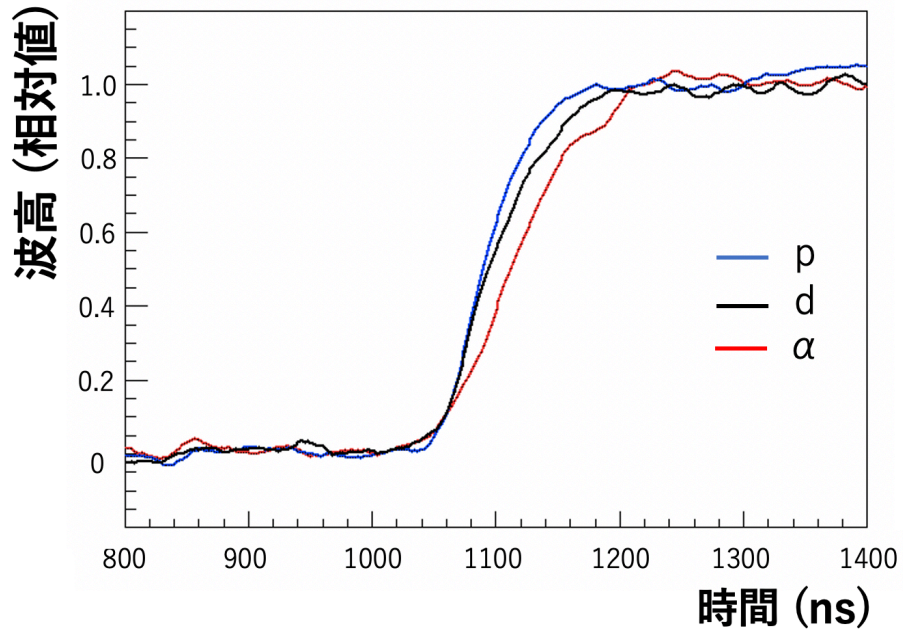


図7 3 MeV の p , d , α 粒子に対する電荷積分型前置増幅器からの出力波形

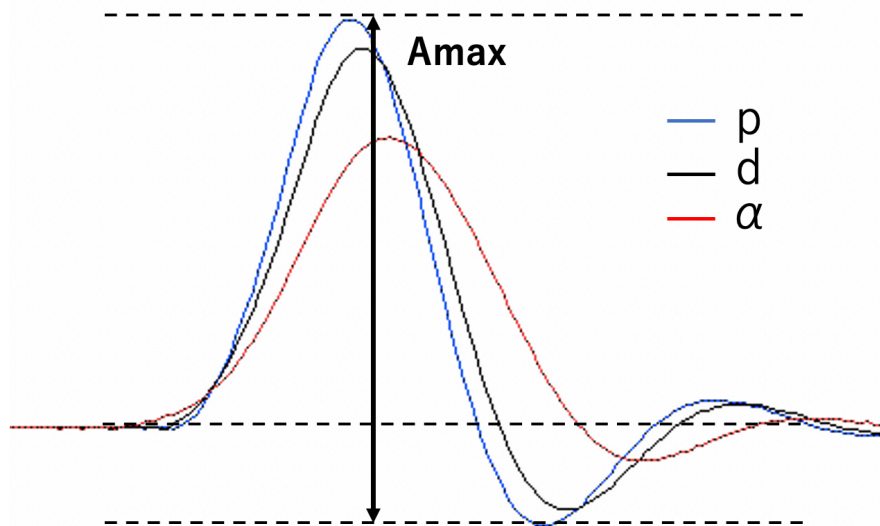


図8 MPR-16 を用いて取得した p , d , α 粒子の平均微分波形

3.3 実験セットアップと運動学計算

3.3.1 実験セットアップ

本実験は、ルーマニア・ブカレスト近郊の Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH) の 9 MV タンデム加速器施設において実施した。実験セットアップの模式図を図 9 に示す。本実験では散乱槽の中心に厚さ $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ の ^{12}C 標的を設置し、9 MV のタンデム加速器によって 25 MeV に加速された α ビームを照射した。DSSD 検出器の設置位置は、3.3.2 節で述べるように α 粒子と ^{12}C の二体散乱の運動学計算によって最適化を行い、標的から 40 mm 下流とした。波形解析による粒子識別を行うために、DSSD 検出器はオーミック面が標的に対向するように設置した。また、図中の散乱槽を囲むように配置されているのは、25 個の $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ からなる ROSPHERE γ 線検出器アレイであるが、本論文では、DSSD 検出器で取得した散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C についてのデータ解析のみを行い、ROSPHERE で取得した崩壊 γ 線についてのデータは使用していない。

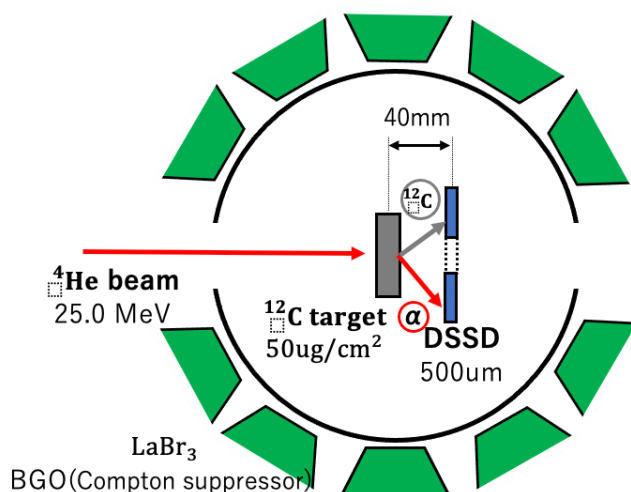


図 9 実験セットアップの模式図

3.3.2 運動学計算

一般に、 0^+ 状態の励起断面積は $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$ において最大となるが、前方角度では反跳粒子のエネルギー低く、測定が不可能である。そのため、より後方角度で励起断面積が極大となる角度を選択して測定を行う必要がある。そこで、今回のビームエネルギー 25 MeV に近い過去の実験データを使って、Hoyle 状態の励起断面積が極大となる角度を決定する。図 10 に、過去に測定された 28.5 MeV の α 粒子と ^{12}C の散乱断面積の角度分布を示す [21]。赤矢印で示した、 $\theta_{\text{cm}} = 24.5^\circ, 48.8^\circ$ において、Hoyle 状態の散乱断面積が極大となる。

28.5 MeV での測定と今回の測定ではエネルギーが異なるため、散乱断面積が極大となる角度は変化すると考えられる。そこで、同じ運動量移行となる角度で断面積が極大となると仮定し、25 MeV で断面積が極大となる角度を決定した。その結果、25 MeV では $\theta_{\text{cm}} = 26.0^\circ, 53.1^\circ$ で極大となると期待される。

しかし、 $\theta_{\text{cm}} = 26.0^\circ$ の場合、実験室系での散乱 α 粒子の放出角度は $\theta_3 = 18.2^\circ$ 、反跳 ^{12}C の放出角度は $\theta_4 = 47.5^\circ$ となり、今回使用したリング型 DSSD 検出器では散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C を同時に検出することは角度的に不可能である。また、反跳 ^{12}C のエネルギーも 0.98 MeV と低く、検出が容易ではない。

一方、 $\theta_{\text{cm}} = 53.1^\circ$ の場合、実験室系での散乱 α 粒子の放出角度は $\theta_3 = 37.7^\circ$ 、反跳 ^{12}C の放出角度は $\theta_4 = 48.8^\circ$ となり、DSSD 検出器で検出可能な角度である。また、反跳 ^{12}C のエネルギーは 3.14 MeV であり、検出するのに十分な大きさである。以上の検討から、 $\theta_3 = 37.7^\circ$ を中心とした領域を測定できるような位置に DSSD 検出器を配置したい。

散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の放出角度の相関を各励起状態に対してプロットしたものを図 11 に示す。これを見ると、散乱 α 粒子の放出角度が $\theta_{\text{lab}}(\alpha) = 32.7^\circ\text{--}42.7^\circ$ のとき、反跳 ^{12}C の放出角度はおよそ $\theta_{\text{lab}}(^{12}\text{C}) = 47.3^\circ\text{--}49.8^\circ$ となる。この範囲を測定できるように DSSD 検出器の標的からの距離を検討したところ、標的から 40 mm 下流に配置するのが最適であると判断した。図 11 中の灰色の帯は DSSD 検出器を標的から 40 mm 下流に配置したときに検出可能な角度領域を示している。

^{12}C の各状態を非弾性散乱によって励起した α 粒子の運動エネルギーを放出角度 $\theta_{\text{lab}}(\alpha)$ の関数としてプロットしたものが図 12 である。図中灰色の帯は DSSD 検出器で取得可能な角度の範囲を示しており、太線部分は DSSD を用いて反跳 ^{12}C と散乱 α 粒子を同時に計測できる角度領域を示している。灰色の帯状領域内かつ、太線部分において最も低いエネルギーはおよそ 7 MeV である。そのため、散乱 α 粒子でトリガーを生成する

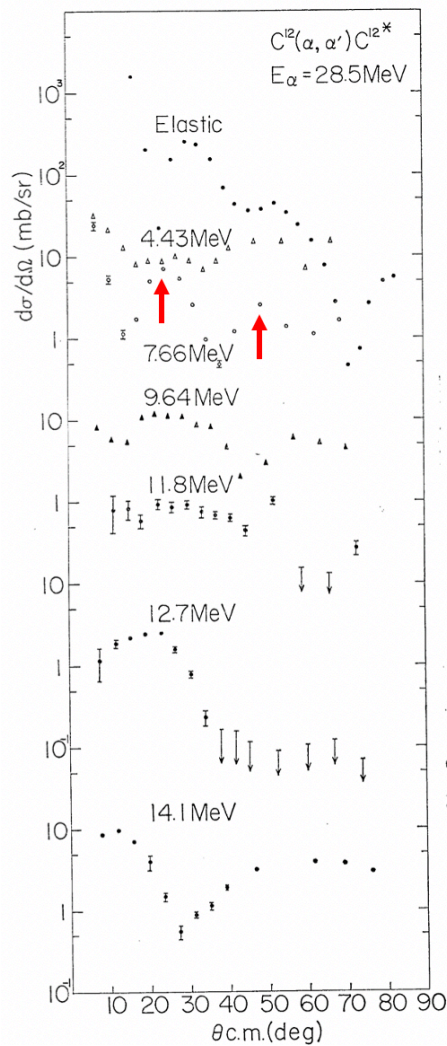


図 10 28.5 MeV の α 粒子と ^{12}C の散乱断面積の角度分布。図中の赤矢印は Hoyle 状態の散乱断面積が極大となる点を指している。文献 [21] の Fig. 3 より転載。

ための Threshold は 7 MeV に設定することとした。

また、各励起した ^{12}C の運動エネルギーを放出角度 θ_{lab} (^{12}C) の関数としてプロットしたものが図 13 である。図 12 と同様に、灰色の帯は DSSD 検出器で測定できる角度範囲を示しており、太線部分は散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C が同時計測できる領域を示している。図 13 を見ると、同時計測される反跳 ^{12}C の最低エネルギーはおよそ 2.2 MeV であるが、Si 検出器で測定するには十分な大きさである。

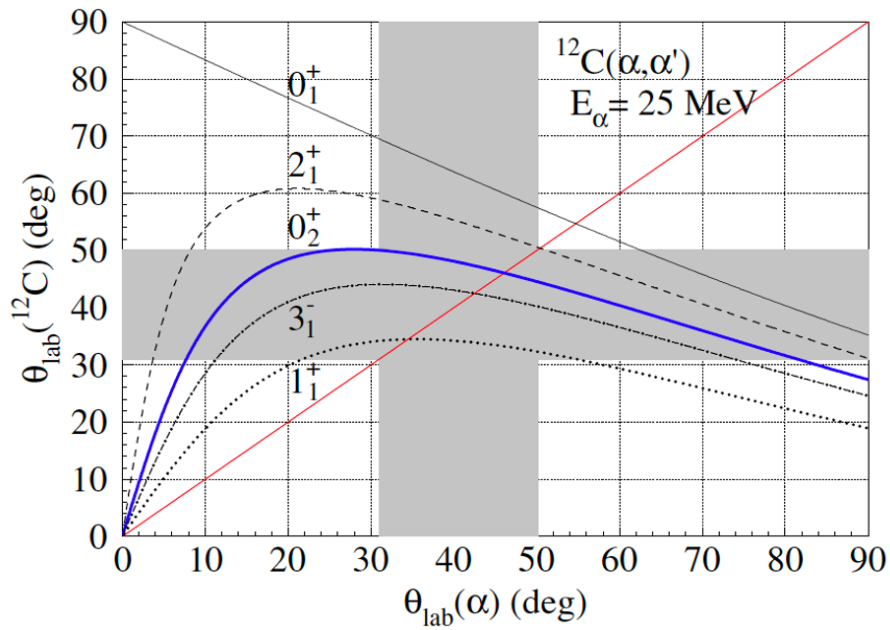


図 11 散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の散乱角度相関

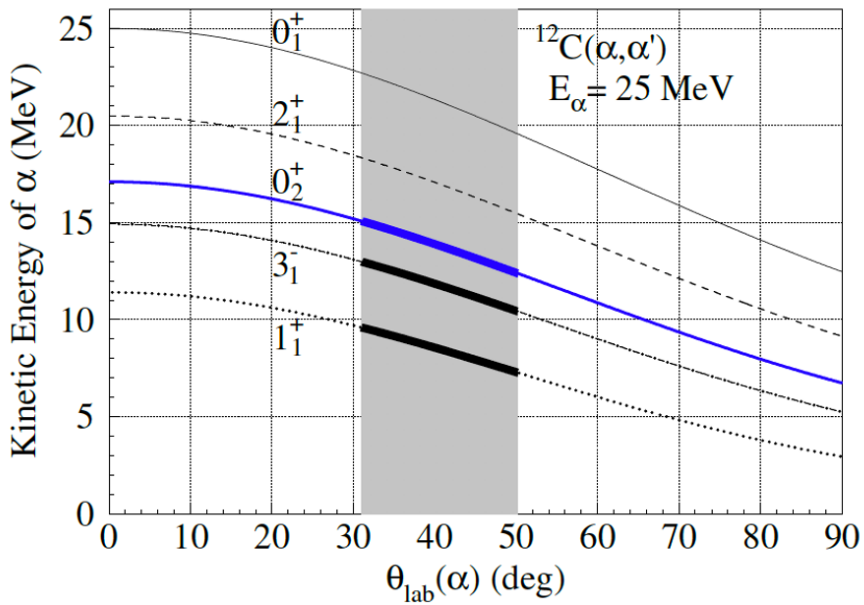


図 12 散乱角度の関数としての散乱 α 粒子の運動エネルギー

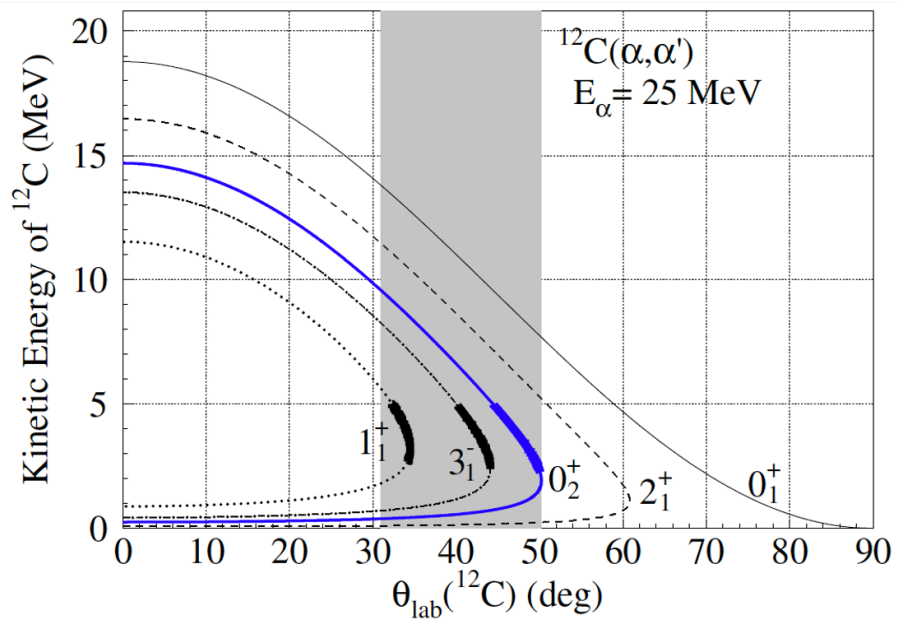


図 13 反跳 ^{12}C の放出角度の関数としてプロットした反跳 ^{12}C の運動エネルギー

3.4 データ収集回路

本節では本実験で用いたデータ収集回路について説明する。図 14 にデータ収集回路の模式図を示す。DSSD 検出器のジャンクション面の 64 ch とオーミック面の 16 ch の出力信号は Mesytec 社製の電荷増幅型プリアンプ MPR-16 もしくは MPR-32 で増幅された後、波形を取得する CAEN 社製の Flash Digitizer V1730 入力する経路と、トリガー信号生成のためのロジック回路へ入力する経路の二つに分岐させる。

ロジック回路はまず、オーミック面の 16 ch の信号が Mesytec 社製の MSCF-16 へ入力される。MSCF-16 は整形アンプとコンスタントフラクショナルディスクリミネータ (CFD) を内蔵したモジュールであり、入力信号を積分時定数を 20 ns、微分時定数を 300 ns に設定した整形アンプで処理した後、CFD を用いて各チャンネルのタイミング信号を生成する。生成されたタイミング信号を V2495 に入力し、全ての信号の論理和をトリガー信号として使用することで、波形データを取得した。波形データを取得する際、V1730 に搭載されている PHA ファームウェアを用いることで、トリガー信号発生前後 160 ns から 640 ns の時間帯の最大波高が約 500 keV 以下のチャンネルの信号は波形取得を抑制し、取得データサイズの削減を図った。

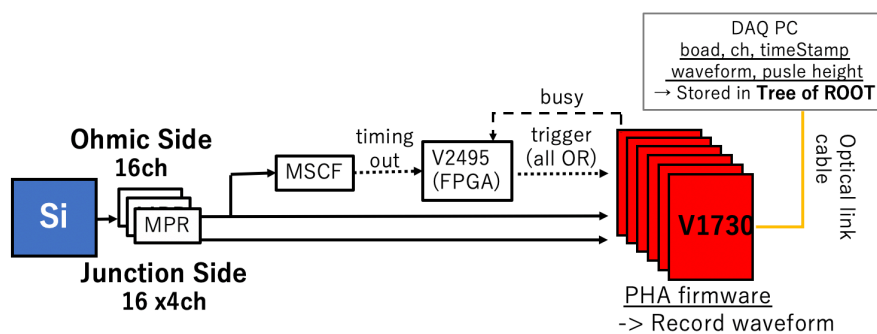


図 14 データ収集回路の模式図

3.4.1 モジュール

本節では、データ収集に使用したモジュールについて説明する。

- V1730

波形取得には CAEN 社製の Flash Digitizer V1730 を使用した。図 15 にその写真を示す。V1730 は 16 ch の入力信号波形を 14 bits、500 MHz のサンプリングレートで読み出すことができる。V1730 には様々なファームウェアが用意されており、波形取得以外にも様々な機能を実装することができる。本実験では PHA ファームウェアを使用して取得データサイズの削減を図った。PHA ファームウェアの機能により、減衰時定数 (25 us) の長い電荷積分形プリアンプからの入力信号を整形して、パイルアップの影響を除去しつつリアルタイムで全 16 チャンネルの信号の波高とタイミングを決定し、波高の低いチャンネルの波形データ取得を抑制した。



図 15 CAEN 社製 Flash Digitizer モジュール V1730 の写真

- MSCF-16

Mesytec 社製 MSCF-16 は整形アンプとコンスタントフラクシオンディスクリミネータ (CFD) を内蔵するモジュールであり、ストリップで分割された Si 検出器を用いた測定に適している。その写真を図 16 に示す。本実験では、オーミック面 16 ch の信号を整形したのち、Threshold の 7 MeV を超える信号に対してタイミング信号を生成した。

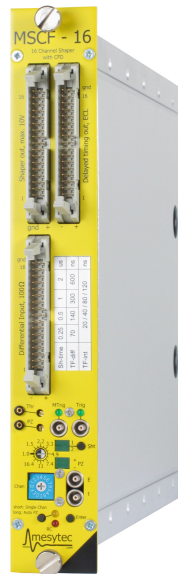


図 16 Mesytec 社製 MSCF-16 の写真 文献 [22] から転載

- MPR-16/32

MPR-16 および MPR-32 は、Mesytec 社製電荷積分型プリアンプである。MPR-16 の仕様を表 1 に、写真を図 17 示す。MPR-32 は MPR-16 二台分の基盤を一つの筐体に収納した製品であり 32 チャンネルの信号を処理することができる。増幅後の信号は、34 ピンの MIL コネクタを経由して、ディファレンシャル信号として出力される。

表 1 MPR-16 の仕様

Output amplitude	0 to ± 4 V
Gain	160 mV/MeV
Number of channels	16
Risetime	12 ns
Decay time	25 μ s
Vias Voltage	± 400 V max



図 17 Mesytec 社製電荷積分型プリアンプ MPR-16 の写真。文献 [23] から転載。

- V2495

CAEN 社製 V2495 は FPGA が内蔵されたロジックユニットである。図 18 にその写真を示す。FPGA にダウンロードするプログラムを書き換えることで、入力信号に対して任意の論理演算を行うことができる。また、V2495 には 3 つの拡張スロットがあり、各種の拡張モジュールを装着することで入出力のチャンネル数や信号規格を変更することができる。本実験では、MSCF-16 から入力されたタイミング信号の全論理和を取ることトリガー信号を生成し V1730 へ出力させた。また V1730 からの busy 信号も入力されており、V1730 のデータ転送が飽和し、データ処理の遅延が生じた場合にトリガー信号の発生を抑制させる目的にも使用した。



図 18 CAEN 社製ロジックユニット V2495 と各種の拡張モジュールの写真。文献 [24] から転載。

4 解析

4.1 解析するイベントの選択

Hoyle 状態が電磁崩壊するイベントでは、反跳 ^{12}C が放出する崩壊 γ 線ないしは電子・陽電子対から受ける偏向の影響を無視すれば、散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C は同じ散乱平面内に放出される。また、今回の測定に使用した DSSD 検出器のジャンクション面は、円周方向に 90° ずつ 4 つのセグメントに分割されている。このため、Hoyle 状態の電磁崩壊イベントでは DSSD 検出器上でビーム軸を挟んで対向する二つのセグメントのそれぞれで 1 粒子ずつの荷電粒子が検出される。そこで、今回の解析では、オーミック面とジャンクション面で各 1 ストリップのみが粒子を検出したセグメントだけを対象とし、オーミック面ないしはジャンクション面で 2 つ以上のストリップで粒子が検出されたセグメントは解析から除外した。

4.2 波形解析による散乱 α 粒子の識別

本実験で 25 MeV の α ビームを ^{12}C 標的に照射したときに DSSD 検出器で得られた測定データに対して波形解析を行った結果を図 19 に示す。縦軸が A_{max} 、横軸はその粒子のエネルギーである。図 19 から、 A_{max} とエネルギーの相関によりによって p 、 d 、 α 、 ^{12}C を分離できていることがわかる。標的との散乱によって飛来した α 粒子の島の上部に連続的に分布しているローカスは、上流のスリットやダクトで散乱されたバックグラウンドの α 粒子である。これらの α 粒子は標的よりも数 10 cm 上流で散乱されているので、標的から飛来する α 粒子に比べ、DSSD 検出器への入射角度が異なる。このため、DSSD 検出器で測定される波形が変化し、 A_{max} を用いて標的から散乱されたと弁別可能になったものと考えられる。今回の解析では、図中の赤枠に囲まれた領域にあるイベントを標的からの散乱 α 粒子とみなした。

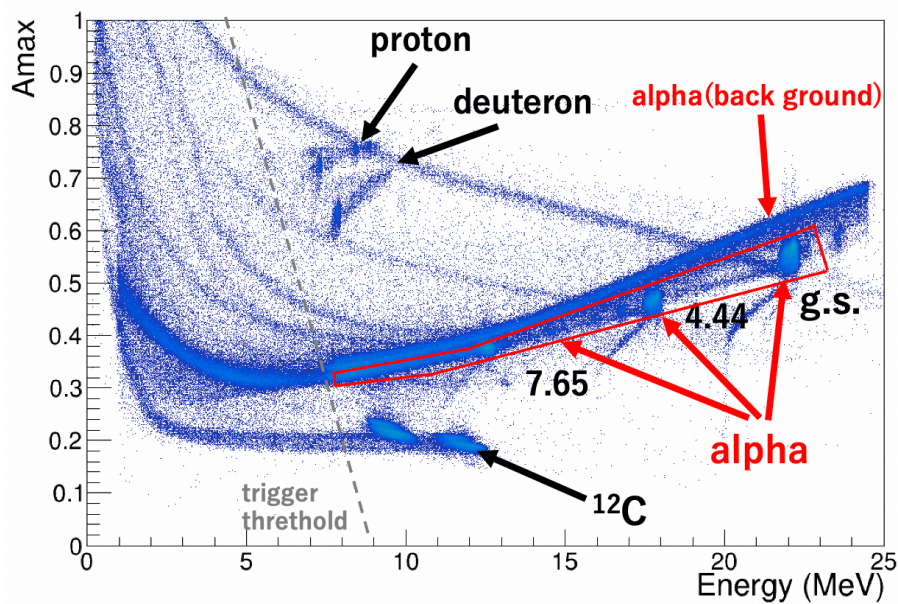


図 19 本実験で、25 MeV の α ビームを ^{nat}C 標的に照射したときに DSSD 検出器で得られた測定データに対する波形解析の結果。縦軸が A_{\max} 、横軸は粒子のエネルギー

4.3 ^{12}C の励起エネルギースペクトル

本実験では 25 MeV の α 粒子と ^{12}C の二体散乱を測定した。散乱の様式図を図 20 に示す。入射 α 粒子の質量と運動エネルギー、および、標的粒子である ^{12}C の質量を m_1 、 E_1 、 m_2 と定義する。散乱 α 粒子の質量と運動エネルギー、散乱角度は m_3 、 E_3 、 θ_3 とおく。また、反跳 ^{12}C の質量と運動エネルギー、反跳角度を m_4 、 E_4 、 θ_4 とおく。

入射 α 粒子の運動エネルギー $E_1 = 25$ MeV は既知であるので、散乱 α 粒子のエネルギー E_3 と角度 θ_3 を測定することによって、運動学の計算から反跳 ^{12}C の励起エネルギー E_x を求めることができる。本研究では、非相対論的近似のもとで、運動量保存則とエネルギー保存則の式から、以下の通り、 E_x の計算を行った。

- エネルギー保存則

$$E_1 = E_3 + E_4 + E_x \quad (1)$$

- 運動量保存則

$$\sqrt{2m_1E_1} = \sqrt{2m_3E_3} \cos \theta_3 + \sqrt{2m_4E_4} \cos \theta_4 \quad (2)$$

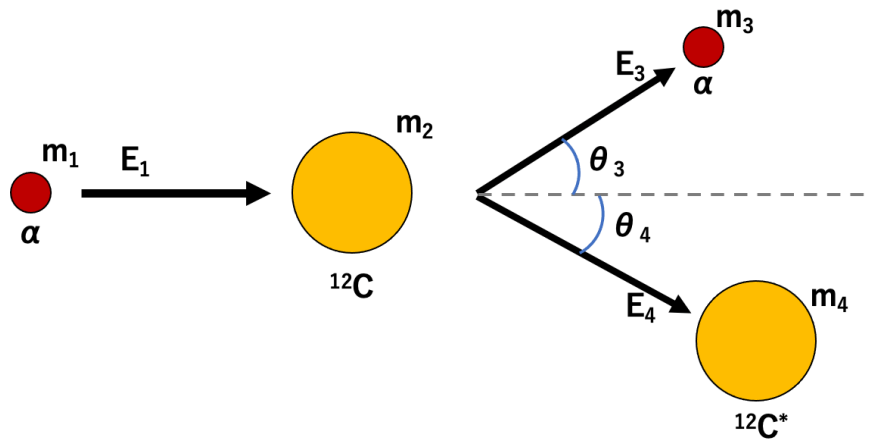


図 20 ^{12}C と α の二体散乱の模式図

$$0 = \sqrt{2m_3 E_3} \sin \theta_3 + \sqrt{2m_4 E_4} \sin \theta_4 \quad (3)$$

(1)、(2)、(3) 式を E_x について解くと以下の式が得られる。

$$E_x = E_1 - E_3 - \frac{1}{m_4} \left(m_1 E_1 + m_3 E_3 - 2\sqrt{m_1 E_1 m_3 E_3} \cos \theta_3 \right) \quad (4)$$

(4) 式に測定された散乱 α 粒子のエネルギー E_3 と散乱角度 θ_3 を代入することで、 ^{12}C の励起エネルギー E_x を計算することができる。この計算によって得られた ^{12}C の励起エネルギースペクトルを図 21 に示す。

図 21 では、 ^{12}C の基底及び励起状態として既知の 4 状態、基底状態、 2_1^+ 状態 ($E_x = 4.44 \text{ MeV}$)、 0_2^+ 状態 ($E_x = 7.65 \text{ MeV}$)、 3_1^- 状態 ($E_x = 9.64 \text{ MeV}$) に由来するピークを確認できるが、縦軸を対数目盛としてプロットすると、 $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的中の ^{12}C 以外の不純物に由来するピークを確認することができる。片対数目盛りでプロットした励起エネルギースペクトルを図 22(a) に示す。これを見ると、 $E_x = 3.9 \text{ MeV}$ と、 $E_x = 7.4 \text{ MeV}$ 付近に不純物に由来するピークの存在を確認できる。これらの状態は図 22 (b) に示した ^{13}C 標的を用いた測定で取得した励起エネルギースペクトルでも同じ位置に強いピークを確認できることから ^{13}C に由来する状態であると判断できる。また、スペクトル全体に連続的なバックグラウンドが確認できる。これは α ビームが標的以外の物質 (ダクトなど) と散乱して生じるものであると考えられる。図 22 (c) に Blank 標的を用いて作成した励起エネルギースペクトルを示す。

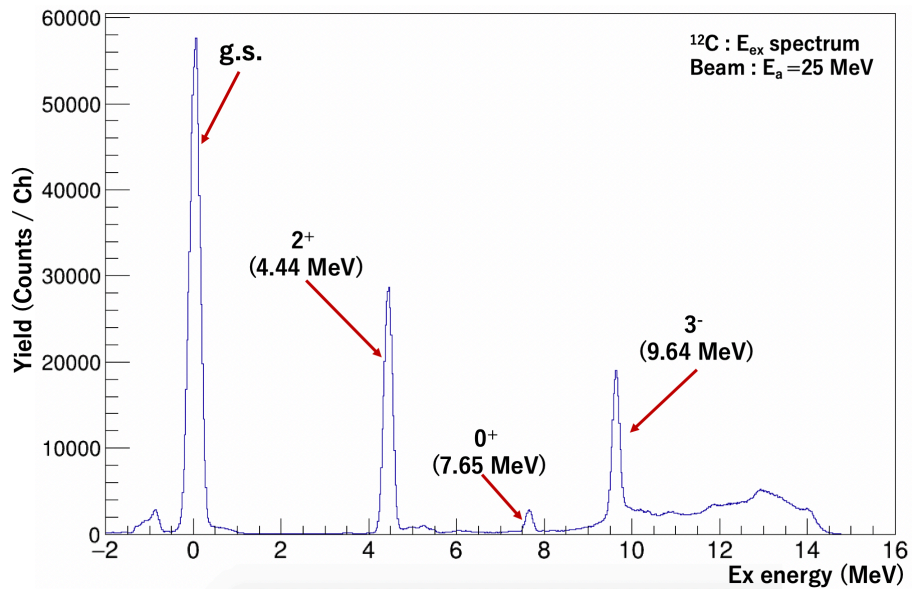


図 21 ^{12}C の励起エネルギースペクトル

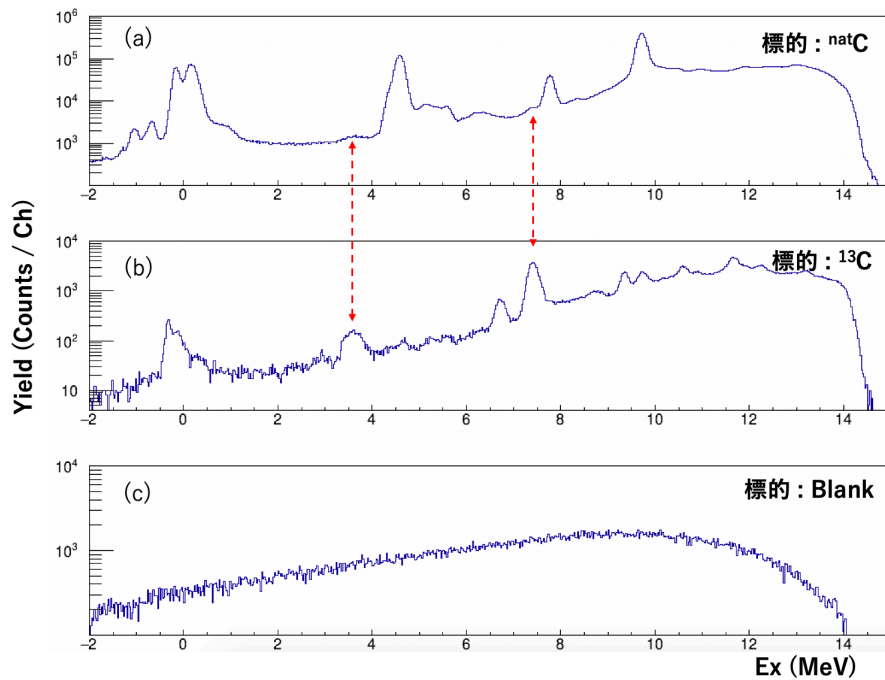


図 22 標的を $^{\text{nat}}\text{C}$ (a)、 ^{13}C (b)、Blank (c) にして取得した励起エネルギースペクトル

4.3.1 ビーム位置の決定

DSSD 検出器の 4 つのセグメントを用いて作成した ^{12}C の励起エネルギースペクトルを図 23 に示す。ただし弾性散乱のピークについてはカウント数が多かったため $E_x < 1.2$ MeV の領域のカウント数を 0.1 倍に縮小して示した。図 23 から見て取れるように、各状態の励起エネルギーがセグメントごとに文献値から大きく異なっていることが確認された。これはビームが標的に入射する位置が標的の中心からズレていたために、DSSD 検出器の各ストリップの標的からの角度が、想定されていた値から変化してしまったことが原因だと考えられる。そこで、ビーム位置のズレを考慮して ^{12}C の励起エネルギーを再計算することで、セグメントごとの励起エネルギーのズレを補正することにした。

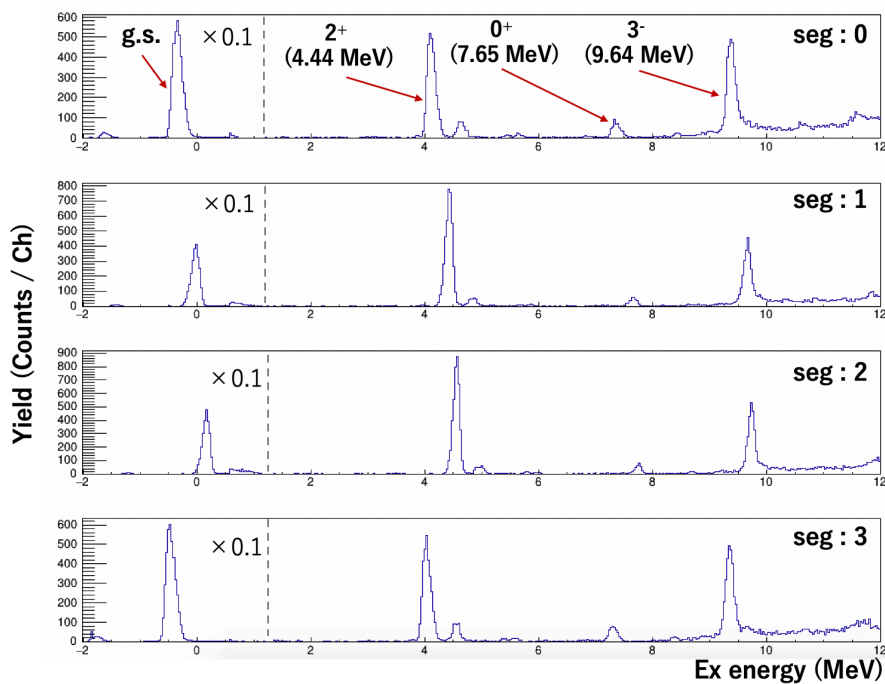


図 23 セグメント毎の励起エネルギースペクトル

各セグメントで決定した励起エネルギーの差が小さくなるようにビーム位置を探索したところ、検出器の中心からみて $X = 2.4$ mm、 $Y = 0.4$ mm の位置が最適であった。この時、各セグメントを用いて作成した ^{12}C の励起エネルギースペクトルは図 24 の通りになった。ピーク位置のズレを完全に解消することはできなかったが、励起エネルギースペクトルに改善が見られ、これ以上ズレが小さくなるビーム位置を探索出来なかったため、

今後の解析では $X = 2.4$ mm、 $Y = 0.4$ mm をビームの中心位置として採用した。

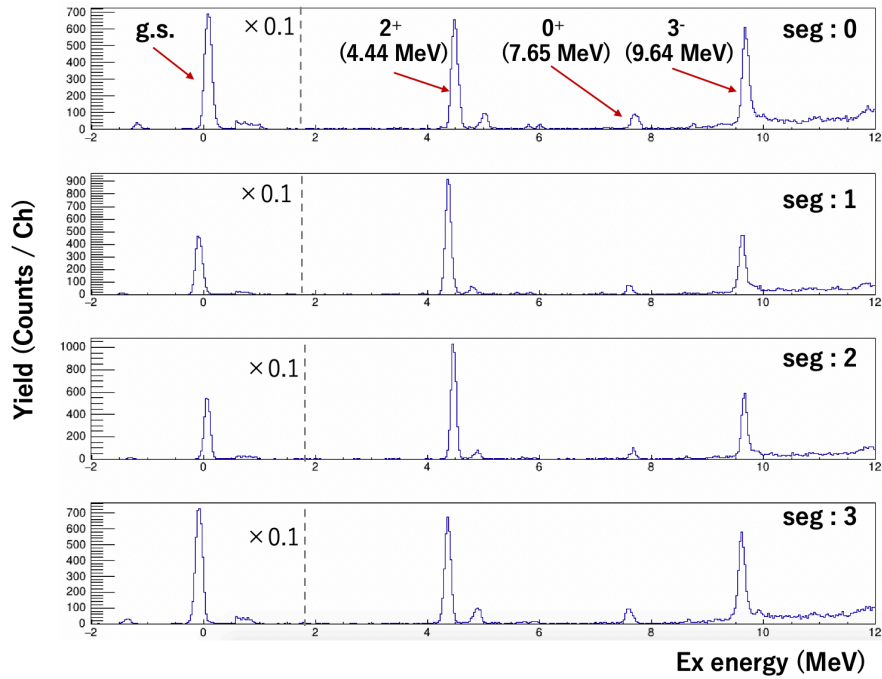


図 24 ビーム位置補正後のセグメント毎の励起エネルギースペクトル

4.4 タイミング補正

本実験では検出器からの信号波形を Flash Digitizer で取得している。DSSD 検出器のオーミック面の 16 ストリップのいずれかにおいて、信号波高が Trigger Threshold を超えたタイミングで Flash Digitizer に対するトリガー信号が生成される。各チャンネルに信号が入力された時刻はトリガー信号との時間差として記録される。ここでは、Flash Digitizer で数値化した時間差のことをタイムスタンプと呼ぶことにする。

データ解析では、このタイムスタンプによって、散乱 α 粒子と反跳粒子の信号がコインシデンスしているかどうかを判別することができる。しかし図 25 に示すように、信号が Trigger Threshold を超えるタイミングは、波形が相似形であってもその波高によって変化する。トリガー信号の生成タイミングが変化すると、同時計測された反跳粒子のタイムスタンプにも影響するため、この影響に対する補正を行う。

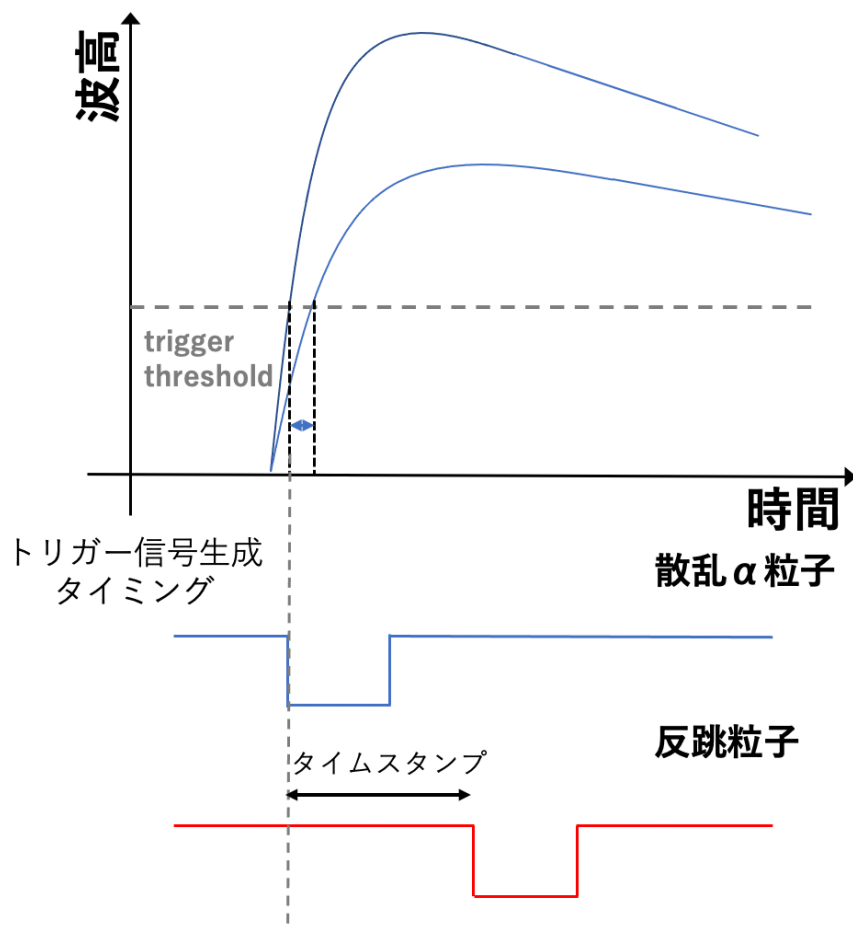


図 25 スルー効果

4.4.1 散乱 α 粒子のエネルギーによる補正

前節で説明した効果を確認するために、縦軸に反跳粒子のタイムスタンプ、横軸に散乱 α 粒子のエネルギーをとった二次元ヒストグラムを図 26 に示す。この図に含まれるイベントは散乱 α 粒子と反跳粒子が同じイベントとして記録されているものだけを選択している。散乱 α 粒子のエネルギーと反跳粒子のタイムスタンプの間に線形の強い相関が確認された。この相関から、散乱 α 粒子のエネルギーが大きくなるほど、反跳粒子のタイムスタンプが大きくなることが確認できる。これは、図 25 に示したように、波高が大きくなるほど散乱 α 粒子によるトリガー信号生成タイミングが早くなるためである。

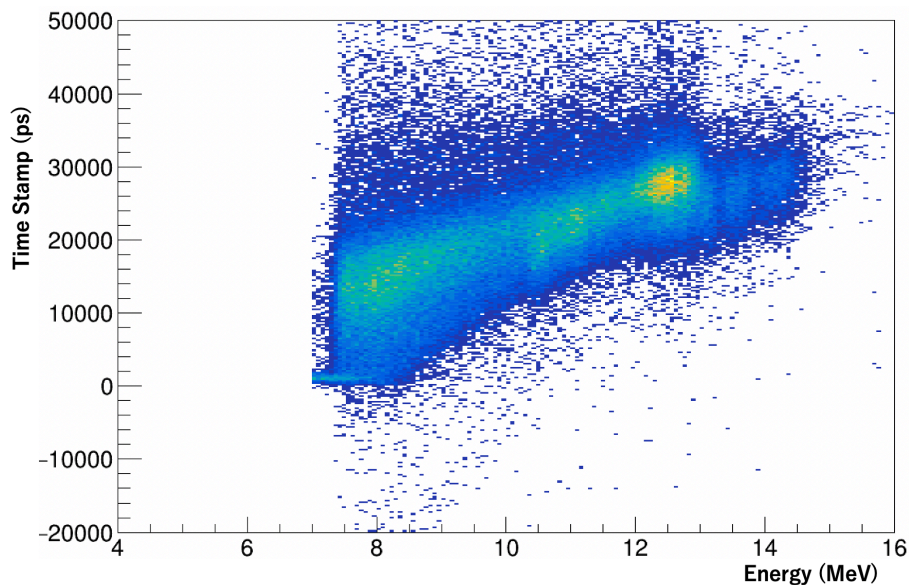


図 26 散乱 α 粒子のエネルギーと反跳粒子のタイムスタンプの相関

図 26 で観測された相関を一次関数で補正した結果を図 27 に示す。タイムスタンプの散乱 α 粒子のエネルギーに対する依存性が消え、タイムスタンプが 0 ps 付近に分布するように補正されたことを確認できる。

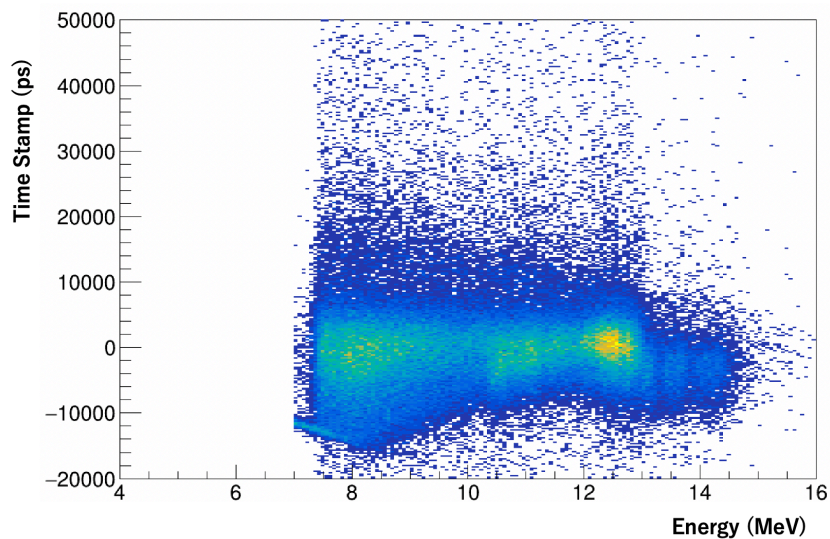


図 27 補正後の散乱 α 粒子のエネルギーと反跳粒子のタイムスタンプの相関

4.4.2 反跳粒子のエネルギーによる補正

図 25 に示すように、反跳粒子のタイムスタンプは、散乱 α 粒子のタイミング信号と反跳粒子のタイミング信号の時間差として与えられるので、反跳粒子の波高に応じて、反跳粒子のタイミングが変化することによっても、タイムスタンプは影響をうける。前節で補正された反跳粒子のタイムスタンプと、反跳粒子のエネルギーの相関を図 28 に示す。タイムスタンプと反跳粒子のエネルギーの間には、二次関数的な相関があることを確認できる。

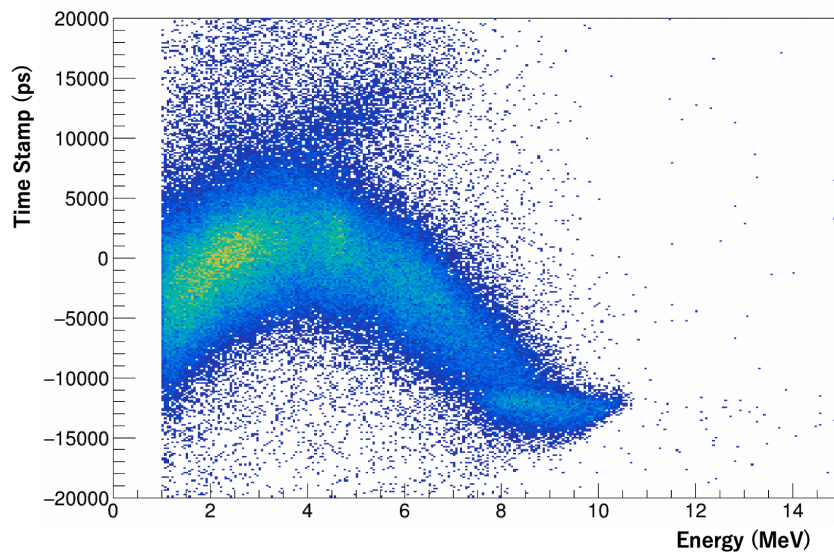


図 28 反跳粒子のエネルギーとタイムスタンプの相関

この相関を二次関数によって再度補正した結果を図 29 に示す。確かに、タイムスタンプの反跳粒子のエネルギーに対する依存性が消え、タイムスタンプが 0 ps 付近に分布するようになった。

また、図 29 では、水平な濃いローカスと右肩上がりの薄いローカスを確認できる。これと同様の図を ^{13}C 標的に対して作成した結果を図 30 に示す。 $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的と比較して ^{13}C 標的では二つのローカスの濃淡が入れ替わったことが確認できる。 ^{12}C と ^{13}C の $E_x < 10$ MeV において開いている粒子崩壊チャンネルは、それぞれ 3α チャンネルと $n+^{12}\text{C}$ チャンネルのみであることから、 $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的を用いた場合に多い反跳粒子は α 粒子であり、 ^{13}C 標的を用いた場合は ^{12}C である。このため、水平に観測されるローカスは α 粒子であり、右肩上がりに観測されるローカスは ^{12}C であると考えられる。

しかし、電磁崩壊イベントにおいて検出される反跳 ^{12}C のエネルギーは、 $E=2.2\text{--}5$ MeV である。このエネルギー領域では、 α 粒子と ^{12}C の間でのタイムスタンプの差異は小さく、この段階で反跳粒子の種類を同定することは難しい。ここでは、散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の同時計測事象の候補として、補正後のタイムスタンプが $-10,000$ ps から $20,000$ ps の範囲にあるイベントを選択した。

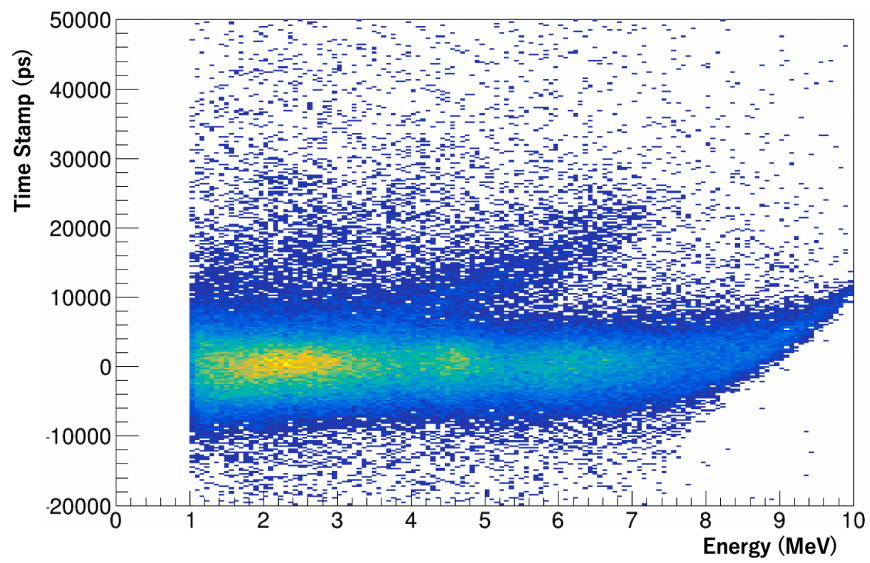


図 29 補正後の反跳粒子のエネルギーとタイムスタンプの相関

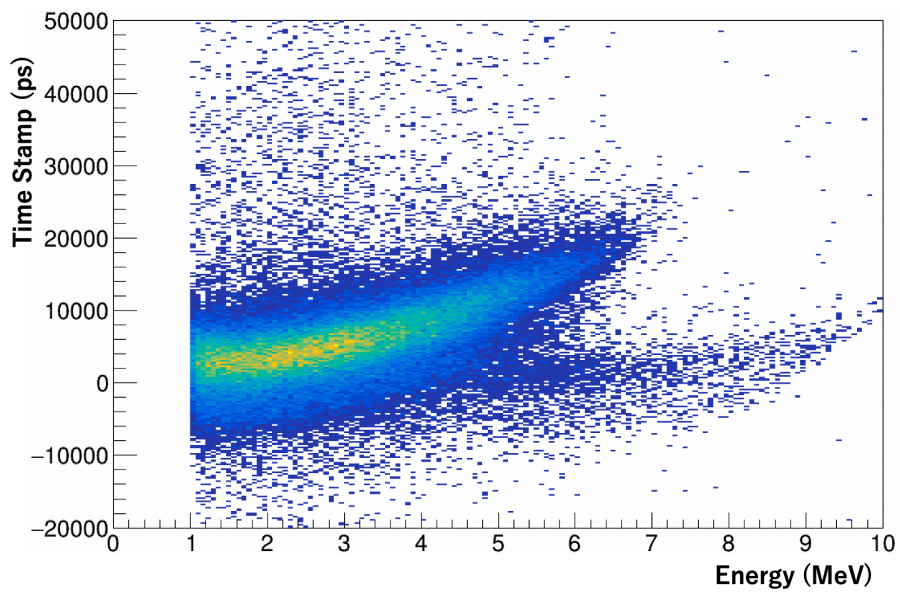


図 30 ^{13}C 標的を用いた補正後の反跳粒子のエネルギーとタイムスタンプの相関

4.5 シミュレーションとの比較

Hoyle 状態の電磁崩壊への分岐比を決めるには、 ^{12}C として DSSD 検出器へ飛来するイベントを計数しなければならない。しかし、入射 α 粒子との散乱によって Hoyle 状態に励起された ^{12}C は、多くの場合、3つの α 粒子へ崩壊する。そのため、本物のイベントを数えるには、反跳粒子として α 粒子が飛来したイベントと、 ^{12}C として飛来したイベントを弁別しなければならない。

散乱 α 粒子については、そのエネルギーが大きいため A_{max} とエネルギーの相関によって粒子識別を行うことができたが、反跳 ^{12}C についてはエネルギーが 3–4 MeV と小さくなるため、反跳粒子に対しては A_{max} とエネルギーの相関によって α 粒子と ^{12}C を識別することはできない。そこで本節では、反跳粒子が α 粒子であるか ^{12}C であるかを弁別する適切なイベント選択条件を探索するために、 α 粒子と ^{12}C の二体散乱のシミュレーションを行なった。また、散乱 α 粒子が検出された際に必ずしも反跳粒子が DSSD 検出器に入射するとは限らないため、幾何的な検出効率もシミュレーションによって評価した。

シミュレーションでは、標的や検出器の配置に加え、ビームの角度・位置広がりや標的でのエネルギー・角度のストラグリング、検出器の分解能などの現実的な実験条件を考慮した。また、Hoyle 状態が脱励起時に放出される崩壊 γ 線から受ける反跳の影響取り入れた。このとき、Hoyle 状態は励起後ただちに 2_1^+ 状態を経由して逐次的に崩壊するものとし、崩壊 γ 線は放出時の ^{12}C の重心系において等方的に放出されると仮定した。電子・陽電子対を放出して基底状態へ直接崩壊するチャンネルは、電磁崩壊のうちの約 1% と分岐比が小さいので、今回のシミュレーションでは考慮していなかった。 3α への崩壊チャンネルのシミュレーションでは、Hoyle 状態が ^8Be の基底状態を経由して崩壊すると仮定した。

4.5.1 角度相関

シミュレーション計算の結果を用いて、散乱 α 粒子と反跳粒子の放出角度の相関を調べた。このとき、反跳粒子の ^{12}C が散乱後に 3つの α 粒子に崩壊し検出される場合と、 ^{12}C のまま検出される場合の両方について計算を行った。反跳粒子が ^{12}C として検出される場合の結果を図 31 に、 α 粒子として検出される場合の結果を図 32 に示す。

二つの図を見比べると、反跳粒子が ^{12}C が検出される場合に比べて ^{12}C が 3つの α 粒子に崩壊して検出される場合は散乱 α 粒子と反跳 α 粒子の間の相関が弱く、角度分布が

大きく広がっている。これは ^{12}C が検出される場合には ^{12}C は γ 線放出による反跳をうけるのみである一方、 α に崩壊するときには同じ質量の 3 つの粒子へ運動量が分配されるからである。このことから、反跳粒子が ^{12}C として検出される電磁崩壊事象を計数する際には図 31 に示した赤色の破線以上の領域を選択し、 α 崩壊事象をなるべく排除することにした。

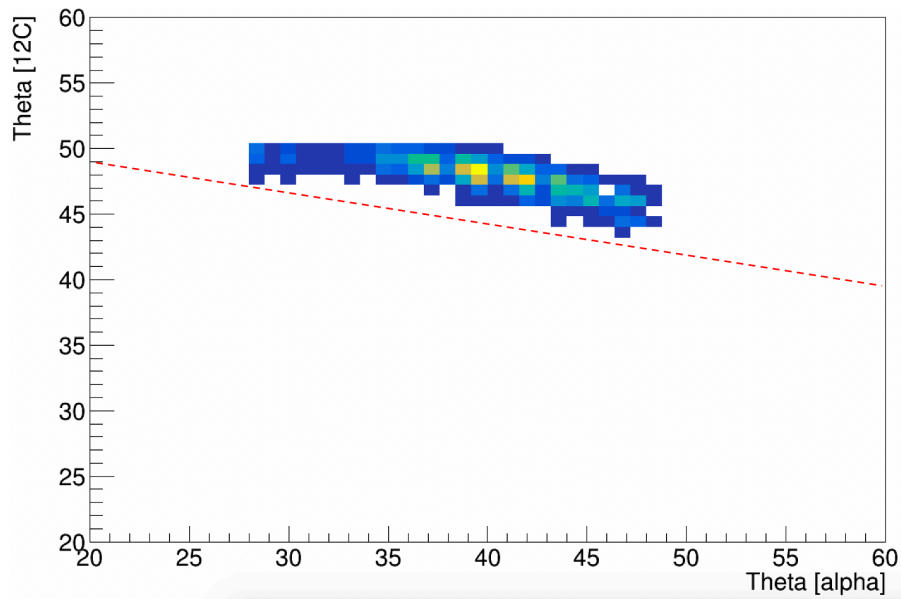


図 31 シミュレーションによる散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の角度相関。赤色破線はイベント選択条件の境界線を示す。

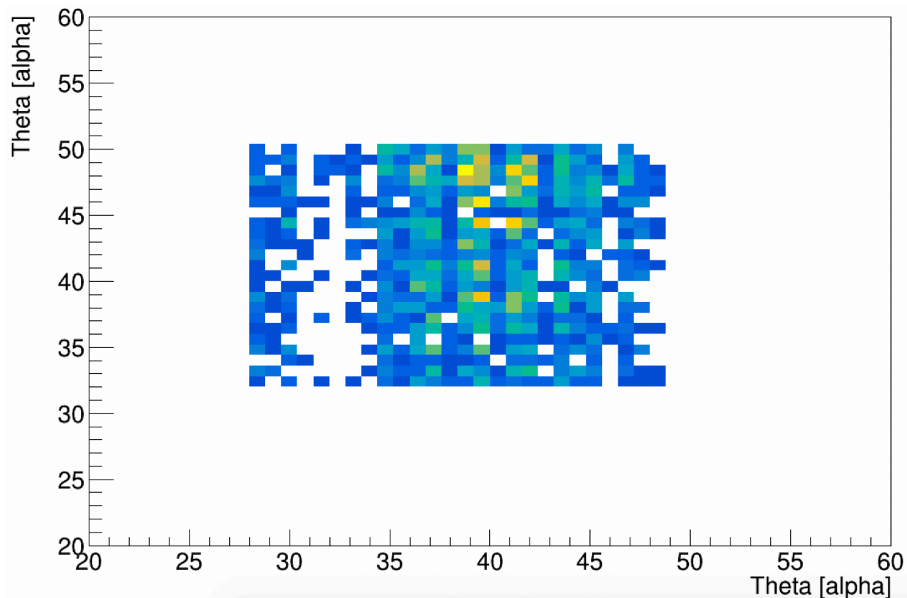


図 32 シミュレーションによる散乱 α 粒子と反跳 α 粒子の角度相関。横軸は散乱 α 粒子の放出角度、縦軸が反跳 α 粒子の放出角度。

4.5.2 Energy sum vs Ex

Hoyle 状態が反跳 ^{12}C として検出される場合には、入射ビームが持ち込んだ 25 MeV のエネルギーのうち、逐次 γ 崩壊による二つの γ 線のエネルギーの和に相当する約 7.65 MeV のエネルギーが未測定となる。一方、3つの α に崩壊した場合は、 ^{12}C の 3 α 分解に必要なエネルギー 7.27 MeV と DSSD 検出器で測定できなかった崩壊 α 粒子のエネルギーが未測定となる。このため、反跳粒子の種別を識別するためには DSSD 検出器で検出された散乱 α 粒子と反跳粒子のエネルギーの総和 (Energy Sum) を調べるのが有効である。

そこで、シミュレーション計算において、散乱 α 粒子が DSSD 検出器で検出された 274,649 イベントについて、Energy Sum と ^{12}C の励起エネルギーの相関を調べた結果を図 33 に示す。図 33(a) は反跳粒子が ^{12}C の場合、図 33(b), (c), (d) は 3つの崩壊 α 粒子のうち、それぞれ、1個、2個、3個の α 粒子が反跳粒子として DSSD 検出器の同じセグメントで検出された場合の計算結果を示す。赤色の破線は反跳粒子が ^{12}C である場合の Energy Sum の最低値 16.4 MeV の高さを示す。また図中にそれぞれのヒストグラムのイベント数を記載してある。

この結果によると、1つの α 粒子が反跳粒子として検出される場合は Energy Sum に

よって反跳粒子が ^{12}C である信号事象と弁別可能である。一方、2つの α 粒子が反跳粒子として検出される場合には、一部のイベントにおいて Energy Sum が信号事象と重なり弁別が困難になる。また、3つの α 粒子全てが DSSD 検出器の同じセグメントで検出される場合には、Energy Sum で信号事象と弁別することはできない。

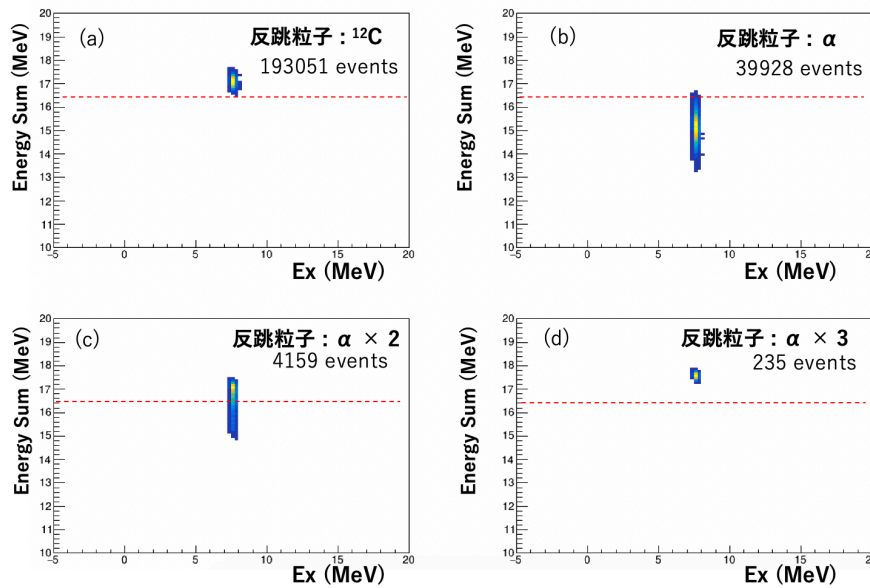


図 33 Energy Sum と E_x の二次元ヒストグラム

本実験で用いた DSSD 検出器では、粒子がヒットしたジャンクション面のストリップと、オーミック面のストリップを知ることで、二つのストリップが重なった位置を知ることができる。以後はジャンクション面とオーミック面のストリップが重なった部分を一つのマトリックスと呼ぶことにする。DSSD 検出器のひとつのセグメントに複数の α 粒子が入射したイベントでも、多くの場合は、複数のマトリックスがヒットするために解析から除外することができる。しかし、複数の α 粒子が偶然同じ一つのマトリックスに入射したイベントはバックグラウンドとなり得る。そこで、ひとつのセグメントに入射した α 粒子が全て同じ 1つのマトリックスに入射したイベントのみを選択してそれぞれ Energy Sum と励起エネルギーの二次元ヒストグラムを作成した。このヒストグラムを図 34 に示す。

図 34 左のヒストグラムは2つの α 粒子が同じマトリックスに入射した場合の二次元ヒストグラムであり、右のヒストグラムは3つの α 粒子が同じマトリックスに入射した場合のヒストグラムである。2つの α 粒子が入射するイベントはイベント数は 257 イベントであり、3つの α 粒子が入射するイベントは 4 イベントであった。

このシミュレーション計算において散乱 α 粒子が DSSD 検出器に入射したイベント数は 274,649 イベントであり、そのうち反跳 ^{12}C が対向するセグメントに入射したイベント数は 193,051 イベントであった。シミュレーションでは全てのイベントにおいて Hoyle 状態が γ 崩壊する場合と α 崩壊する場合について計算を行っているため、実際にこのシミュレーションで期待される電磁崩壊イベント数は 193,051 イベントに電磁崩壊確率 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 4.16(11) \times 10^{-4}$ を乗じた $193,051 \times 4.16 \times 10^{-4} = 80.3$ イベントとなる。

したがって、反跳粒子として 3 つの α 粒子が同じマトリックスに入射する場合はイベント数が少ないため無視しても問題ないが、2 つの α 粒子が同じマトリックスに入射するイベントは無視できない数が残されてしまう。この点については 4.5.1 節で議論する。

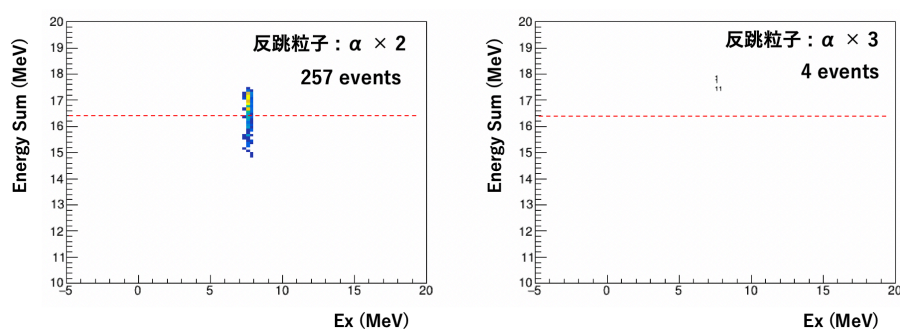


図 34 同じマトリックスに 2 つの α が入射したとき (左)、3 つの α 粒子が入射したとき (右) の Energy Sum と E_x の二次元ヒストグラム

4.5.3 幾何的検出効率

すべての Hoyle 状態が γ 崩壊すると仮定したシミュレーション計算上であっても、散乱 α 粒子が DSSD 検出器で検出されたときに、必ずしも反跳粒子の ^{12}C が DSSD 検出器に入射するとは限らない。そこで、反跳 ^{12}C の幾何的な検出効率を評価する必要がある。

図??(a) に示したように、すべての Hoyle 状態が γ 崩壊する場合には、散乱 α 粒子が DSSD 検出器に入射した 274,649 イベントのうち、反跳 ^{12}C が DSSD 検出器の対向するセグメントに入射するのは 193,051 イベントであった。この結果から、本実験における Hoyle 状態の電磁崩壊事象に対する幾何的な検出効率は $193,051 / 274,649 = 0.70$ である。

4.6 ^{12}C の電磁崩壊のバックグラウンド除去

A_{\max} による散乱 α 粒子の識別 (4.1 節)、補正後のタイムスタンプ (4.3.2 節)、散乱 α 粒子と反跳粒子の角度相関 (4.4.1 節) により選択したイベントに対して、Energy Sum と励起エネルギーの相関を図 35 に示す。

黄色の破線で囲まれた領域のイベントは、4.4.2 節のシミュレーションで確認した反跳 ^{12}C が崩壊した 3 つの α 粒子のうち 1 つが検出されたイベントである。また、緑色の破線で囲まれたイベントは、 $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的中の ^{13}C と α ビームが散乱することによって生じるイベントである。本解析の目的である ^{12}C の電磁崩壊事象は赤色の枠で囲まれた領域に期待される。しかし、4.4.2 節で述べたように、この領域には、反跳粒子の ^{12}C が α 粒子に崩壊し、そのうち 2 つが同じマトリックスに入射したイベントが混入していると考えられる。

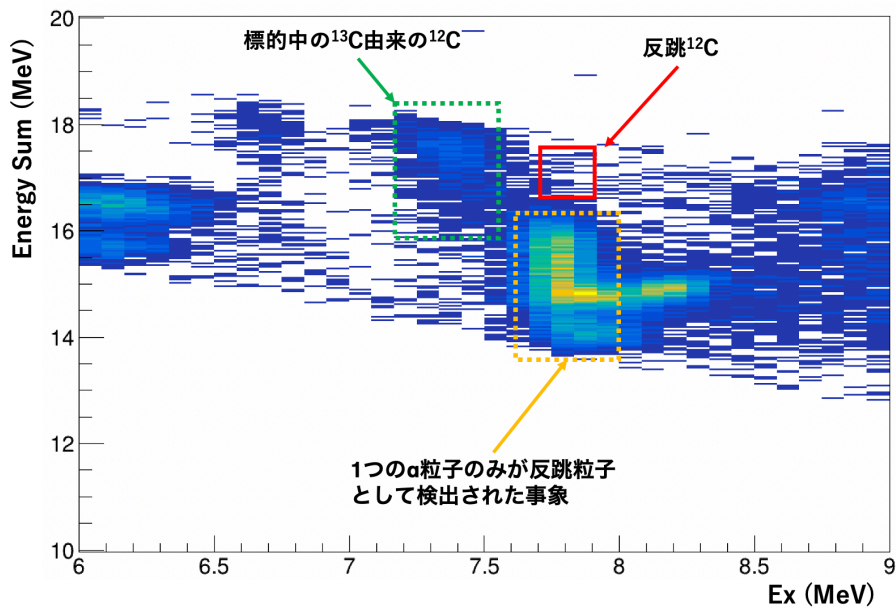


図 35 励起エネルギー E_x と Energy Sum の相関、赤枠はシミュレーション計算から反跳 ^{12}C 粒子が検出された場合にイベントが期待される領域

4.6.1 A_{\max} とタイムスタンプによるイベント選択

2 つの崩壊 α 粒子が DSSD 検出器の同じマトリックスで検出されたイベントを取り除くために、図 35 の赤枠の領域のイベントに対して A_{\max} と補正後のタイムスタンプの相

関を調べた。その結果を図 36 に示す。イベントが二つの領域に分かれて分布していることが明らかになった。

反跳粒子が ^{12}C であった場合に、 A_{max} とタイムスタンプの相関がどうなるのかを確認するために、 ^{13}C 標的を用いた実験データに対しても同様のヒストグラムを作成した。その結果を図 37 に示す。 ^{13}C において $E_x = 7.65 \text{ MeV}$ 近傍の状態が励起された場合には、ほとんどが ^{13}C は ^{12}C と中性子へ崩壊し、 α 粒子へ崩壊することはエネルギー的に許されていないため、図 37 にプロットされたイベントは大半が ^{12}C であると考えられる。図 36 と図 37 を見比べると、タイムスタンプが正であり、 A_{max} が小さい領域に ^{12}C が分布していると判断できる。これを踏まえて、反跳粒子が ^{12}C であるイベントを数える際に用いる条件として、 $0 < \text{タイムスタンプ} < 10,000$ を課すこととした。

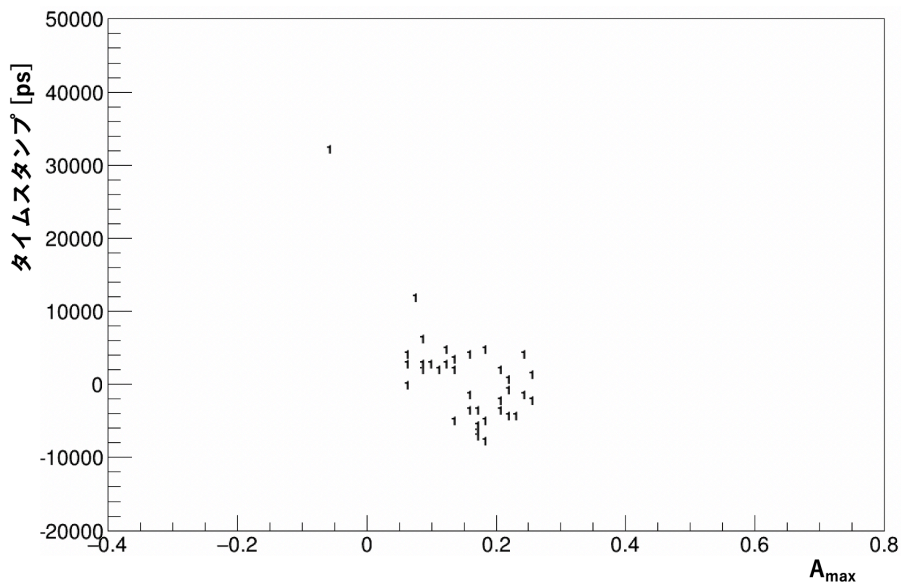


図 36 ^{12}C 標的を用いた測定での反跳粒子のタイムスタンプと A_{max} の相関

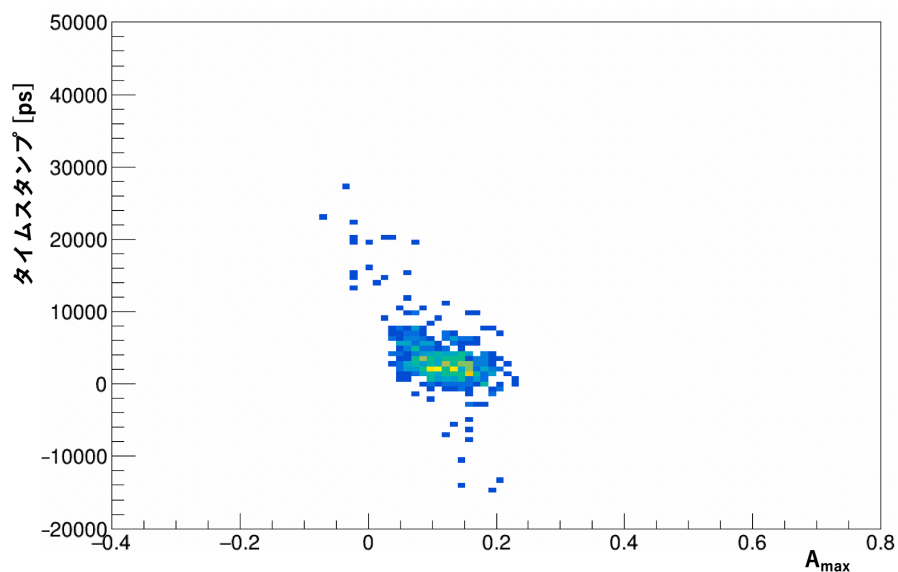


図 37 ^{13}C 標的を用いた測定での反跳粒子のタイムスタンプと A_{max} の相関

4.7 結果

4.7.1 Hoyle 状態の励起事象数

Hoyle 状態を励起したイベント数を評価するために、図 21 の $E_x = 7.65$ MeV 付近を拡大したスペクトルを図 38 に示す。赤い実線で示すように Hoyle 状態のピークを一次関数 + ガウス関数 $[f_0(E_x) = A_0 \exp\{-\frac{(E_x - E_0)^2}{2\sigma_0^2}\} + aE_x + b]$ によりフィットしたところ、表 2 の通り一次関数とガウス関数のパラメータを得た。このパラメータをから Hoyle 状態の励起イベント数を評価したところ、Hoyle 状態の励起事象数 $= \sqrt{2\pi} \times \sigma_0 \times A/0.025 = (2.625 \pm 0.003) \times 10^5$ Counts となる。

表 2 図 38 のスペクトルで Hoyle 状態のピークをフィットした結果

A_0	E_0 (MeV)	σ_0 (MeV)	a	b
$(3.22 \pm 0.0094) \times 10^4$	7.7685 ± 0.0002	$(8.12 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	$(4.68 \pm 0.03) \times 10^3$	$-(2.84 \pm 0.02) \times 10^4$

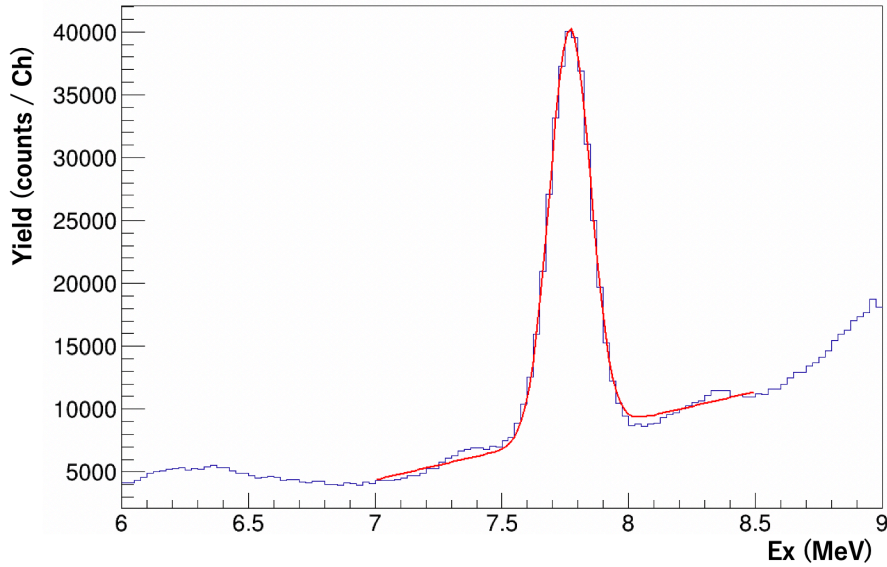


図 38 7.65 MeV 付近を拡大した ^{12}C の励起エネルギースペクトル。赤い実線は Hoyle 状態のピークをフィットした一次関数 + ガウス関数を示す。

4.7.2 電磁崩壊事象数

4 章で決定してきた様々なイベント選択条件 (A_{\max} 、補正後のタイムスタンプ、角度分布、Energy Sum) で選択した、同時計測イベントを用いた ^{12}C の励起エネルギースペクトルを図 39 に示す。7.4 MeV を中心とした大きなピークと、7.7 MeV を中心とした小さなピークが重なっていることがわかる。前者のピークについては、 ^{13}C が 7.49 MeV、7.55 MeV、7.67 MeV に励起状態を持つことから、 $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的に含まれる ^{13}C と α 粒子が散乱することで生成されるピークであると推定される。これを確認するために ^{13}C 標的を用いた実験データに対して、図 39 と同様の条件を課して励起エネルギースペクトルを作成した。これを図 40 に示す。この図を見ると、確かに 7.4 MeV を中心とした大きなピークは ^{13}C 由来であると言える。 ^{13}C 由来のピークの形状をガウス関数 $[f_1(E_x) = A_1 \exp\{-\frac{(E_x - E_1)^2}{2\sigma_1^2}\}]$ でフィットした結果を赤色の実線で示した。このときのガウス関数のパラメータを表 3 に示す。

次に、図 39 で観測された二つのピークを、二つのガウス関数 $[g(E_x) = A_1 \exp\{-\frac{(E_x - E_1)^2}{2\sigma_1^2}\} + A_0 \exp\{-\frac{(E_x - E_0)^2}{2\sigma_0^2}\}]$ でフィットした。2 項目のガウス関数のピークの位置 (E_0) 及び広がり (σ_0) は、Hoyle 状態の励起事象数を計数する際にフィットした表 2 の値で固定した。フィットした結果を図 39 に赤い実線で示す。この

フィットは 2 通りの方法で実施した、一つは ^{13}C 由来の 7.4 MeV を中心としたピークに対して、位置 (E_1) と広がり (σ_1) を図 40 で決定した値を用いる方法であり、もう一つはそれらを使用せずフィットのフリーパラメータとする方法である。これら 2 通りの方法で行ったフィットの結果を表 4 に示す。

Hoyle 状態のピークをフィットしたガウス関数のパラメータ A_0 、 E_0 、 σ_0 を用いて、このガウス関数を積分することで、 ^{12}C の電磁崩壊事象数が得られる。

7.4 MeV のピークの位置 (E_1) と広がり (σ_1) を固定した場合は、 ^{12}C の電磁崩壊事象数 $= \sqrt{2\pi} \times \sigma_0 \times A_0 / 0.025 = 51.3 \pm 9.8$ Counts となる。

7.4 MeV のピークの位置 (E_1) と広がり (σ_1) を固定しない場合は、 ^{12}C の電磁崩壊事象数 $= \sqrt{2\pi} \times \sigma_0 \times A_0 / 0.025 = 58.5 \pm 10.6$ Counts となる。これら二つの値は互いに誤差の範囲内で一致している。二つのフィット結果の差 $58.5 - 51.3 = 7.2$ をピークフィットについての系統誤差として採用した。

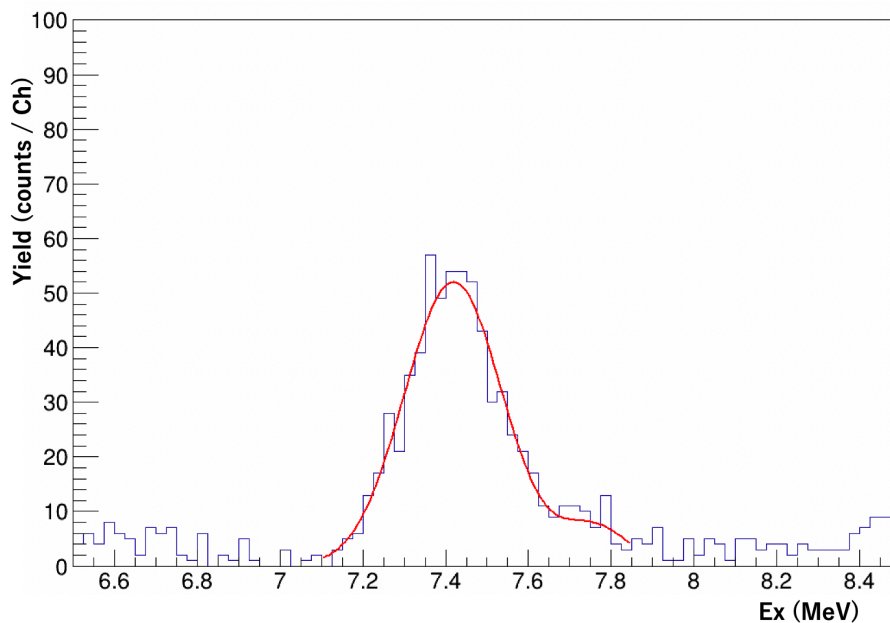


図 39 イベント選択条件を課した ^{12}C の励起エネルギースペクトル

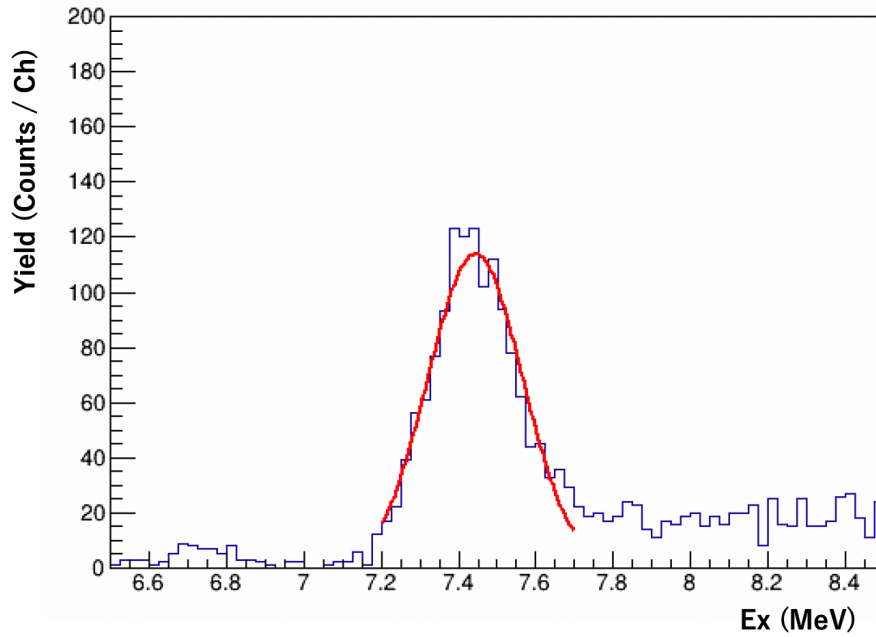


図 40 イベント選択条件を課した ^{13}C 標的を用いた実験データの励起エネルギースペクトル

表 3 図 40 のスペクトルで ^{13}C 由来のピークをフィットした結果

A_1	E_1 (MeV)	σ_1 (MeV)
1.13×10^2	7.443 ± 0.004	0.122 ± 0.004

表 4 図 39 のスペクトルを二つのガウス関数でフィットした結果

	A_1	E_1 (MeV)	σ_1 (MeV)	A_0
E_1 及び σ_1 を固定した場合	50.5 ± 2.1	7.44 (Fix)	0.12 (Fix)	6.3 ± 1.2
E_1 及び σ_1 を変数とした場合	52.1 ± 2.8	7.41 ± 0.005	0.181 ± 0.005	7.18 ± 1.3

Hoyle 状態の励起事象数と、 ^{12}C の電磁崩壊事象数と 4.4.3 節で決定した幾何的効率を用いて、Hoyle 状態の電磁崩壊確率を計算すると、 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 58.5/2.62 \times 10^5/0.70 = [3.2 \pm 0.5 \text{ (sta.)} \pm 0.3 \text{ (sys.)}] \times 10^{-4}$ となる。

5 考察と今後の展望

5.1 考察

本研究で計測された電磁崩壊確率を過去の実験データとの比較を図 41 に示す。今回の測定値 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = [3.2 \pm 0.5 \text{ (sta)} \pm 0.3 \text{ (sys)}] \times 10^{-4}$ は文献 [14] で計測された値 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 6.2(6) \times 10^{-4}$ の約半分であり、これまで広く元素合成の計算で用いられた値 $\Gamma_{\text{rad}}/\Gamma = 4.16(11) \times 10^{-4}$ と比べても約 30% 小さい結果となった。この節ではデータ解析上の問題によって電磁崩壊確率が過小に評価されていないかを検討する。

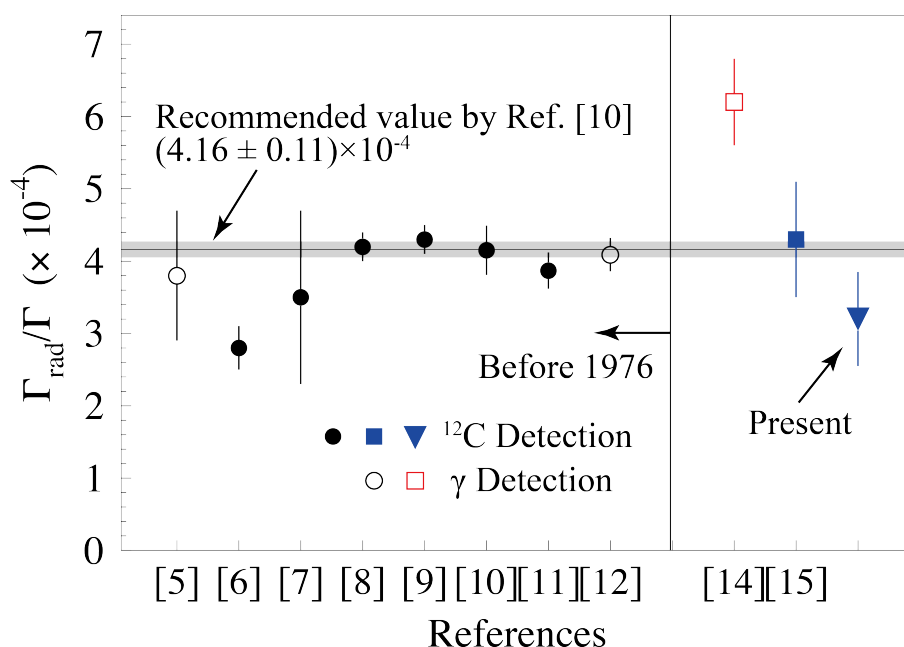


図 41 過去に計測された Hoyle 状態の電磁崩壊確率と、本研究で計測された電磁崩壊確率

5.1.1 クロストークイベント

電磁崩壊確率が過小に評価される理由として考えられるものとして、クロストークイベントの影響がある。クロストークイベントとは、粒子が DSSD 検出器上のストリップ同士の境界付近に入射した場合に、その粒子が DSSD 検出器の内部で停止するまでに、隣のストリップに到達してしまい、1 粒子に対して 2 つのストリップが信号を出力してしまうイベントである。本研究の解析では 4.1 節で述べたように、ジャンクション面とオーミック面で各 1 ストリップのみが粒子を検出したセグメントだけを解析の対象としてきたので、複数のストリップが信号を出力するクロストークイベントは解析対象から除外され、電磁崩壊確率を過小に評価する原因となり得る。ジャンクション面 (オーミック面) でクロストークが起こした場合でも、オーミック面 (ジャンクション面) では通常のイベントとなることが多いので、クロストークイベントは、DSSD 検出器の片面で 2 ストリップ、もう片面で 1 ストリップが信号を出力するイベントとして検出される。

そこで、ジャンクション面でヒット数が 2、オーミック面でのヒット数が 1 となるイベントを選択し、図 42 に示すようにジャンクション面の二つの ch で検出されたエネルギーの相関を調べた。その結果、二つのチャンネルのエネルギーの和が、 ^{12}C の離散的状態を励起した散乱 α 粒子のエネルギーに一致するイベントが-1 の傾きを持つ直線上に分布していることが分かった。

このことは、たしかに、1 粒子が隣り合う二つのストリップで検出されるクロストークイベントが存在していることを示している。

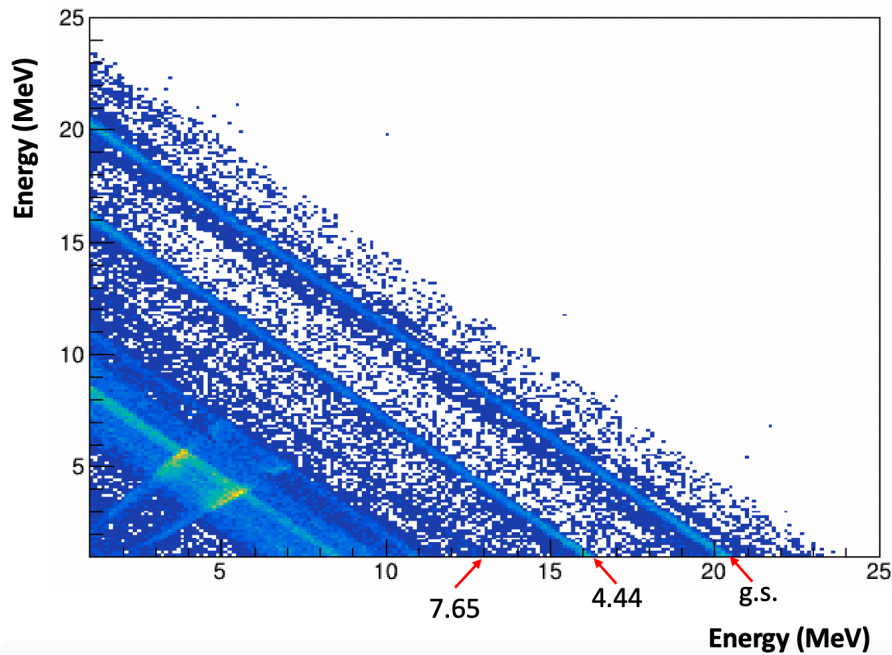


図 42 クロストークイベントのエネルギー相関

次に、ジャンクション面とオーミック面のヒット数がそれぞれ 1 ずつであった場合のエネルギースペクトル (青線) と、クロストークイベントにおいて、ジャンクション面の二つのチャンネルで検出されたエネルギーの和のスペクトル (赤線) を図 43 において比較した。それぞれのスペクトルでは、 ^{12}C の基底状態、 2_1^+ 状態 ($E_x = 4.44$ MeV)、 0_2^+ 状態 ($E_x = 7.65$ MeV)、 3_1^- 状態 ($E_x = 9.64$ MeV) に由来するピークに加えて、 $\alpha + ^{12}\text{C}$ の弾性散乱で反跳された ^{12}C が検出されたことによるピークが観測されており、青線で示された通常イベントのスペクトルに比べ、5%–25% 程度の事象数が赤線のクロストークイベントでも得られている。

観測された、各状態に対応する粒子のエネルギー、飛程、通常イベントとクロストークイベントの事象数、その比を表 5 に示す。また、通常のイベントとクロストークイベントの事象数の比と飛程の相関を図 44 で示す。飛程が短くなるにつれてクロストークイベントが生じる割合が減少することが確認できる。調べられたエネルギー・粒子のうち、もっとも飛程の短い 10.4 MeV の ^{12}C では、クロストークイベントが生じる割合はおよそ 6% であり、約 3 MeV で飛来する反跳 ^{12}C においては、この割合がさらに小さくなると考えられる。この傾向は、オーミック面が 2 ヒットするクロストークイベントでも同じであると考えられる。したがって、クロストークイベントの存在が、反跳 ^{12}C の検出数に影響する可能性は低く、クロストークイベントによって 30% の電磁崩壊確率の過小評価を説

明することは難しい。

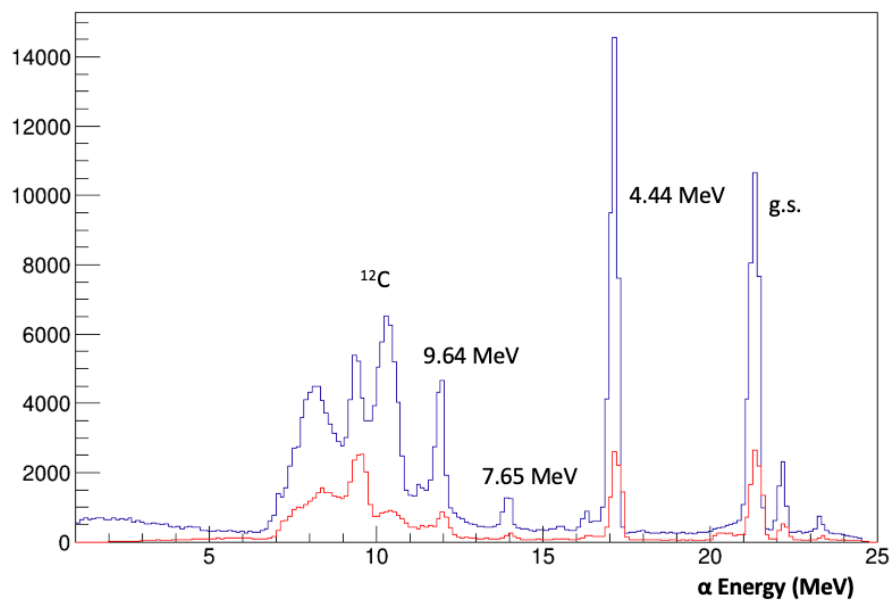


図 43 青色：通常のエネルギースペクトル。赤色：クロストークしている 2 チャンネルのエネルギーの和のスペクトル

表 5 図 43 の各状態のピークのエネルギー、飛程、事象数

状態	Energy (MeV)	飛程 (μm)	通常イベント	クロストークイベント	通常イベントと クロストークイベントの比
g.s.	21.2	234.8	41,500	10,400	0.25
4.44	17.2	165.3	41,000	8,400	0.19
7.65	13.8	114.9	2,450	590	0.24
9.64	11.8	89.1	9,200	1,800	0.19
^{12}C	10.4	9.5	27,600	1,750	0.06

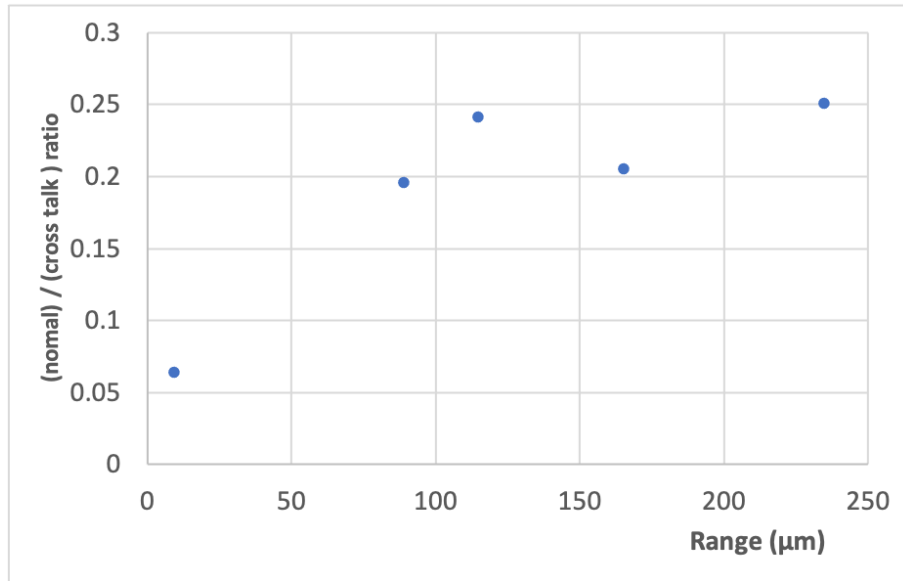


図 44 通常のイベントとクロストークイベントの事象数の比と飛程の相関

5.1.2 DSSD 検出器の有感領域

次に考えられる理由は、DSSD 検出器の有感領域の形状による影響である。本研究の解析で行っているシミュレーションにおいては、DSSD 検出器の有感領域の形状をを単に、内径 24 mm、外径 48 mm のリングだと仮定している。しかし、実際の DSSD 検出器では図 45 中に青矢印に示すように、コネクタへの読み出し基板のためにリングの一部が欠けていたり、赤矢印で示すように、内側のチャンネルを読み出す信号経路として使用されている黒い三角形の領域が存在する。これらの領域に入射した反跳 ^{12}C は正しくエネルギー・角度が検出されないため、不感領域となる。幾何的な検出効率を正しく評価するには、これらの不感領域の存在をシミュレーションに取り入れる必要があるが、本論文の執筆時点では実現していない。そこで、不感領域による幾何的な検出効率の減少量を概算するために、今回のシミュレーションで仮定した有感領域とシミュレーションで考慮していない領域の面積比を計算した。

その結果、今回のシミュレーションで仮定したドーナツ状の有感領域の面積に対し、リングの欠けた部分の面積比は約 6% であり、チャンネルを読み出す信号経路として使用されている三角形の領域との面積比は約 3.4% であった。したがって、今回のシミュレーションでは有感領域を約 10% 過大に評価していることになる。さらに、図 31 から分かるように、反跳 ^{12}C の放出角度は $\theta_{\text{lab}} = 45^\circ - 50^\circ$ の有感領域の外縁部に分布しているた

め、リングの外縁部が不感領域となった影響は、幾何的な検出効率に面積比以上の影響を与えている可能性がある。したがって、早急にシミュレーションを行って幾何的な検出効率を正確に評価する必要がある。

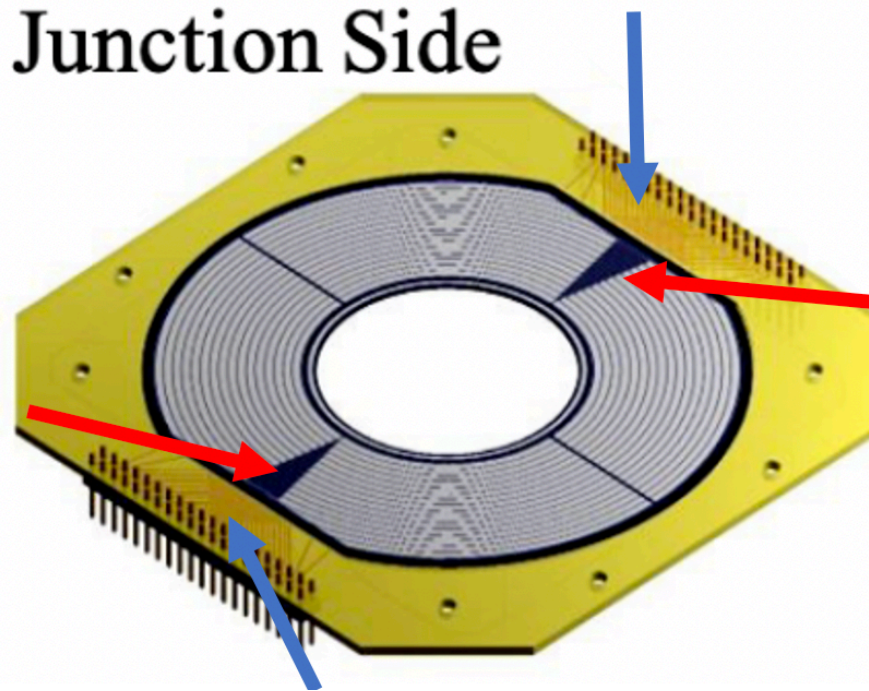


図 45 本研究で使した DSSD の模式図。青矢印は読み出しコネクタを配置するために有感領域の一部が欠けている箇所を示し、赤矢印は内側のチャンネルを読み出す信号経路として使されている領域を示している。

5.1.3 イベント選択条件の不備

最後に考えられる理由として、解析に導入したイベント選択条件によって ^{12}C の電磁崩壊事象を除去している可能性が考えられる。今回の解析でイベント選択には使用した条件は、角度相関、タイムスタンプ、 A_{max} 、Energy Sum である。4.6.1 節で論じたように、タイムスタンプと A_{max} に対するイベント選択条件は、 ^{13}C 標的に対する測定データで反跳 ^{12}C 粒子を正しく選択できていることを確認しているため、 ^{12}C の電磁崩壊事象を取りこぼす原因にはなっていないと考えられる。一方、角度相関と Energy Sum によるカット条件は ^{12}C の電磁崩壊事象を除去している可能性を否定できないため、カット条件を緩和することによってそれを確認する事を試みた。

しかし、本論文の執筆時点で、 ^{12}C の電磁崩壊事象は約 50 カウントしか確認されておらず、バックグラウンドである $^{\text{nat}}\text{C}$ 標的中の ^{13}C 由来の同時計測事象に比べて数が少ない。カット条件を緩和すると ^{13}C 由来の同時計測事象が増加してしまうため、 ^{12}C の電磁崩壊事象が増加するのかどうかを鑑別するのは容易でない。しかし、本研究で解析した実験データは全体の約 3% のみであるため、今後、全てのデータを解析すれば 30 倍を超える統計が得られる見込みである。今後、全てのデータを解析した上でイベント選択条件が ^{12}C の電磁崩壊事象の計測数に与える影響を精査する必要がある。

5.2 今後の展望

5.1.2 節で議論したように、現在のシミュレーションにおいて考慮されていない有感領域の影響が想定していたよりも大きい事が判明した。そのため、より詳細なシミュレーションを行うことで、幾何的な検出効率を正しく評価する必要がある。

次に、本研究で解析した実験データは全体の約 3% のみであるため、残り全てのデータを解析することで統計精度を上げる必要がある。これにより、統計誤差を縮小するとともに、イベント選択の妥当性を精査する。また、イベント高統計のデータを用いることで、検出器のチャンネルごとの個性を補正し、解析結果の信頼性の向上に努める。

また、本研究では解析を行わなかったが、今回の測定では、ROSPHERE γ 線検出器アレイと DSSD 検出器を用いた、散乱 α 粒子と励起された ^{12}C から放出される崩壊 γ 線の同時計測についての実験データも取得している。これを統合的に解析すれば、Hoyle 状態の γ 崩壊確率を決定することが可能であり、2.3 節で行われた Hoyle 状態の電磁崩壊確率についての議論に対して結論を導くことができると期待している。

6 まとめ

宇宙の元素合成過程における反応の一つであるトリプルアルファ反応の反応率を決定する上で、Hoyle 状態の電磁崩壊確率は重要な物理量である。近年、この電磁崩壊確率に関して、従来の推奨値を約 50% 上方修正するという衝撃的な報告がなされ、議論を呼んでいる。そこで我々は、 α 粒子と ^{12}C の非弾性散乱において、散乱された α 粒子、励起した後電磁崩壊によって脱励起した反跳 ^{12}C 、及び励起された ^{12}C が放出する崩壊 γ 線を同時に測定することを着想した。

本論文では DSSD 検出器を用いた散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の同時計測とそのデータ解析について報告した。データ解析では始めに、Flash Digitizer を用いて取得した DSSD 検出器からの出力信号に対し波形解析を行い、散乱 α 粒子の識別を行った。また、 α 粒子と ^{12}C の二体散乱のシミュレーションを行うことで、イベント選択条件の探索と幾何的な検出効率の見積もりを行った。さらに散乱 α 粒子と反跳粒子の間のエネルギーと角度の相関を用いてイベント選択を行った。そして、これらのバックグラウンド事象を取り除き、散乱 α 粒子と反跳 ^{12}C の同時計測事象数から Hoyle 状態の電磁崩壊確率を決定した。得られた電磁崩壊確率は $[3.2 \pm 0.5 \text{ (sta.)} \pm 0.3 \text{ (sys.)}] \times 10^{-4}$ であり、過去の平均値よりも約 30% 小さい値となった。

不適切なデータ解析により、電磁崩壊確率が過小に評価されている可能性を検討したところ、幾何的な検出効率を評価するシミュレーション計算に改良の余地があることと、バックグラウンドを削減するためのイベント選択に問題が残っている可能性があることが判明した。

今後は、シミュレーション計算を改良し、幾何的な検出効率の正確な評価を行う。また、未解析のデータを解析して統計誤差を縮小するとともに、イベント選択の妥当性を精査して、解析結果の信頼性の向上に努める必要がある。

謝辞

本論文の執筆に際し、多くの方々にご協力していただきました。この場を借りて感謝を申し上げます。大阪大学の川畑貴裕教授には研究室配属時から現在に至るまで大変お世話になりました。実験準備から解析、論文等の執筆において、頻繁に指導していただきました。お忙しい中、何度も相談に乗って頂きありがとうございました。同グループの先輩である坂梨公亮さんには、本研究の実験準備から解析まで、多大なご支援をいただき、そのおかげで本論文の執筆まで辿り着けたと感じております。昨年度まで同グループであった足立智さんには、私が精神的に苦しい時期に声をかけてくださったり、食事にお誘いして頂き、辛い時期を乗り越える力になりました。

同グループの古野達也助教、村田求基さん、稲葉健斗さん、岡本慎太郎さん、氷見香奈子さん、藤川祐輝さんからは、研究活動を行う上で多くのことを学ばせていただきました。誠にありがとうございました。

参考文献

- [1] H. A. Bethe, Phys. Rev., **554**, 434 (1939)
- [2] R. A. Alpher *et al.*, Phys. Rev., **73**, 803 (1948)
- [3] C. Hayashi, Prog. Theor. Phys., **5**, 224 (1950)
- [4] F. Hoyle *et al.*, Phys. Rev., **92**, 1095 (1953)
- [5] D. E. Alburger, Phys. Rev. **124**, 193 (1961).
- [6] P. A. Seeger and R. W. Kavanagh, Nucl. Phys. **46**, 577 (1963).
- [7] I. Hall and N. W. Tanner, Nucl. Phys. **53**, 673 (1964).
- [8] D. Chamberlin, D. Bodansky, W. W. Jacobs, and D. L. Oberg, Phys. Rev. C **9**, 69 (1974).
- [9] C. N. Davids, R. C. Pardo, and A. W. Obst, Phys. Rev. C **11**, 2063 (1975).
- [10] H.-B. Mak, H. C. Evans, G. T. Ewan, A. B. McDonald, and T. K. Alexander, Phys. Rev. C **12**, 1158 (1975).
- [11] R. G. Markham, S. M. Austin, and M. A. M. Shahabuddin, Nucl. Phys. A **270**, 489 (1976).
- [12] A. W. Obst and W. J. Braithwaite, Phys. Rev. C **13**, 2033 (1976).
- [13] J. Kelley, J. Purcell, and C. Sheu, Nucl. Phys. A **968**, 71 (2017).
- [14] T. Kibédi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **125**, 182701 (2020).
- [15] M. Tsumura, T. Kawabata *et al.*, Phys. Lett. B **817**, 136283 (2021).
- [16] D. Bucurescu *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **837**, 1 (2016).
- [17] <http://www.micronsemiconductor.co.uk/product/s1/>
- [18] 坂梨 公亮, "Si 検出器を用いた低エネルギー荷電粒子の波形弁別技術の開発" 大阪大学理学研究科修士論文 (2021).
- [19] W. R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", (Springer, 1994).
- [20] Glenn E Knoll, "Radiation Detectibn and Measurement" , .
- [21] Hitoshi Nakamura, J. Phys. Soc. Jpn. **22**, 685 (1967).
- [22] https://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MSCF-16_F_V.html
- [23] <https://www.mesytec.com/products/nuclear-physics/MPR-16.html>
- [24] <https://www.caen.it/products/v2495/>