

「双極子巨大共鳴領域における ^4He
原子核の光分解反応断面積の測定」
2012 年度物理科学課題研究 P4

石井 佑季
小田 真
小野 光
金子 雅紀
寺本 研介
中島 祐人
吉居 正晃

2014 年 2 月 22 日



概要

原子核における巨大共鳴は、圧縮・膨張や振動などの原子核の多様な様相に関する情報を提示してくれるほか、和則値の検証などにも用いられる。とりわけ原子核の光分解反応は、励起エネルギー 20MeV 前後において巨大双極子共鳴を経由して起こり、50 年以上前からの研究対象とされている。 ${}^4\text{He}$ の光分解反応においては近年、理論分野の発展に伴い現実的な NN ポテンシャルによる記述も可能になっているが、その実験研究は未だその領域における励起関数を決定することができていない。特に、Shima et al. が 2005 年に報告したデータは顕著に共鳴ピークの現れない異色なものであった。そこで我々は、研究が決着していないと考えられる ${}^4\text{He}$ の光分解反応である (γ, p) 反応と (γ, n) 反応の断面積を測定した。入射ガンマ線のエネルギーは、巨大双極子共鳴が見られると思われる、24.4 MeV, 27.4 MeV, 31.9 MeV の 3 種類とし、チェンバーに封入された ${}^4\text{He}$ ガスターゲットに照射する。また、半導体検出器と BC501A 液体シンチレーション検出器を組み合わせた検出器アレイで二つの反応チャンネルを同時測定し、精度の向上を目指した。

目次

1	Introduction	5
1.1	巨大双極子共鳴	5
1.2	^4He に関する研究	6
1.3	Motivation	21
2	理論	22
2.1	魔法数	22
2.2	殻模型	22
2.3	クラスター模型	24
2.4	^4He	27
3	実験	31
3.1	実験施設	31
3.2	検出器とセットアップ	34
3.3	光分解反応の同定	36
3.4	データ収集回路	39
3.5	実験条件	41
4	解析	43
4.1	入射ガンマ線量の導出	43
4.2	Si 検出器のエネルギーキャリブレーション	45
4.3	液体シンチレータ +PMT 検出器のキャリブレーション	45
4.4	(γ, p) 反応の解析の概要	49
4.5	Si の時間情報	50
4.6	γ 線のエネルギーが 31.9 MeV の時	54
4.7	γ 線のエネルギーが 27.4 MeV の時	58

4.8	γ 線のエネルギーが 24.4 MeV の時	63
4.9	$\gamma(^4\text{He},n)^3\text{He}$ 反応の解析	67
4.10	シミュレーション	79
5	結果	83
6	考察、課題	86
付録 A	Lorentz-Integral-Transform Method to ^4He photodisintegration	87
付録 B	シミュレーションに入力した値	94
謝辞		103

1 Introduction

1.1 巨大双極子共鳴

原子核は有限個の陽子・中性子からなる量子力学的多体系であり、その構造研究は原子核の持つ特異な性質や励起モードを記述する模型を立てるところから出発した。その主なものとして殻模型や液滴模型があり、前者は原子核の性質を平均ポテンシャル中の独立粒子一体運動から出発し説明しようとする模型で、魔法数の存在を説明することに成功した。一方、後者は原子核内部における近接核子間の相関が強く、密度がほぼ一定の液滴状の多核子系であるとする模型で、質量公式などを考えるときには理解しやすい模型である。

これらの一見すると相反する模型を統一的に考えるために提唱されたのが集団運動模型である。これは前述で考えた平均場を変形可能なものとし、独立粒子の運動によって時間的に変化するポテンシャルが核子運動に集団性を与えると考える模型で、励起モードとしての原子核の振動・変形・回転などを記述することが可能となった。この模型は統一模型とも呼ばれている。

この統一模型により説明された現象の一つとして巨大共鳴が挙げられる。原子核の巨大共鳴が初めて発見されたのは 1940 年代の光核反応の実験である。G. C. Baldwin と G. S. Klaiber の行った実験により、いくつかの核の (γ, n) 反応と光核分裂反応の断面積に、その励起エネルギーや幅広のピークなどが類似するという特徴が現れることが発見された [1]。そこで論点とされたのが、”なぜ二つの異なる反応プロセスによる断面積にこのような類似した振る舞いが現れるのか” という点であった。その問題に対し M. Goldhaber と E. Teller は、有極性結晶に電磁波を入射する際の反射率が極性分子の振動によって共鳴状態のようなピークをもつことにヒントを得て、原子核内で陽子と中性子がそれぞれ集団性をもって逆位相で双極子振動している非圧縮性流体モデルを仮定し、この特異な現象の説明に成功した [2]。電気双極子の古典

的描像として理解できるこのモデル (図 1) は, 巨大双極子共鳴 (Giant Dipole Resonance = GDR) と呼ばれ, 巨大共鳴に関する研究の原点となった.

実際, 光による電磁場を多重極展開して得られる電気双極子 (E1) 演算子

$$\mathcal{M}(E1) = \sum_i \frac{1 - \tau_z(i)}{2} z_i = \frac{1}{2} \sum_i z_i - \frac{1}{2} \sum_i \tau_z(i) z_i \quad (1)$$

を考えてみると, 右辺第一項は原子核の重心を並進させるのみで内部励起とは関係がなく, 第二項は陽子と中性子に逆符号で作用して, 陽子・中性子の逆位相振動という形での内部励起を引き起こすということが分かる. ここで, 式 (1) の i はそれぞれの核子を表す.

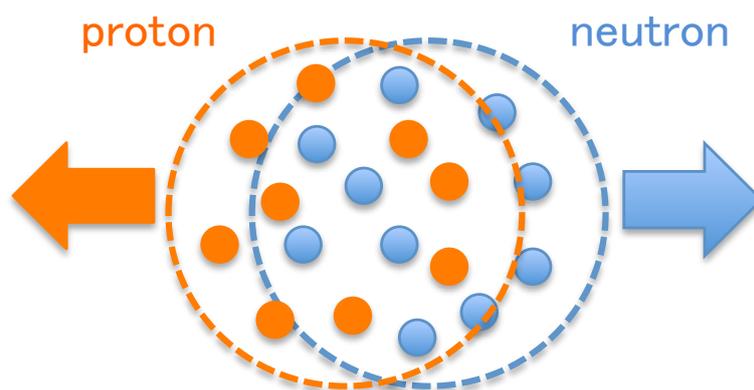


図 1 原子核内部の核子による双極子振動のイメージ

1.2 ^4He に関する研究

^4He 原子核は陽子 2 個, 中性子 2 個から構成される少数多体系であり, 原子核に特徴的な二重閉殻構造をもつ非常に安定な核種である. また, 最も軽い自己共役な核種であり, これらの特有の性質は多くの研究者たちの関心を

惹きつけている. 特に **GDR** 領域におけるその振る舞いに関しては多くの研究がなされており, ここではそれらの概要を紹介する.

1.2.1 GDR 領域における ^4He 光分解

^4He 原子核の光分解には長い歴史があり, その **GDR** 領域における研究分野として主なものは

- 強い相互作用における荷電対称性の破れ
- E1 総和則の検証

などが挙げられる. **F. C. Barker** と **A. K. Mann** は, 自己共役な原子核における E1 巨大共鳴領域の光分解反応の二つのチャンネル, (γ, p) 反応と (γ, n) 反応の断面積比が荷電対称性の検証に有用であると指摘した [3]. **Barker** らによると, ^4He の自己共役性に加えて, **GDR** エネルギー領域における反応チャンネル・遷移形式の一意性, 質量数が小さくクーロン力の効果がわずかであることなどから, 荷電対称性の検証に, **GDR** 領域における ^4He の光分解反応は特に適しているとされる. 図 2 にそれらの反応経路を示す. また, 巨大共鳴への遷移に対する和則値の検証, 及びそれに伴うメソンの交換電流の効果に関する情報を与えるだけでなく, 量子力学的な演算子の類似性により, ニュートリノ・原子核反応に関する情報をもたらすことも期待されている [4].

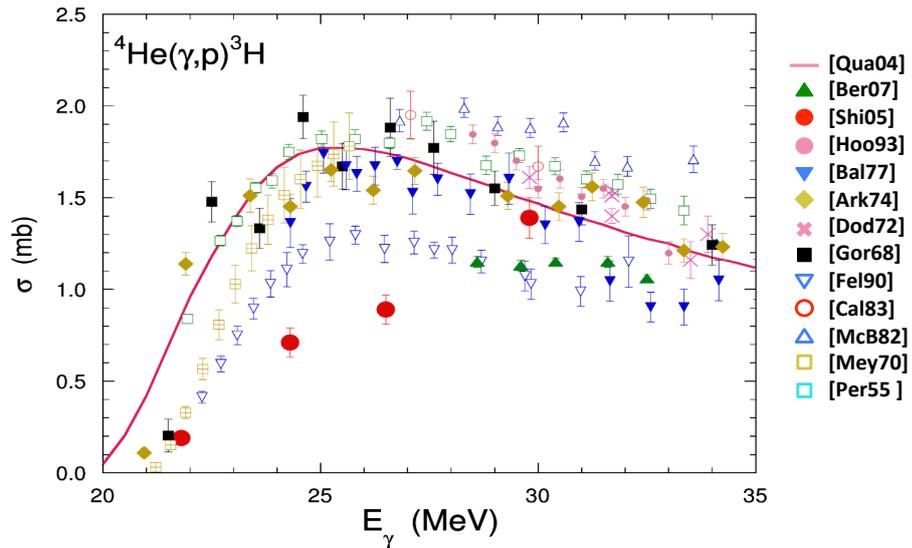


図3 2体分解 (b) : ${}^4\text{He}(\gamma,p){}^3\text{H}$ 反応の断面積. マークが塗りつぶされているものは順反応による測定であり, それぞれ赤丸と緑の三角で示したプロットは単一エネルギービームを, その他のプロットは制動放射光を用いている. 塗りつぶされていないプロットは放射捕獲反応 ${}^3\text{H}(p,\gamma){}^4\text{He}$ による逆運動学からの推定値. 参考文献 [5] より引用.

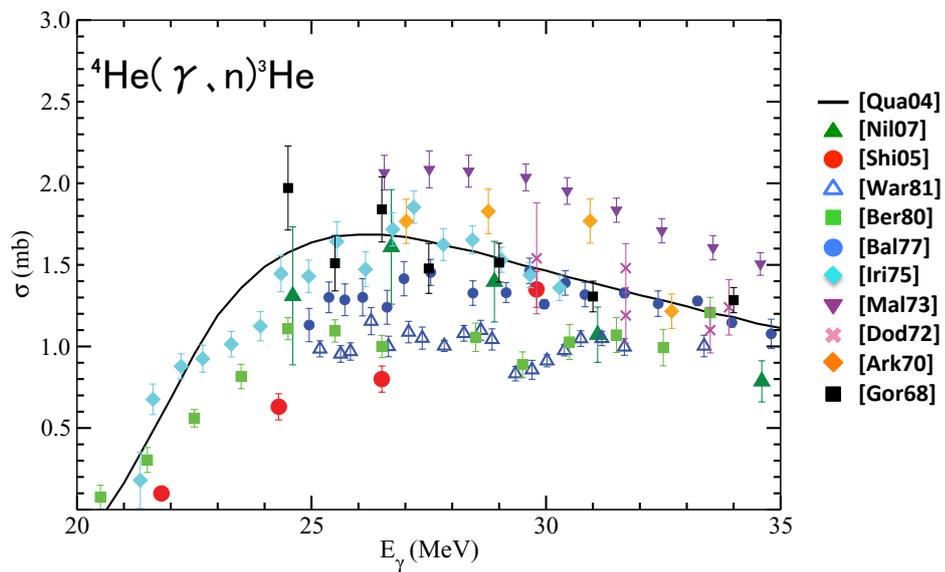


図4 2体分解 (c) : ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ の反応断面積. 参考文献 [6] より引用.

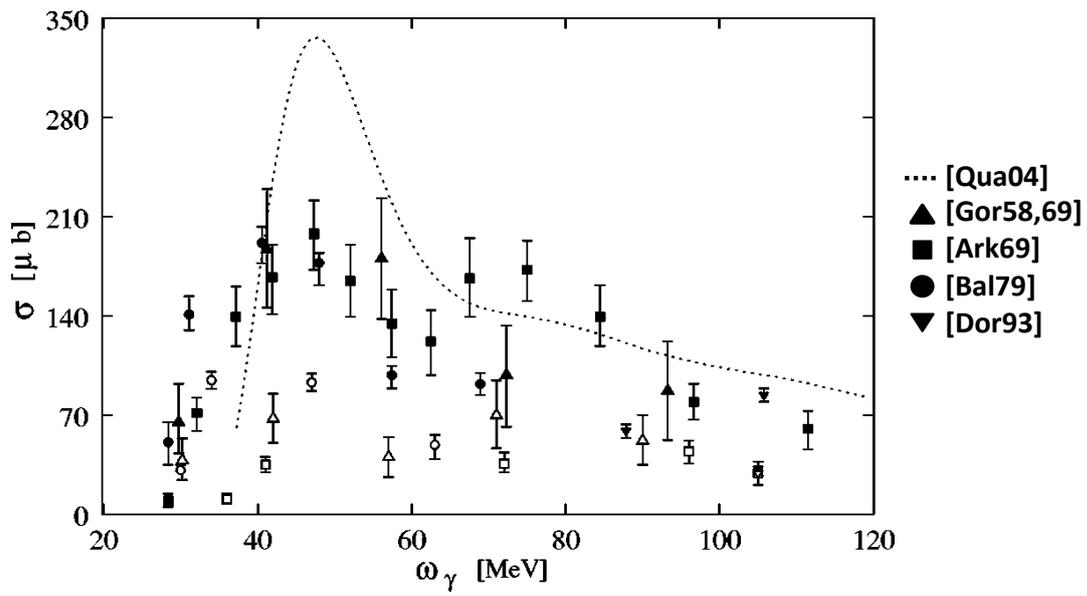


図5 3体分解 (e)、4体分解 (f) の反応断面積. 塗りつぶされたプロットは3体分解断面積. そうでないものは4体分解断面積. 参考文献 [7] より引用.

ここで、図 3 と図 4 の曲線はどちらも LIT 法を用いて計算された断面積であり、図 5 の曲線はそれらの断面積和を LIT 法で計算された全光吸収断面積から減じた値を 3 体 4 体断面積の和として示したものである。以上のように、 ^4He 光分解反応に関する研究は幾度となく実施されている。しかしながら図 3、図 4 に見られるように ^4He の (γ, p) 反応、 (γ, n) 反応の断面積は理論・実験ともにそのデータ間に 100% 近い相違があり、データの精度が大きな問題となっている。

以下で、 ^4He に対する理論及び実験のアプローチについて紹介していくことにする。

1.2.2 Theoretical Study of ^4He I

~Lorentz-Integral-Transform Method~

4 核子ダイナミクスの計算が複雑であるために、 ^4He の光分解反応の理論的記述は ^3He や ^3H の光分解反応ほど進展しておらず、現実的な核子間力を用いた断面積の計算が可能になったのはごく最近のことである。

2005 年 S. Quaglioni et al. は、Lorentz-Integral-Transform (LIT) 法により $^4\text{He}(\gamma, p)^3\text{H}$ 、 $^4\text{He}(\gamma, n)^3\text{He}$ 二つの反応チャンネルの断面積及び、全光吸収断面積を終状態相互作用を完全に考慮しながら計算した [7]。得られた断面積は図 3、図 4 の曲線である。詳しい理論は付録 A に譲ることにするが、計算には MTI-III ポテンシャルを用い、基底関数には超動径波動関数と超球面調和関数 (correlated hyperspherical harmonics) の積を選択して CHH の拡張を行っている。これは終状態相互作用を 3 体、4 体分解の閾値より上の領域においても考慮した初めての微視的計算であり、GDR ピークをはじめ、実験データをよく再現することに成功した。

また、 $d+d$ 2 体分解反応は双極子演算子によるものではないために、 $n+p+d$ 3 体分解反応の閾値よりも下のエネルギーでは (γ, p) 反応と (γ, n) 反応の断面積和が全光吸収断面積に等しいはずである。そこで全断面積も同様にして LIT 法を用いて計算を行い、両者を比較してみると、GDR ピークにおいては

よく一致しているが、閾値近傍ではわずかに相違が見られる。図 6 にその図を示す。ここには計算の不確定性が表れていると考えられ、より正しい記述のためには超動径関数の拡張が必要である。そして 35 MeV より上の領域において、断面積の和と全断面積には大きな差が見られるが、ここに 3 体、4 体分解の断面積が現れていると考えられる。そこで、過去の ^4He の 3 体、4 体分解反応の反応断面積の測定値と、LIT 法で得た全光吸収断面積から (γ, p) 反応と (γ, n) 反応の断面積和を減じた差を比較してみると、おおよそ一致した結果が得られた (図 5 を参照)。

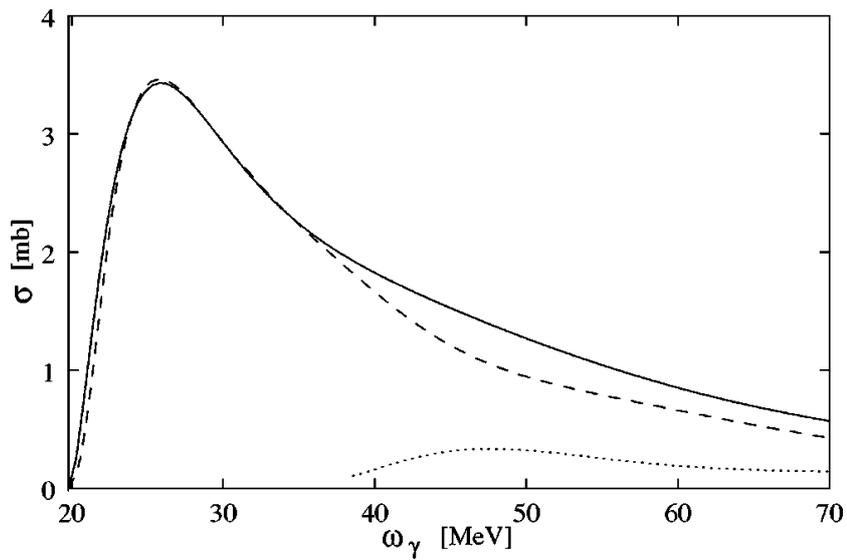


図 6 LIT 法による ${}^4\text{He}$ の全光分解断面積 (実線) と ${}^4\text{He}(\gamma,p){}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{H}$ の断面積の和 (破線) の比較. 35 MeV あたりから現れる実線と破線間の相違は, 3 体分解, 4 体分解の寄与によるものと考えられ. 実線と破線の差 (点線) は図 5 にて 3 体分解及び 4 体分解の断面積の実験値と比較されている. 参考文献 [7] より引用.

1.2.3 Theoretical Study ^4He II

~3N Force から 3N+N cluster へ~

^4He のダイナミクスを記述するに当たっては, 多くの議論がある. 一般的に, 重い原子核の 0_2^+ 状態は単極子の巨大共鳴 (breathing mode) であるが, 電子の非弾性散乱実験により ^4He の 0_2^+ 状態への遷移強度を調べてみると, その値は E0 和則値の 11% しか満たしておらず, ^4He の 0_2^+ 状態が集団的なモードであるかどうかについて疑問があった [8]. また, クーロン力を除いた AGS 方程式を用いた計算により, $^3\text{H}+p$, $^3\text{He}+n$ の閾値よりわずかに, 0.02 MeV から 0.04 MeV 下にある ^4He の 0_2^+ 状態が得られた. そこで Hiyama et al. は現実的な核子間力と現象論的な 3 核子間力を用いて, ^4He の 0_2^+ 状態における空間的構造を精査した [9]. 以下に Hiyama et al. の取った formalism を簡潔に記す.

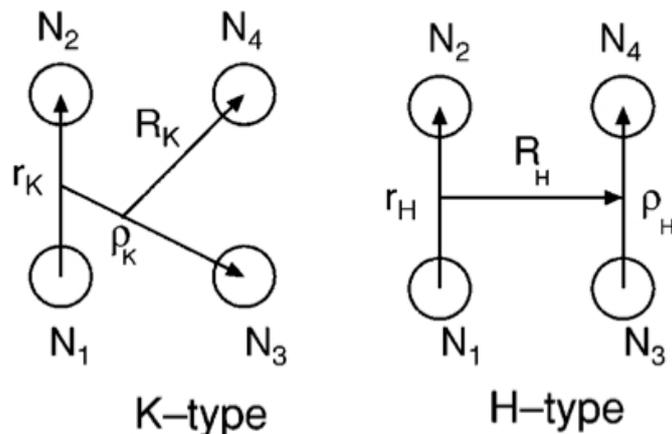


図7 ^4He 原子核内部の核子は 3 つのヤコビ座標で表示される. ベクトル座標の取り方から K タイプと H タイプがある. 参考文献 [9] より引用.

^4He 原子核の波動関数は, ヤコビ座標により記述された Gaussian 型波動関数の積を反対称化し, ヤコビ座標のタイプ毎の和を取った. アイソスピンは 0 を組むことを仮定しており, その具体的な形式は,

$$\Psi_{J=0^+} = \sum_{\alpha} C_{\alpha}^{(K)} \Phi_{\alpha}^{(K)} + \sum_{\alpha} C_{\alpha}^{(H)} \Phi_{\alpha}^{(H)} \quad (2)$$

となるが、式に含まれる波動関数は、

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha}^{(K)} = & \mathcal{A} \left[\left(\left[\phi_{nl}^{(K)}(\mathbf{r}_K) \varphi_{\nu\lambda}^{(K)}(\rho_K) \right]_{\Lambda} \psi_{NL}^{(K)}(\mathbf{R}_K) \right) \right]_I \\ & \times \left\{ \left[\chi_s(12) \chi_{1/2}(3) \right]_{s'} \chi_{1/2}(4) \right\}_S \Bigg]_{JM} \\ & \times \left\{ \left[\eta_t(12) \eta_{1/2}(3) \right]_{1/2} \eta_{1/2}(4) \right\}_0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha}^{(H)} = & \mathcal{A} \left[\left(\left[\phi_{nl}^{(H)}(\mathbf{r}_H) \varphi_{\nu\lambda}^{(H)}(\rho_H) \right]_{\Lambda} \psi_{NL}^{(H)}(\mathbf{R}_H) \right) \right]_I \\ & \times \left[\chi_s(12) \chi_{s'}(34) \right]_S \Bigg]_{JM} \left[\eta_t(12) \eta_t(34) \right]_0 \end{aligned} \quad (4)$$

と表される。 α はパラメータ $\{nl, \nu\lambda, \Lambda, NL, I, s, s', S, t\}$ を示しており、 \mathcal{A} は4核子の反対称化演算子、 χ, η はそれぞれ、スピン関数とアイソスピン関数を示している。 $\phi_{nl}(\mathbf{r}), \varphi_{\nu\lambda}(\rho), \psi_{NL}(\mathbf{R})$ は Gaussian 型の関数であり、

$$\begin{aligned} \phi_{nlm}(\mathbf{r}) &= N_{nl} r^l e^{-(r/r_n)^2} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}), \\ \varphi_{\nu\lambda\mu}(\rho) &= N_{\nu\lambda} \rho^{\lambda} e^{-(\rho/\rho_{\nu})^2} Y_{\lambda\mu}(\hat{\rho}), \\ \psi_{NLM}(\mathbf{R}) &= N_{NL} R^R e^{-(R/R_N)^2} Y_{LM}(\hat{\mathbf{R}}) \end{aligned} \quad (5)$$

と表される. Gaussian のレンジは等比数列であることを仮定し,

$$\begin{aligned}
 r_n &= r_1 a^{n-1} \quad (n = 1 - n_{max}), \\
 \rho_\nu &= \rho_1 \alpha^{\nu-1} \quad (\nu = 1 - \nu_{max}), \\
 R_N &= R_1 A^{N-1} \quad (N = 1 - N_{max})
 \end{aligned} \tag{6}$$

である.

以上の Gaussian 型の波動関数に対して, 核子間力には AV8' 型ポテンシャル, 3 核子間力には two-range Gaussian 型のポテンシャル

$$\sum_{n=1}^2 V_n^{(3)} \sum_{(ijk)} e^{-\mu_n(r_{ij}^2 + r_{jk}^2 + r_{ki}^2)} \tag{7}$$

を導入すると, 測定された ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}(0_1^+)$ の束縛エネルギーを再現するようにパラメータを選ぶことができ, $\{V_1^{(3)} = -2.04 \text{ MeV}, \mu_1 = (4.0 \text{ fm})^{-2}, V_2^{(3)} = 35.0 \text{ MeV}, \mu_2 = (0.75 \text{ fm})^{-2}\}$ である. このフィットされたポテンシャルのパラメータを用いて, ${}^4\text{He}(0_2^+)$ の軌道角運動量 S, P, D の成分それぞれの確率が得られ, その結果を表 1 に示す.

この結果に対して, ${}^3\text{H}$ の軌道角運動量成分の確率の実験値は, それぞれ $P_S = 91.24\%$, $P_P = 0.07\%$, $P_D = 8.70\%$ と (${}^3\text{He}$ もほぼ同様), 表 1 の ${}^4\text{He}(0_2^+)$ の値と非常によく一致していることから, ${}^4\text{He}$ の 0_2^+ 状態と ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ が波動関数に大きなオーバーラップを持つと考えられ, ${}^4\text{He}$ の 0_2^+ 状態が弱束縛の 3N+N 構造をしていることが示唆された.

表 1 現象論的な 3 核子間力を考慮することで得られる ${}^4\text{He}$ 原子核の 0_1^+ 状態と 0_2^+ 状態の束縛エネルギー, 励起エネルギー, 各軌道角運動量成分の確率. 比較されている 0_1^+ 状態と 0_2^+ 状態の構造が異なっていることが分かる. 参考文献 [9] より引用.

${}^4\text{He}$	0_1^+	0_2^+
E (MeV)	-28.44 (-28.30)	-8.19 (-8.09)
$E-E(3N)$ (MeV)	-20.36 (-20.20)	-0.11 (+0.01)
E_x (MeV)	0.0 (0.0)	20.25 (20.21)
P_S (%)	85.54	91.18
P_P (%)	0.38	0.08
P_D (%)	14.08	8.74
$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	1.660 (1.671 \pm 0.014)	5.3
$\langle 0_2^+ \sum_p r_p^2 0_1^+ \rangle$ (fm ²)		1.38 (1.10 \pm 0.16[3])

1.2.4 Experimental Study of ${}^4\text{He}$

F. C. Barker と A. K. Mann の提案以来, ${}^4\text{He}$ の光分解に関しては多くの実験研究がなされているが, 図 3 と図 4 を見ても分かるように, そのほとんどが GDR のピークを見いだしている. その一方で Shima et al. は ${}^4\text{He}$ をアクティブターゲットとした time-projection-chamber を event-by-event mode で用いて, (γ, p) 反応と (γ, n) 反応の同時測定を行い, 過去のデータとは一線を画したデータを報告した [4]. 得られたデータ点は図 3, 図 4 の赤丸である.

このデータに刺激されて、多くの研究者が断面積の再計算、再測定をするに至っている。一例として R. Raut と W. Tornow のグループは、 ${}^4\text{He-Xe}$ ガスシンチレータを用いて ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ 反応の断面積を 22 MeV から 30 MeV に渡って 0.5 MeV 間隔で測定したが、Shima et al. のデータを再現することはできず、それまでの測定結果と同様に 25 MeV 付近に GDR ピークを得る結果となった。これは、前述の S. Quaglioni et al. による LIT 法計算からも支持され、断面積の絶対値は約 5% 低い、強度分布はよく一致している [5]。得られた断面積は図 8 に示す。また同グループは同様の手法で ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応の断面積を 27 MeV, 27.5 MeV, 28 MeV において測定し、これも先行実験と同様に GDR ピークを再現する結果となった。同様に得られた断面積を図 9 に示す。これらのデータはいずれも統計的不確定性を 1% 未満に抑え、全体の誤差はそれぞれ、 ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ 反応は 5%~13%、 ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応は -7%~5% である。

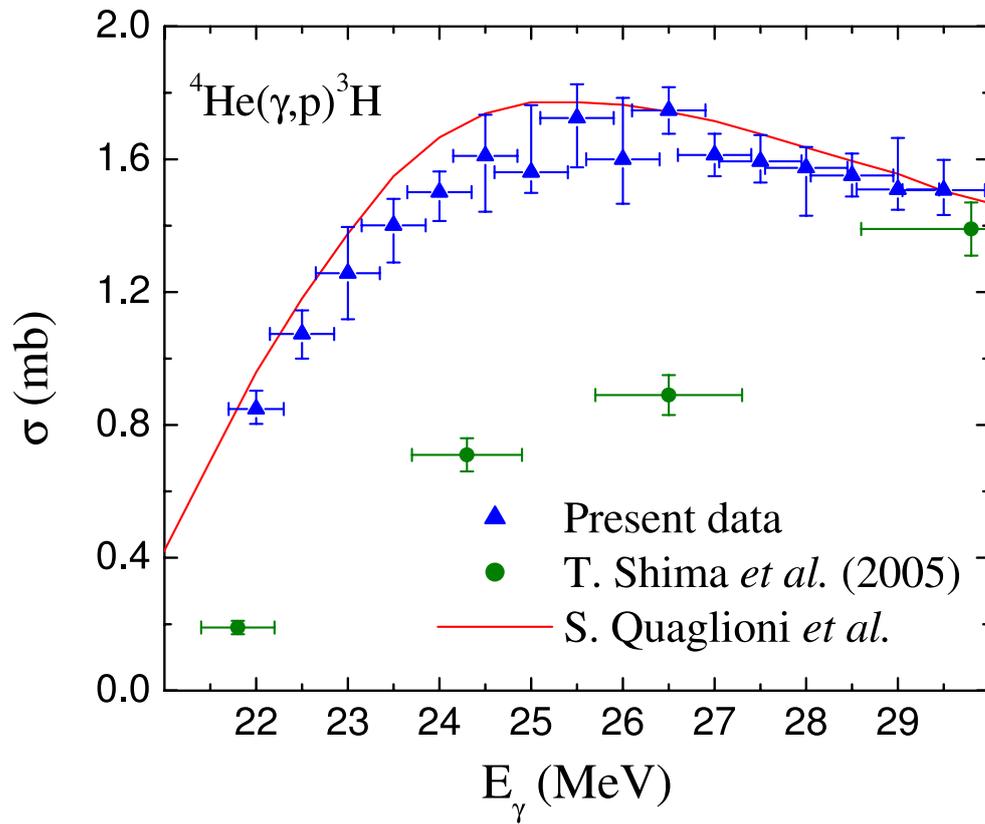


図8 ${}^4\text{He}(\gamma,p){}^3\text{H}$ 反応の断面積. プロットされているデータは, 三角形のものが Raut et al., 丸のものは Shima et al. が得たデータ. 実線は S. Qualigoni et al. の LIT 法で得た断面積. 参考文献 [5] より引用.

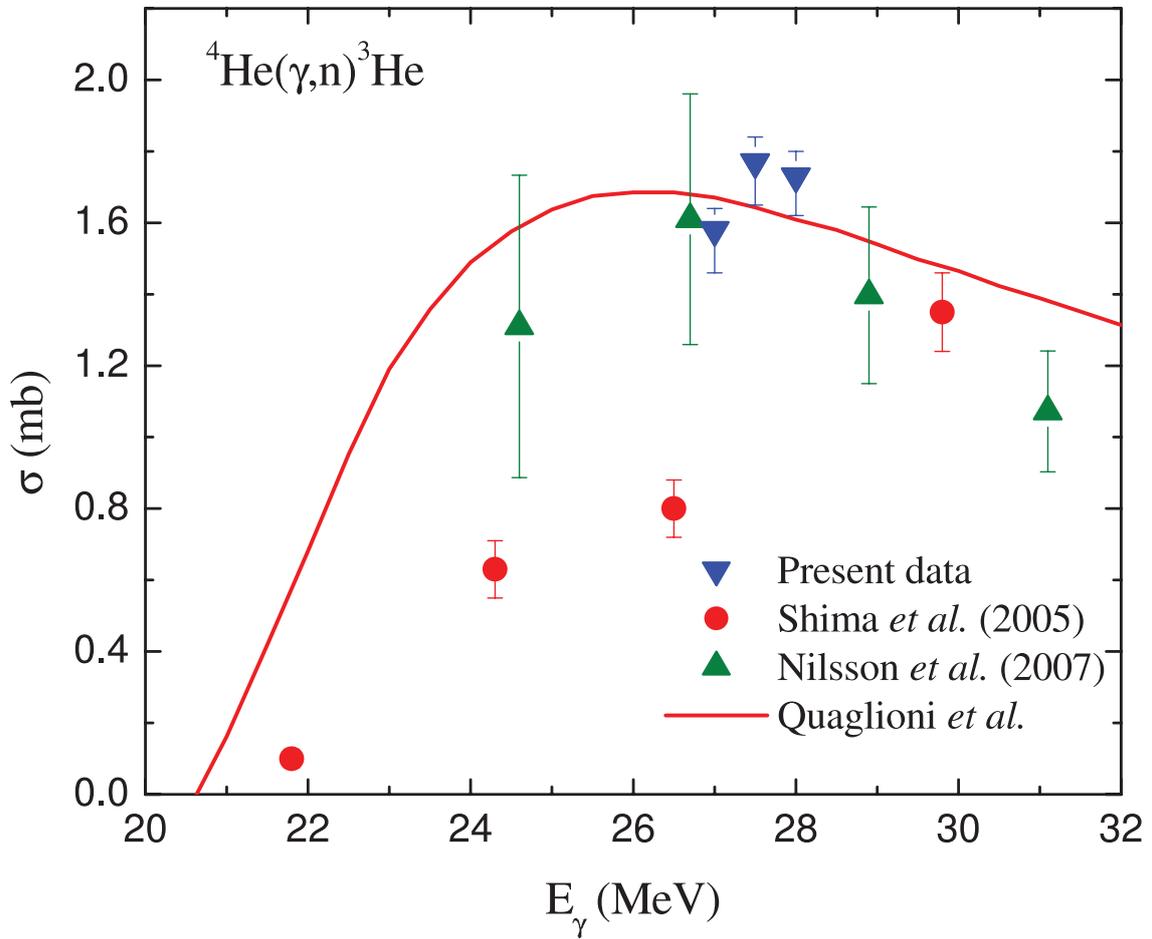


図9 ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{H}$ 反応の断面積. 青い逆三角形のプロットが Tornow et al. のデータであり, 丸は Shima et al., 三角形は Nilsson et al. のデータ. 実線は図8同様 LIT 法の断面積. 参考文献 [6] より引用.

1.3 Motivation

上述のように, GDR 領域における ${}^4\text{He}$ の光分解反応に関する研究は未だ決着しておらず, 不十分であるといえる.

そのため本研究においては, レーザー逆コンプトン散乱ガンマ線ビームを用いた ${}^4\text{He}$ の光分解反応の観測実験を行い, ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ 反応及び, ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{H}$ 反応の GDR 領域における正確な断面積のデータを得ることを目指す. 特に, Si 半導体検出器と BC501A 液体シンチレーション検出器を用いた検出器を自作し, 上の二つのチャンネルを同時測定することで系統誤差の低減を図った.

2 理論

2.1 魔法数

原子核の結合エネルギーは中性子または陽子の数が

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 \quad (8)$$

に一致するとき突然大きくなる。

これらの数を魔法数 (magic number) という。

原子は、その中の電子配置が閉殻になるとき安定になる。このことから類推して、核内の核子は独立に運動しておりその核子の一粒子軌道への配置が閉殻になる場合に魔法数が現れるであろうと推測された。

2.2 殻模型

原子核は多数の核子がそれぞれ相互作用している複雑な多体系である。この系を記述するモデルとして殻模型が知られている。これは、全核子が平均的な一体ポテンシャルを形成しそれぞれの核子はそのポテンシャルの中を独立に運動するという模型である。この模型では一つの核子が従う *Schrödinger* 方程式は

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U(r) + U_{ls}(r)(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) \right\} \psi(r, \theta, \varphi) = E\psi(r, \theta, \varphi) \quad (9)$$

と与えられる。重要なのがスピン軌道力と呼ばれる $U_{ls}(r)(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l})$ の項である。

ここで、まず $U_{ls}(r) = 0$ であり、 $U(r) = (1/2)M\omega^2 r^2$ となる調和振動子ポテンシャルの場合を考えてみる。この場合、一粒子軌道は主量子数 n と軌道角運動量 l で表される。この軌道に下から中性子を詰めていくと、 $1s$ 状態までで 2 個、 $1p$ 状態までで 8 個、 $1d, 2s$ 状態までで 20 個、 $1f, 2p$ 状態までで 40 個、 $1g, 2d, 3s$ 状態までで 70 個の中性子が詰まる。

閉殻に対応する核子数は 2,8,20,40,70,... であるので 20 より上の魔法数は出てこない。

次に $U_{ls}(r) \neq 0$ の場合を考える。合成角運動量 \mathbf{j} を

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s} \quad (10)$$

と定義すると、

$$(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) = \frac{1}{2}(\mathbf{j}^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2) \quad (11)$$

という関係式が成り立つ。

$$[\mathbf{l}^2, j_z] = [\mathbf{s}^2, j_z] = [\mathbf{l}^2, \mathbf{j}^2] = [\mathbf{s}^2, \mathbf{j}^2] = [\mathbf{j}^2, j_z] = 0 \quad (12)$$

なので、 $(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l})$ は $\mathbf{l}^2, j_z, \mathbf{j}^2$ と交換可能である。

また、

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{1}{\hbar^2 r^2} \mathbf{l}^2 \quad (13)$$

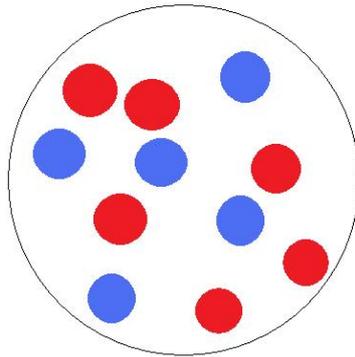
なので、 ∇^2 も $\mathbf{l}^2, j_z, \mathbf{j}^2$ と交換可能である。

これより、ハミルトニアン H が $\mathbf{l}^2, j_z, \mathbf{j}^2$ と交換可能であるので固有状態は合成角運動量 j , 軌道角運動量 l , 合成角運動量の z 成分 m , 主量子数 n で表される。この時、*Schrödinger* 方程式は

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U(r) + U_{ls}(r)(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) \right\} \psi_{nljm} = E_{nlj} \psi_{nljm} \quad (14)$$

で与えられる。 $(\psi_{nljm}$ は固有関数)

スピン軌道力 $U_{ls}(r)$ のためにエネルギー準位 E_{nl} が $E_{nll+1/2}, E_{nll-1/2}$ に分離し、この分離した軌道に下から核子を詰めていくと正しい魔法数が現れる。

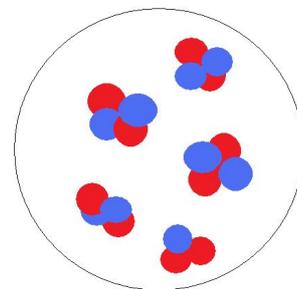


それぞれの核子が独立に運動している

図 10 殻模型のイメージ

2.3 クラスタモデル

殻模型ではすべての核子が独立に運動していたが、クラスター模型では原子核はいくつかの核子のかたまりであるクラスターからなると考える。このクラスター構造を記述する模型の一つに多中心模型がある。この模型では波動関数をそれぞれのクラスターの波動関数に分離することができ、それぞれのクラスターの波動関数には殻模型を使って得られる波動関数を用いる。具体的には次の式で与えられる。



いくつかの核子のかたまりで構成されている

図 11 クラスタ模型のイメージ

$$\Psi(R_1, R_2, \dots, R_n) = N_0 \mathcal{A}[\psi(C_1, R_1)\psi(C_2, R_2) \cdots \psi(C_n, R_n)] \quad (15)$$

ここで、 $\psi(C_i, R_i)$ は調和振動子型殻模型（一体ポテンシャル $U(r)$ が調和振動子ポテンシャル $(1/2)M\omega^2 r^2$ ）の波動関数である。

次に、クラスター間の相対運動を考える方法の一つである生成座標法 (Generator-Coordinate Method(GCM)) について説明する。まず、クラスター模型波動関数 $\Psi(\alpha)$ を用意する。ここで、 α は変分パラメーターである。基底状態波動関数の変分パラメーター α_0 は変分方程式

$$\delta E(\alpha) = 0, E(\alpha) = \frac{\langle \Psi(\alpha) | H | \Psi(\alpha) \rangle}{\langle \Psi(\alpha) | \Psi(\alpha) \rangle} \quad (16)$$

によって決まる。

変分原理によれば $\Psi(\alpha_0)$ が基底状態の波動関数のよい近似になる。

ここで、 α_0 のまわりで $E(\alpha)$ がゆるやかに変化する場合を考える。 $|\Psi(\alpha_0)\rangle$ を $|a\rangle$ と書き、 $|\Psi(\alpha)\rangle$ を $|b\rangle$ と書く。 $\langle a|b\rangle = 0, \langle a|H|b\rangle + \langle b|H|a\rangle < 0$ という条件を満たしているとする。このとき

$$\frac{\langle a + b | H | a + b \rangle}{\langle a + b | a + b \rangle} = \frac{\langle a | H | a \rangle + \langle b | H | b \rangle}{\langle a | a \rangle + \langle b | b \rangle} \quad (17a)$$

$$+ \frac{\langle a | H | b \rangle + \langle b | H | a \rangle}{\langle a | a \rangle + \langle b | b \rangle} \quad (17b)$$

であり、

$$\frac{\langle a | H | a \rangle}{\langle a | a \rangle} \leq (17a) \leq \frac{\langle b | H | b \rangle}{\langle b | b \rangle} \quad (18)$$

が成り立つ。

ここで、 $E(\alpha)$ がゆるやかに変化しているので

$$\frac{\langle a | H | a \rangle}{\langle a | a \rangle} = E(\alpha_0) \approx E(\alpha) = \frac{\langle b | H | b \rangle}{\langle b | b \rangle} \quad (19)$$

となる。

よって

$$(17a) \approx E(\alpha_0) \quad (20)$$

となり

$$\frac{\langle a+b|H|a+b\rangle}{\langle a+b|a+b\rangle} \cong E(\alpha_0) + (17b) \quad (21)$$

が成り立つ。また、(17b) < 0 であったので

$$\frac{\langle a+b|H|a+b\rangle}{\langle a+b|a+b\rangle} < E(\alpha_0) \quad (22)$$

となる。

これより、 $\Psi(\alpha_0)$ よりも $\Psi(\alpha_0) + \Psi(\alpha)$ のほうが基底状態のより良い近似になっているとわかる。よって、 $E(\alpha)$ がゆるやかに変化する場合は波動関数の重ね合わせが基底状態のより良い近似になるので、波動関数に適当な重み関数 $f(\alpha)$ をかけて重ね合わせた関数を考える必要がある。

具体的には模型波動関数 Ψ_{GCM} を次のように定義する。

$$\Psi_{\text{GCM}} = \int d\alpha f(\alpha) \Psi(\alpha) \quad (23)$$

また、この関数は、

$$\langle \Psi_{\text{GCM}} | \Psi_{\text{GCM}} \rangle = 1 \quad (24)$$

という拘束条件をみたすことを要求する。

ここから、変分法により重み関数 $f(\alpha)$ を求める。これはハミルトニアン H と Lagrange の未定乗数 λ を用いて、

$$\begin{aligned} I &= \langle \Psi_{\text{GCM}} | H | \Psi_{\text{GCM}} \rangle - \lambda \{ \langle \Psi_{\text{GCM}} | \Psi_{\text{GCM}} \rangle - 1 \} \\ &= \iint d\alpha d\beta f(\alpha) f(\beta) \langle \Psi(\alpha) | H | \Psi(\beta) \rangle \\ &\quad - \lambda \left\{ \iint d\alpha d\beta f(\alpha) f(\beta) \langle \Psi(\alpha) | \Psi(\beta) \rangle - 1 \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

で定められる I は極値をとるので、

$$\begin{aligned}
\delta I &= \iint d\alpha d\beta \delta f(\alpha) f(\beta) \langle \Psi(\alpha) | [H - \lambda] | \Psi(\beta) \rangle \\
&\quad + \iint d\alpha d\beta \delta f(\beta) f(\alpha) \langle \Psi(\alpha) | [H - \lambda] | \Psi(\beta) \rangle - \delta\lambda \left\{ \langle \Psi_{\text{GCM}} | \Psi_{\text{GCM}} \rangle - 1 \right\} \\
&= 2 \int d\beta \left\{ \int d\alpha f(\alpha) \langle \Psi(\alpha) | [H - \lambda] | \Psi(\beta) \rangle \right\} \delta f(\beta) - \delta\lambda \left\{ \langle \Psi_{\text{GCM}} | \Psi_{\text{GCM}} \rangle - 1 \right\} \\
&= 0
\end{aligned} \tag{26}$$

となる。

$\delta f, \delta\lambda$ は任意なので、

$$\int d\alpha \left\{ \langle \Psi(\alpha) | H | \Psi(\beta) \rangle - \lambda \langle \Psi(\alpha) | \Psi(\beta) \rangle \right\} f(\alpha) = 0 \tag{27}$$

$$\langle \Psi_{\text{GCM}} | \Psi_{\text{GCM}} \rangle = 1 \tag{28}$$

でなければならない。

この式から、重み関数 $f(\alpha)$ が求められる。この式を GCM 方程式という。例えば、多中心模型では変分パラメーター α として各クラスターの中心位置を表すベクトル $\{\mathbf{R}_i\}$ をとる。

クラスター間の相対運動を記述する方法として他に 共鳴群法 (Resonating Group Method(RGM)) や直交条件法 (Orthogonal Condition Method(OCM)) などがある。

2.4 ${}^4\text{He}$

今回の実験では ${}^4\text{He}$ を研究対象としたが、この原子核には $3N + N({}^3\text{H} + p$ と ${}^3\text{He} + n)$ クラスター構造をもつ励起状態が存在する。

この ${}^4\text{He}$ は、最近の研究 (参考文献 [10] より) で現実的な核力を用いた 4 体計算が行われるなどかなり詳しく調べられている。この計算では核子間の

相互作用を 2 体相互作用のみに限り、その相互作用のモデルとして G3RS と AV8' を使う。そして基底状態波動関数 Φ は、

$$\Phi_{(LS)JM_JTM_T} = \mathcal{A} \left\{ e^{-\frac{1}{2}\tilde{x}Ax} \left[\left[\mathcal{Y}_{L_1}(\tilde{u}_1x) \mathcal{Y}_{L_2}(\tilde{u}_2x) \right]_{L_1} \chi_S \right]_{JM_J} \eta_{TM_T} \right\} \quad (29)$$

の形をもち、Schrödinger 方程式の解 $\Psi_{JM_JTM_T}$ は上の Φ の線形結合で与えられる。

ここで、 $\mathcal{Y}_l(r) = r^l Y_l(\hat{r})$ であり $Y_l(\hat{r})$ は球面調和関数である。またスピン関数 χ_{SM_S} は $[[[\frac{1}{2} \frac{1}{2}]_{S_{12}} \frac{1}{2}]_{S_{123}} \frac{1}{2}]_{SM_S}$ のうち取り得る S_{12} と S_{123} に対して重ね合わせたものであり、アイソスピン関数 η_{TM_T} はスピン関数と同じ形式をとる。

この解 Ψ の正確さは基底関数の次元 (線形結合をとる基底関数の数) によって決まり、約 600 の基底関数を使うことで十分に収束した解を得られるとわかった。

図 12 は実験 (Exp) と理論計算 (G3RS, AV8') とを比較した図であり、それぞれの線の横の数字は全角運動量, パリティ, アイソスピン $J^{\pi}T$ を表す。数字のついてない線はそれぞれ下から ${}^3\text{H}+p$ のしきい値, ${}^3\text{He}+n$ のしきい値を表す。この図では ${}^3\text{H}+p$ のしきい値を同じ energy にそろえて比較している。この図から全体として理論計算が実験と一致していることがわかる。

また、光吸収断面積の計算にも微視的 R 行列法 (microscopic R-matrix method(MRM)) や複素スケーリング法 (complex scaling method(CSM)) を使って、現実的な核力を用いた 4 体計算を行うことができる。

図 13 は MRM 計算による ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ と ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ の光吸収断面積を表している。

この図から Shima et al の実験データが理論計算の値からかなりずれていることがわかる。

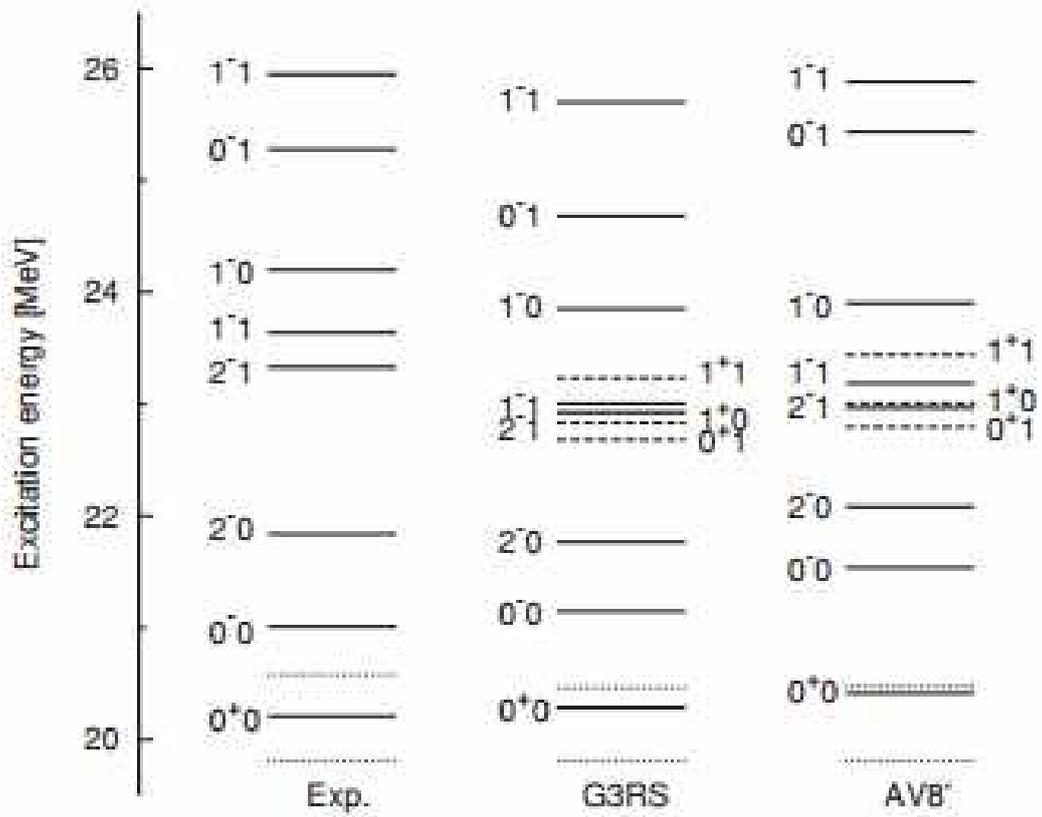


図 12 ${}^4\text{He}$ のエネルギーレベル. 参考文献 [10] より引用

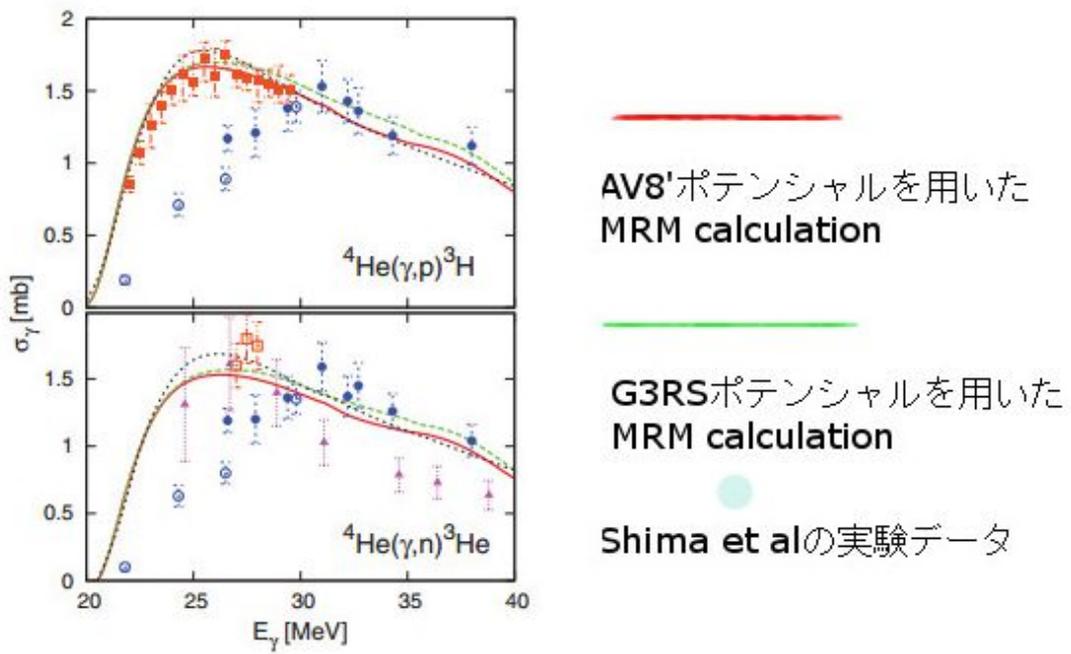


図 13 ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ と ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ の光吸収断面積. 参考文献 [11] より引用

3 実験

He ガスに γ 線ビームを照射することによって ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応と ${}^4\text{He}(\gamma, \text{n}^3\text{He})$ 反応を引き起こし, 生成粒子を検出することでその断面積を測定する.

3.1 実験施設

γ 線ビームを発生できる施設として兵庫県にある Spring-8 敷地内の New SUBARU 放射光施設を利用した.(図 14)



図 14 Spring-8 と New SUBARU

New SUBARU では加速電子とレーザー光の逆コンプトン散乱によって発生した MeV 領域の γ 線を実験に利用できる. 図 15 のように, Spring-8 の線形加速器から供給される 1GeV の加速電子は施設内の電子蓄積リングに入

射され、一定のエネルギーで周回する。外部に用意した光源からレーザー光を発射し、これを反射鏡で2回反射させることで周回電子と平行に衝突させる。この逆コンプトン散乱で発生した γ 線はレーザーの反射鏡を透過する。さらに γ 線の進行方向をコリメータで絞ることでほぼ単色の γ 線ビームとして我々の用意した検出器に照射される。ビーム強度は検出器下流に設置したNaIシンチレータによってモニターした。NaIシンチレータの周囲には γ 線ビームの散乱などで生じるバックグラウンドを減少させるためにホウ素を含むポリエチレンブロックを設置した。周回電子が電子蓄積リング内で偏向する際には、制動放射による光子が電子の進行方向に放出される。この放射光は逆コンプトン γ 線と同じ方向に放出される。そこで、検出器の位置合わせには周回電子からの放射光の可視光成分を用いた。

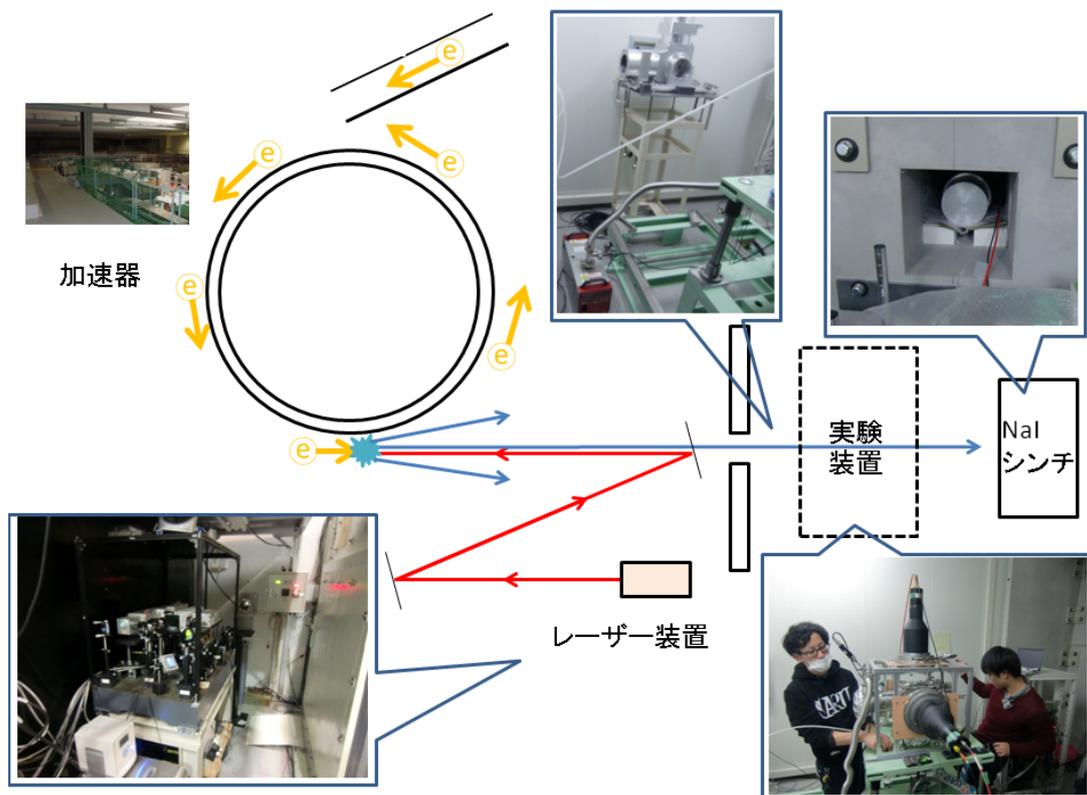


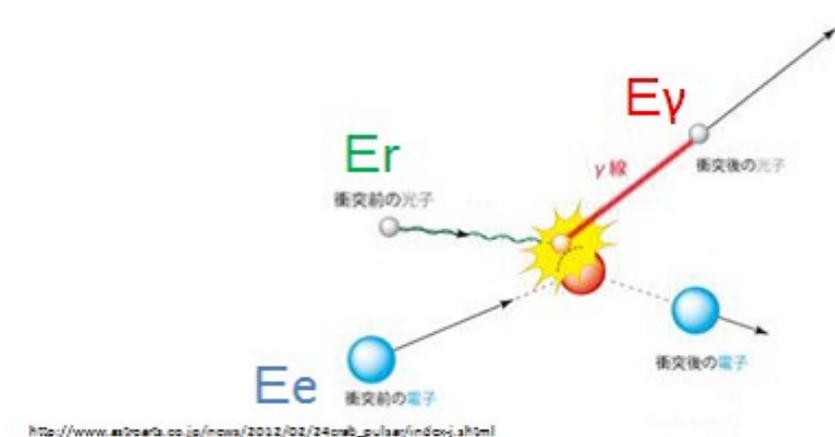
図 15 γ 線ビーム発生と照射の概略図

逆コンプトン散乱の運動学から γ 線ビームのエネルギーは以下の式で求められる。

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 E_r}{1 + (\gamma\theta)^2 + \frac{4\gamma E_r}{m_e c^2}} \quad (30)$$

$$\gamma = \frac{E_e}{m_e c^2} \quad (31)$$

ここで, E_γ は γ 線のエネルギー, E_r はレーザー光のエネルギー, E_e は加速電子のエネルギー, $m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギー, θ は γ 線の反跳角度である。本実験では, 加速電子のエネルギーとレーザー光の波長を3パターンに調整した。(図 16)



今回の実験に用いた γ 線のエネルギーは3種類
電子のエネルギーとレーザーの波長を調整して使いたい γ 線のエネルギーにした

$E_\gamma(\text{MeV})$	$E_e(\text{MeV})$	レーザー波長(nm)	レーザー出力(W)
25.7	1460	1550(<u>ErFiber</u> レーザー)	3.50
28.0	900	532(<u>Nd</u> レーザー"INAZUMA")	3.02
32.7	974	532(<u>Nd</u> レーザー"INAZUMA")	3.02

図 16 逆コンプトン散乱

3.2 検出器とセットアップ

光分解反応で生成される粒子の検出器として Si 半導体検出器と有機液体シンチレータを用いた. Si 半導体検出器は荷電粒子の検出, 液体シンチレータは中性子の検出を目的としている. Si 半導体検出器は複数のストリップに分割されている. 今回の測定ではこれらのストリップを電氣的に接続してパッド型の検出器として用いた.(図 17)

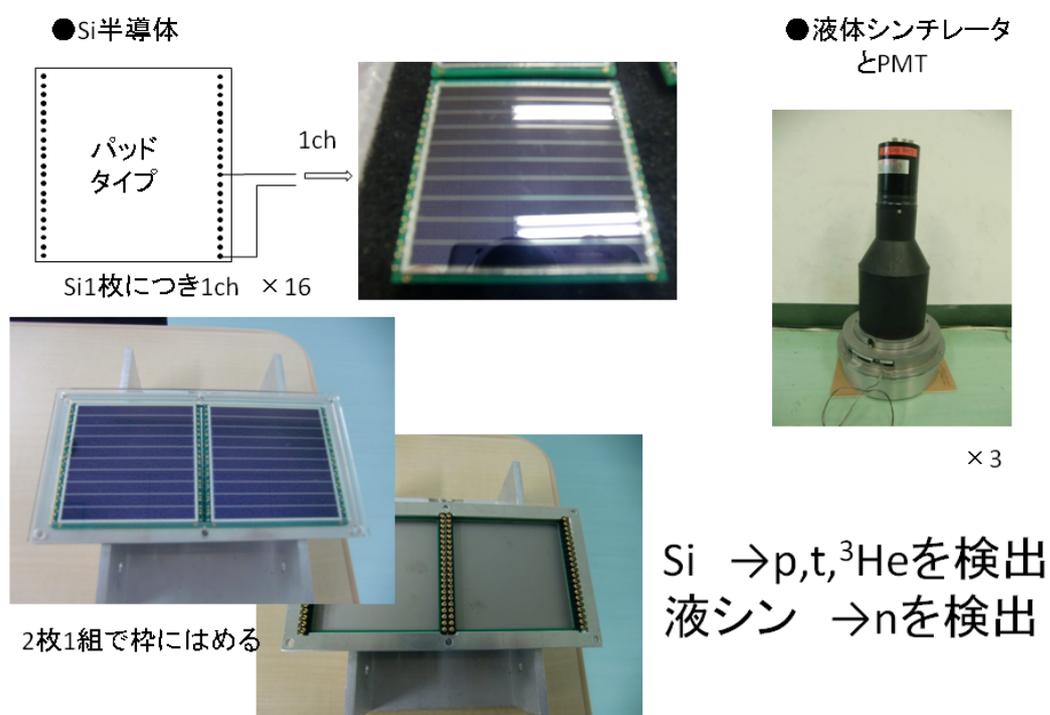


図 17 Si 半導体検出器と液体シンチレータ

5 cm 角の正方形の Si 半導体検出器を直方体の筒状に 8 枚配置し, さらにそれぞれの外側にもう 8 枚配置して (検出面は全て内側を向いている), 治具で固定した. 計 16 枚の Si 半導体検出器を使用するが, 内側の 8 枚には厚さ $325\ \mu\text{m}$ の Si 検出器を, 外側の 8 枚には厚さ $500\ \mu\text{m}$ の Si 検出器をそれぞれ

れ用いた. この厚みの違いは後述する粒子識別に役立っている. γ 線ビームはこの筒の中心を通過することになる. Si 半導体検出器は 1 枚につき 1ch で合計 16ch のアナログ信号が読み出せるようになっている. これらの Si 半導体検出器は ^{241}Am α 線源を用いてエネルギー校正を行った.(図 18)

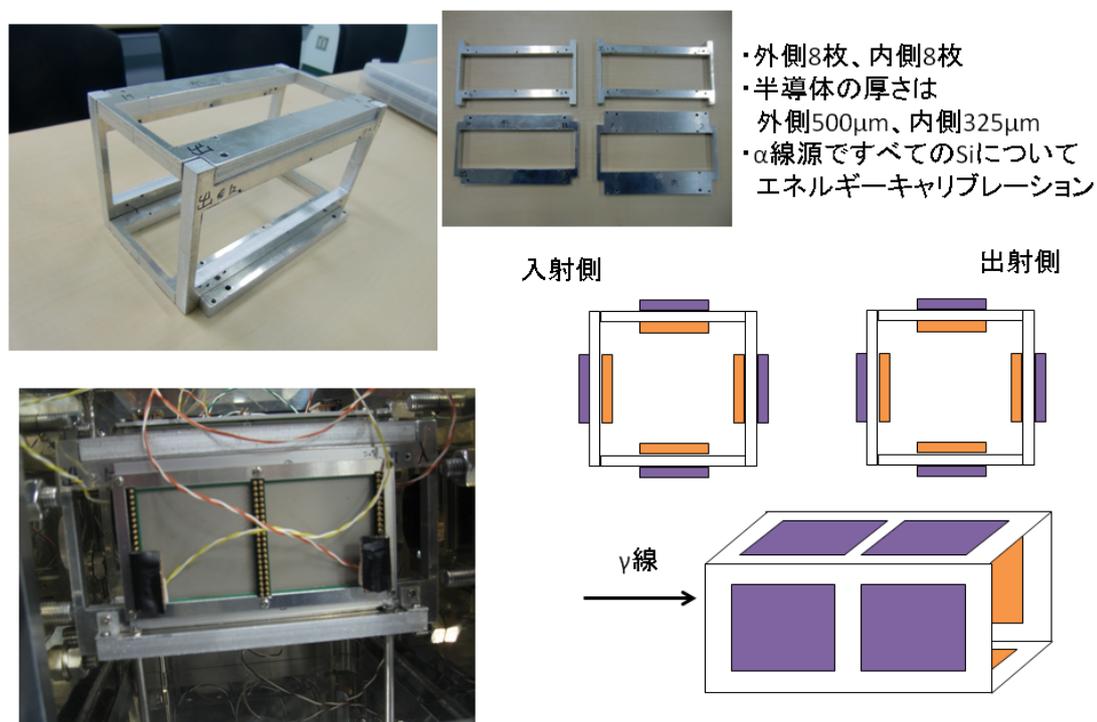


図 18 Si 半導体検出器のセットアップ

この半導体検出器をチェンバー内に設置し、チェンバーには He ガスを封入した. He ガスを封入する際にはドライポンプを用いて真空排気したのちに He ガスボンベよりガスを充てんした. ビームを通過させるために、ビーム入射側と出射側をそれぞれアラミドの薄膜（厚さ 15 μm ）で覆い、 γ 線とアラミドの反応によって生じる粒子が Si 検出器で検出されないようコリメータを設置した.(図 19)

さらにチェンバーの外側、上と左右に計 3 台の液体シンチレータを配置した. 液体シンチレータは ^{137}Cs 線源から放出される 661 keV γ 線のコンプト

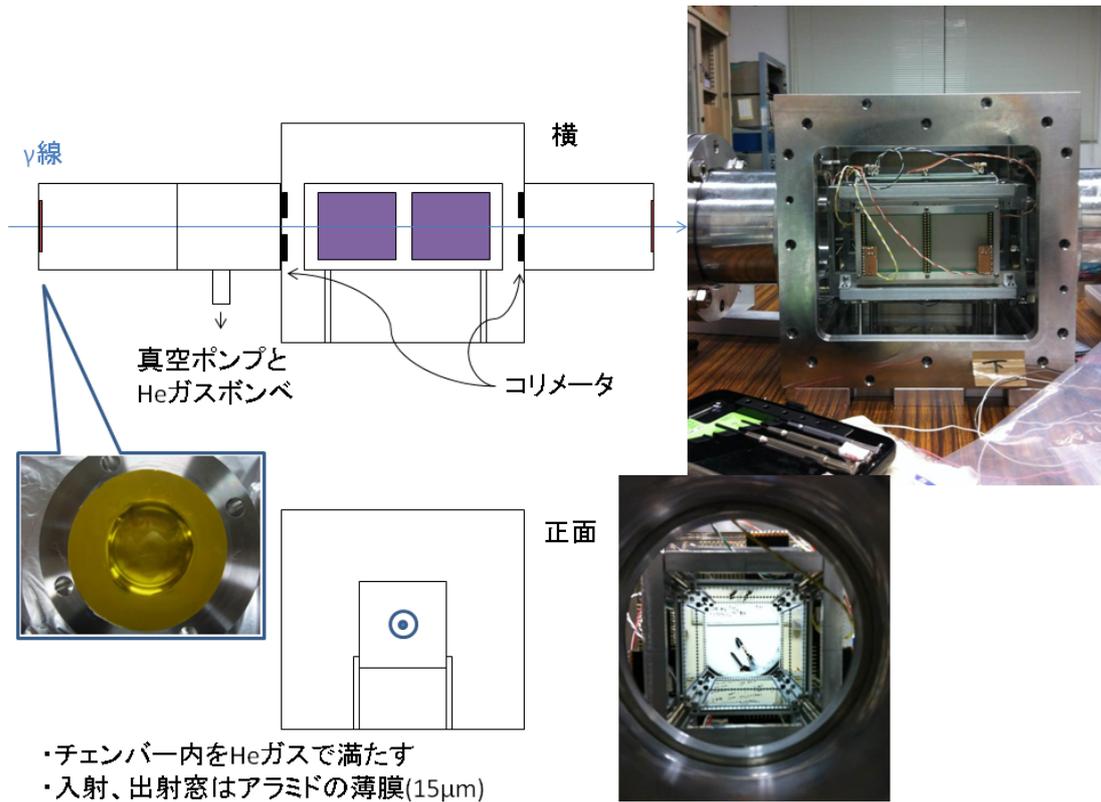


図 19 He ガスを封入するチェンバー

ン端を用いてエネルギー校正を行った。(図 20)

3.3 光分解反応の同定

本実験では ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ と ${}^4\text{He}(\gamma, \text{n}^3\text{He})$ の 2 つの反応チャンネルを測定する。

${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応のイベントが起こった場合、生成した陽子と t 粒子が受け取るエネルギーの和は γ 線のエネルギーから反応の閾値 (19.81 MeV) を差し引いたものに等しく、分配のされ方は 2 粒子の質量比と散乱角度によって決定する。以下の表 2 に、今回の実験で用いた γ 線エネルギーに対し、検出器へ向かう生成粒子が受け取る最大エネルギーをまとめた。このエネルギーによって、Si 検出器の陽子に対する応答に違いがみられる。今回のエネルギー

- ・ γ 線源でエネルギーキャリブレーション
- ・チェンバーの上と左右、計3つ同じものを設置

チェンバー周りに専用の架台を用意↓

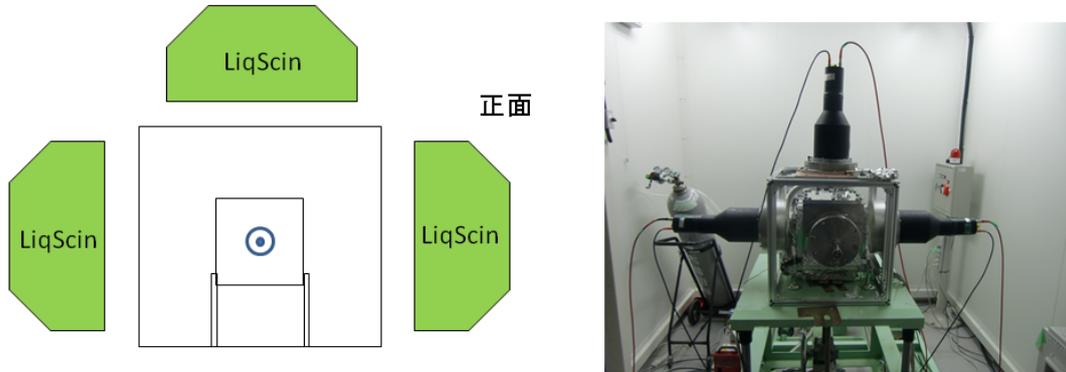


図 20 液体シンチレータのセットアップ

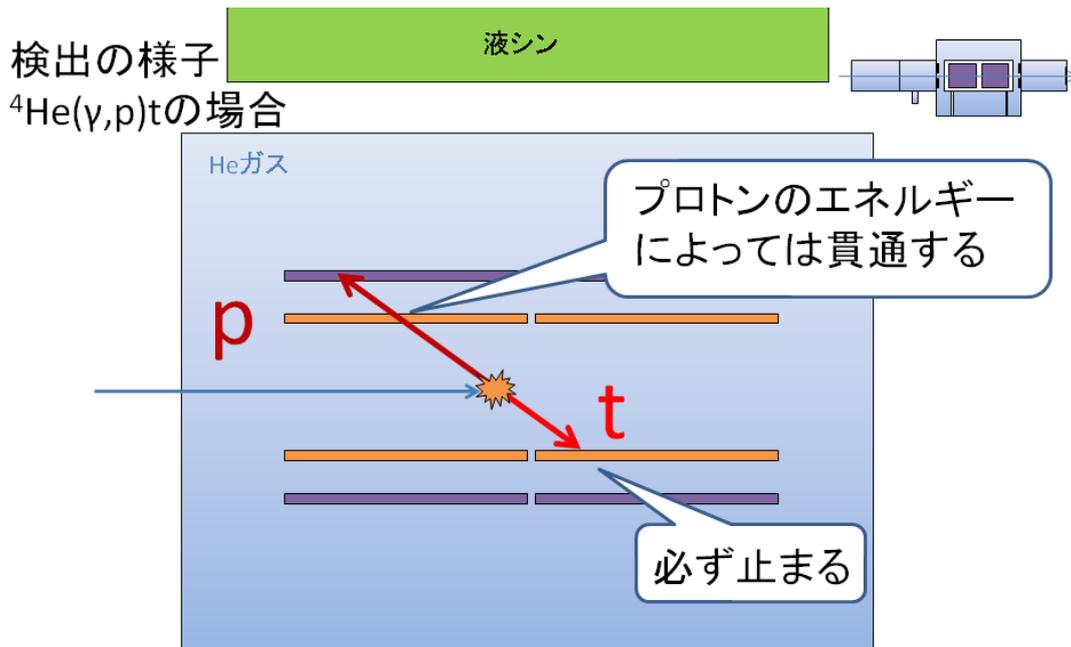
範囲では、 γ 線エネルギーが最大の 32.7 MeV のときに生成する陽子であれば、 ^4He ガスによるエネルギー損失を考慮しても内側の Si 検出器を貫通して外側の Si 検出器で止まり、それ以外の γ 線エネルギーで生成する陽子は内側の Si を貫通することができない。一方、 t 粒子はどの γ 線エネルギーで生成したものであっても内側の Si を貫通できず、またこの光分解反応は運動量保存より必ず 2 つの生成粒子が反対方向に放出される。これらのことは、作成したシミュレーションによって分かっている。よって、32.7 MeV γ 線では 3 枚、それ以外のエネルギーの γ 線では 2 枚の向かい合う Si 検出器から同時に荷電粒子が検出されたイベントを選ぶことでこの反応を同定することが可能となる。(図 21)

$^4\text{He}(\gamma, n)^3\text{He}$ 反応のイベントが起こった場合、中性子はほとんど Si 検出器や周りの架台なども通り抜ける。チェンバーの外側に設置した液体シンチレータと反応があれば中性子として判定ができる。 ^3He は t 粒子と同様にそのエネルギーに関わらず必ず内側の Si 検出器で止まる。よっていずれかの

Si 検出器とその反対側の液体シンチレータから同時に粒子が検出されたイベントを選ぶことでこの反応を同定することが可能となる。(図 22)

表 2 実験で用いた γ 線エネルギーにおいて反応後の粒子が受け取るエネルギーの最大値

γ 線エネルギー (最大値)	25.7 MeV	28.0 MeV	32.7 MeV
p	5.0 MeV	6.9 MeV	10.8 MeV
n	4.4 MeV	6.3 MeV	10.2 MeV
t	2.1 MeV	2.8 MeV	4.5 MeV
^3He	1.9 MeV	2.6 MeV	4.2 MeV



→2枚(もしくは3枚)のSiが同時になるイベントを選ばばよい

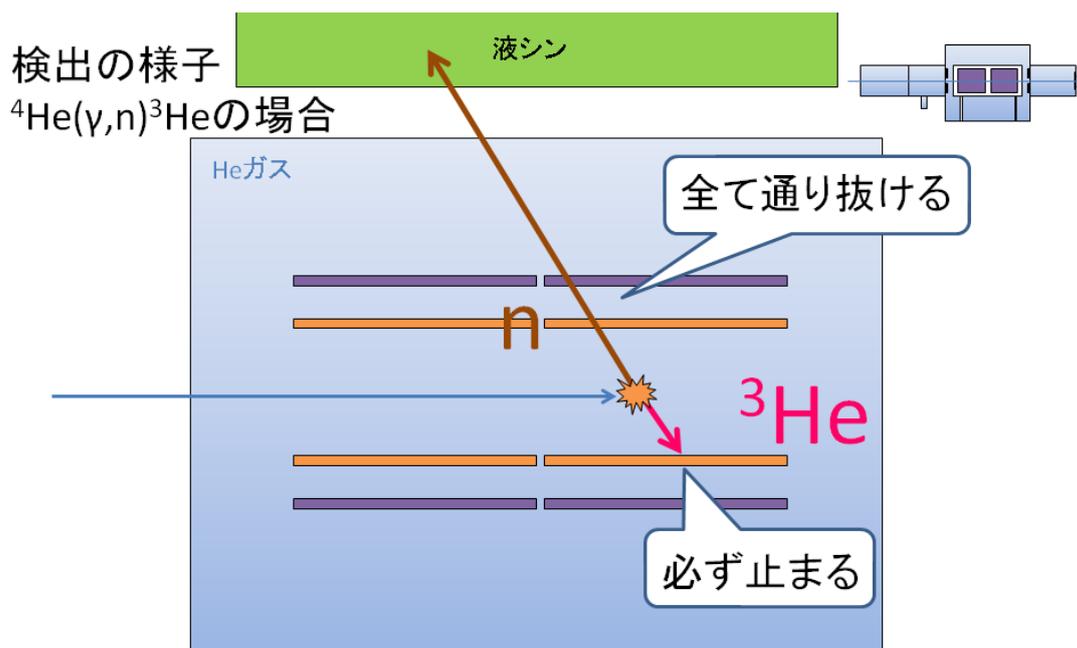
図 21 ${}^4\text{He}(\gamma, p)t$ 反応の検出

3.4 データ収集回路

本実験全体の簡単なデータ収集回路図を図 23 に示す。

Si 半導体検出器からの 16ch のアナログ信号を ADC に送り荷電粒子のエネルギー情報を得る。またアナログ信号からロジック信号を生成しその 16ch の論理和を ADC のゲート信号として用いた。さらに 16 枚の Si 半導体検出器で検出される信号の時間情報を得るために、TDC を導入した。16ch の論理和信号を start, 16ch それぞれのロジック信号を stop とすることで、一番最初に検出された信号に対する他の信号の時間情報を得た。

液体シンチレータについてはバックグラウンドとなる γ 線と中性子を弁別



→液シンとSiが同時になるイベントを選べばよい
 (液シンに入る n と γ は"pulse-shape-discrimination"で見分けることができる)

図 22 ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ 反応の検出

するため、後述する Pulse-Shape-Discrimination を行う。回路としては、3つの液体シンチレータそれぞれについて1つのアナログ信号を2つに分割してQDCに入力した。2つの信号のうち、片方の信号についてはdelayをかけたのちにQDCへ入力した。これら2種類のアナログ信号を共通のゲート信号を用いてA/D変換することによってアナログ信号の全体(total)と遅発成分(tail)の波高情報を得ることができる。totalとtailの比をとることにより γ 線と中性子を弁別する。ゲート信号には3つの液体シンチレータのアナログ信号をロジック信号に変換し3chの論理和をとった信号とSi検出器の方の16chの論理和をとった信号の論理積を使用した。またSi半導体検出器と同様に時間差の解析のために、TDCを利用して液体シンチレータの3chそれぞれのロジック信号の時間情報を得た。

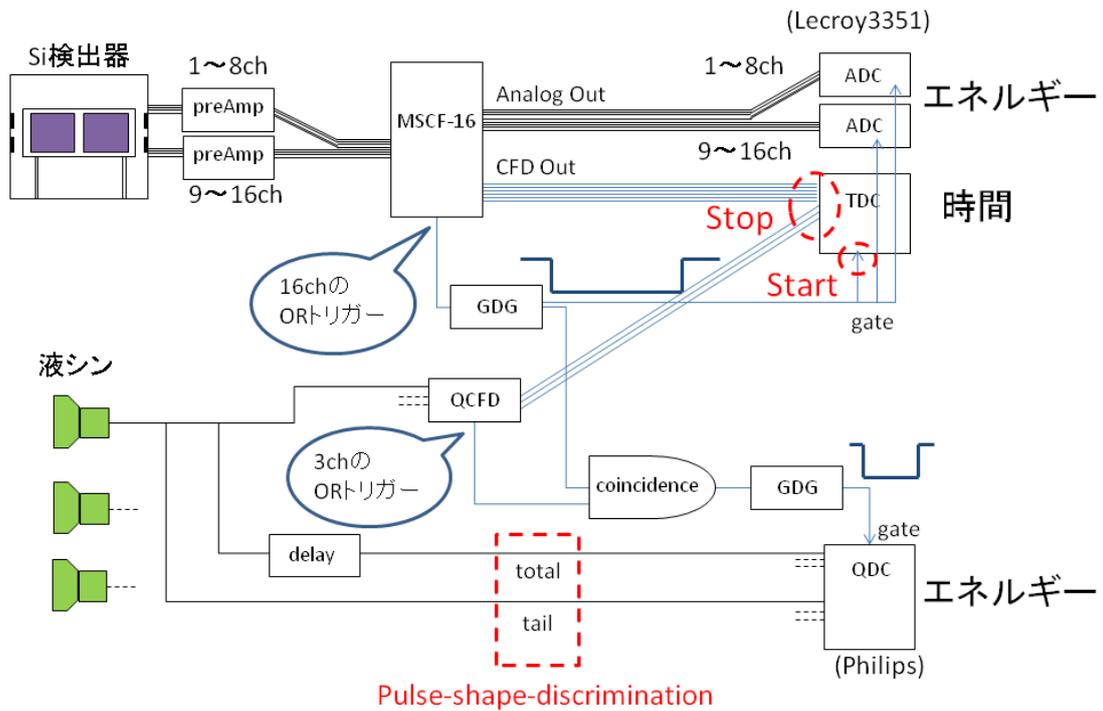


図 23 回路概略図

3.5 実験条件

以下の表 3 に, 実験におけるエネルギーや時間などの諸量をまとめた.

なお, 以下では特に記載がない場合は γ 線のエネルギーに関しては表中の平均値を用いて議論する.

表 3 実験における諸量

E_γ (最大値)	25.7 MeV	28.0 MeV	32.7 MeV
E_γ (平均値)	24.4 MeV	27.4 MeV	31.9 MeV
電子エネルギー	1462 MeV	1247 MeV	974 MeV
レーザー波長	1550 nm	1064 nm	532 nm
入射光子数	$(2.3 \pm 0.3) \times 10^9$	$(5.7 \pm 0.6) \times 10^8$	$(2.8 \pm 0.3) \times 10^9$
平均標的ガス圧	1465 hPa	892 hPa	1708 hPa
測定時間	11.0 hour	1.1 hour	4.1 hour

4 解析

4.1 入射ガンマ線量の導出

入射されるガンマ線光子はターゲットの下流に置かれた NaI シンチレータと光電子増倍管を用いて検出し、マルチチャンネルアナライザーにより記録した。ガンマ線はレーザーの逆コンプトン散乱を用いて発生するので、レーザーのパルス間隔 (表 4) で複数個のガンマ線光子が入射されることになる。

表 4 各レーザーの周波数

レーザー	周波数
Nd レーザー	20 kHz
Er レーザー	200 kHz

複数の電子に一つのレーザーパルスが衝突するため、発生するガンマ線光子は一定時間間隔でランダム数発生する。そのため、入射される光子数はポアソン分布となる。図 24 は本実験中のひとつのガンマ線スペクトルで同時に複数個入射された光子がパイルアップされたスペクトルになっている。

入射ガンマ線光子数は次の手順で導出した。

1. EGS4 によるシミュレーションで各エネルギーでの光子 1 個分の NaI スペクトルを生成する。
2. 1 光子のスペクトルを用いて重み付けされた乱数を生成し、乱数を足し合わせることで複数の光子がパイルアップしているスペクトルを作る。
3. それらを重ね合わせてガンマ線のスペクトルを作り、 χ 二乗検定に

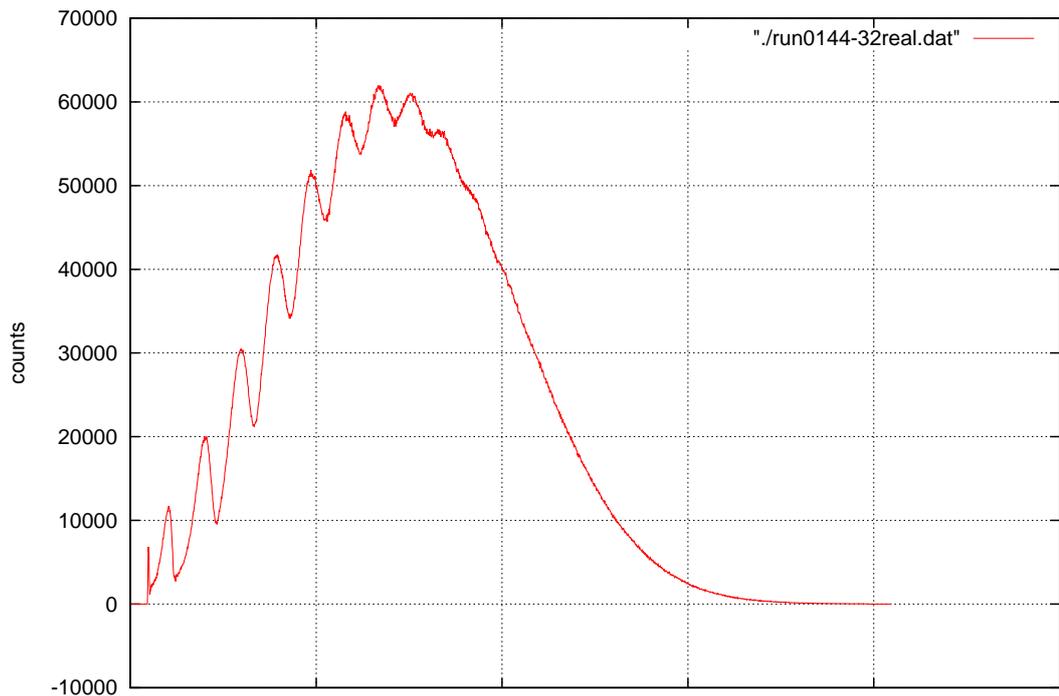


図 24 ガンマ線エネルギー 31.9MeV 時の NaI 検出器の光子数ごとにパイルアップされたピークが現れている。

より制動放射によるバックグラウンドを差し引いた実験値と fit して、レーザー 1 パルスごとの平均光子数を求める。

- EGS4 により NaI の検出効率を求め、真の入射ガンマ線光子数を求める。最終的な光子数 ϕ は平均光子数 N 、測定時間 t 、レーザー周波数 ν 、NaI の検出効率 ϵ を用いて

$$\phi = \frac{Nt\nu}{\epsilon} \quad (32)$$

で計算した。

結果は表 3 のようになった。図 25 は fitting の一例である。

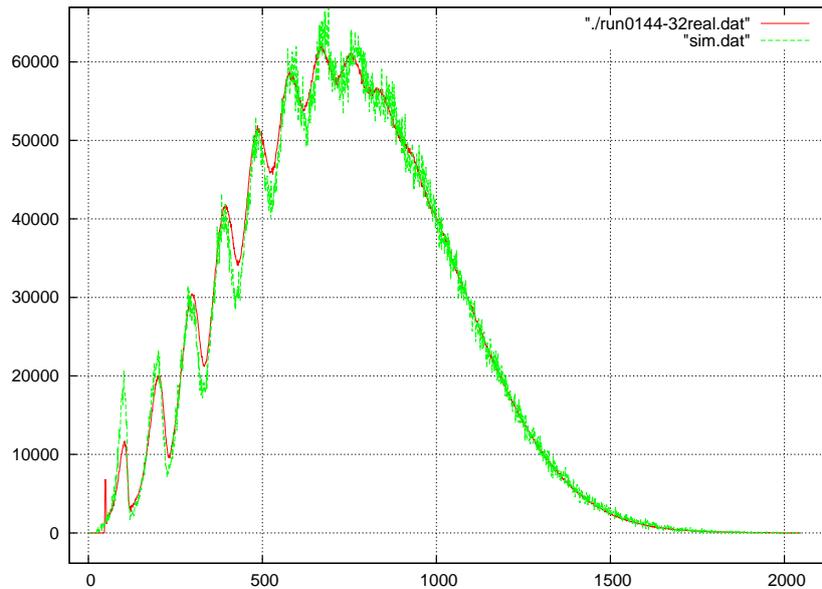


図 25 シミュレーションのフィット. 横軸が channel で縦軸が counts. 赤線が実験値で緑色の線がシミュレーション

4.2 Si 検出器のエネルギーキャリブレーション

ADC のチャンネルをエネルギーに変換するため, ^{241}Am を用い Si 検出器のエネルギーキャリブレーションを行った. ^{241}Am をチェンバーの中心に設置し, 各 Si 検出器に α 線が当たるようにして測定した.

較正前のピーク位置を 5637.81keV としキャリブレーションを行った.(図 26, 図 27)

4.3 液体シンチレータ +PMT 検出器のキャリブレーション

4.3.1 エネルギーキャリブレーション

^{137}Cs を用い, 液体シンチレータ BC501A+PMT 検出器のエネルギーキャリブレーションを行った. ^{137}Cs を各液体シンチレータ +PMT 検出器の中心

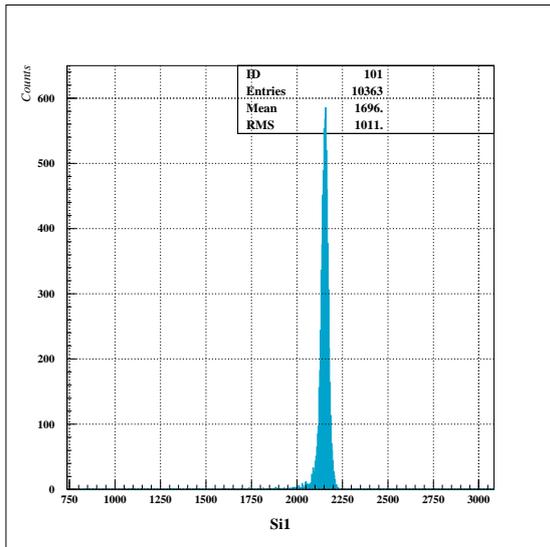


図 26 ^{241}Am のエネルギースペクトル (較正前)

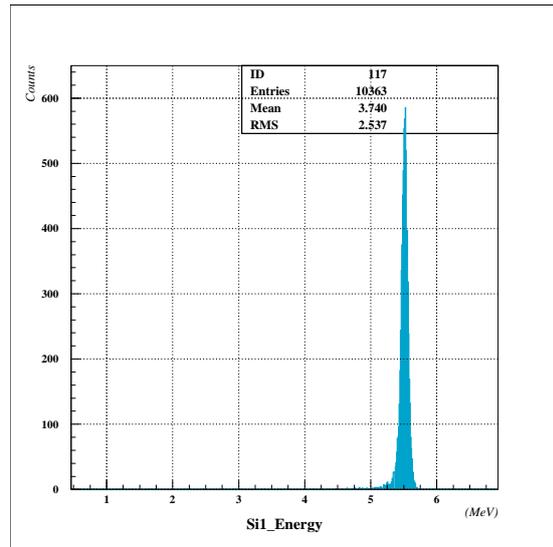


図 27 ^{241}Am のエネルギースペクトル (較正後)

直線上に設置し、各検出器ごとに測定した。

図 28 のピーク位置を ^{137}Cs のコンプトンエッジのエネルギー 447.3keV としキャリブレーションを行った。

4.3.2 検出効率キャリブレーション

検出効率のキャリブレーションには與曾井優氏（大阪大学核物理研究センター）の博士論文記載の図 29 の較正曲線（0.50 MeVee）を用いた。

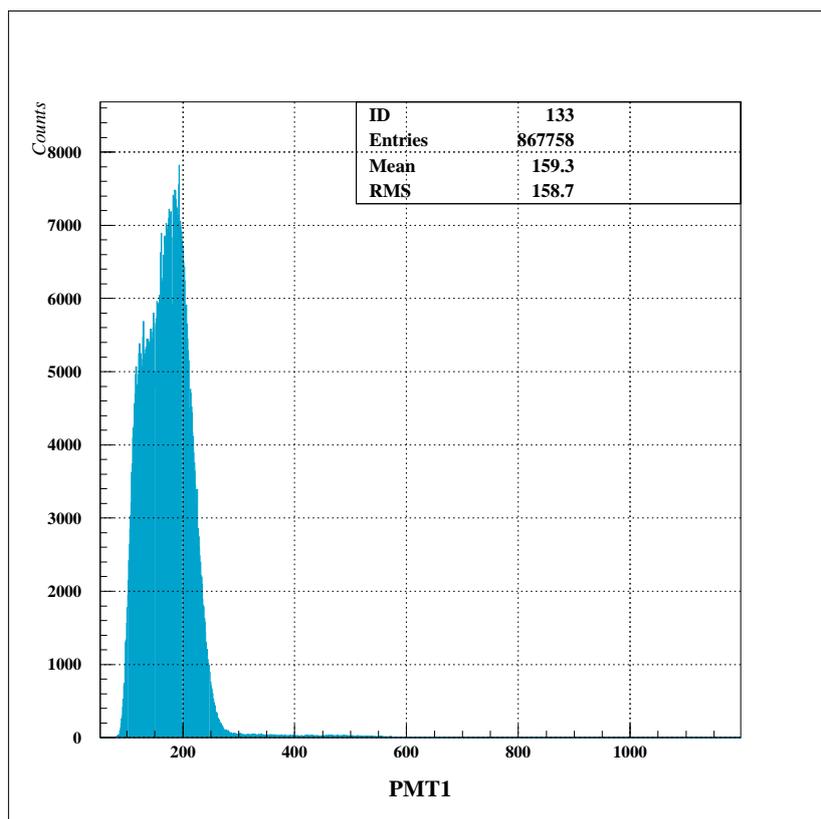


図 28 ^{137}Cs のエネルギースペクトル

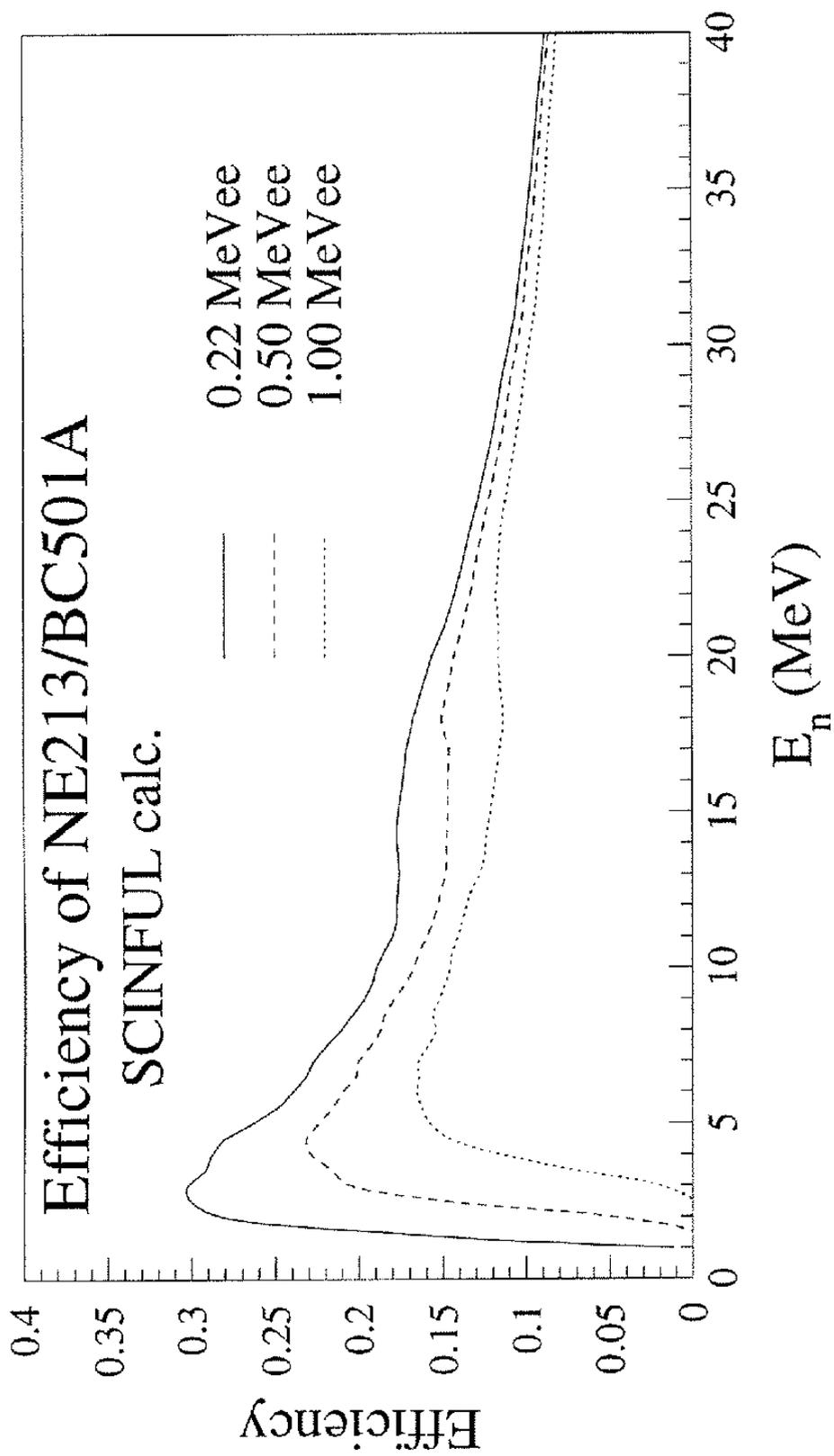


図 29 BC501A の中性子検出効率校正曲線

4.4 (γ, p) 反応の解析の概要

(γ, p) 反応の解析は、(γ, p) 反応の識別とバックグラウンドの除去の 2 つに分けられ、このうちバックグラウンドは大きく分けて 3 つある。一つ目は宇宙線、2 つ目は入射する γ 線の散乱や反跳粒子、3 つ目は (γ, p) 反応以外の光分解反応である。宇宙線など最初の 2 つについては第 4.5 節で述べ、ここでは 3 つ目の、バックグラウンドとしての光分解反応、および反応の識別について述べる。本実験で考えられる全ての光分解反応と、反応に必要なガンマ線のエネルギー、各々の反応における分解した粒子の合計エネルギーは以下表 5 のとおりである。

表 5 光分解反応:1 列目は反応の種類、2 列目が反応に必要なエネルギー、3 列目からは各 γ 線で生じた粒子の最大合計エネルギー (MeV)。

反応	分離エネルギー	25.7 MeV	28 MeV	32.7 MeV
${}^4\text{He}, p+t$	19.81 MeV	5.89	8.19	12.89
${}^4\text{He}, n+{}^3\text{He}$	20.58 MeV	5.12	7.42	12.12
${}^4\text{He}, d+d$	23.85 MeV	1.85	4.15	8.85
${}^4\text{He}, d+n+p$	26.07 MeV	-	1.93	6.63
${}^4\text{He}, 2n+2p$	28.3 MeV	-	-	4.4

まず、(γ, p) 反応を抽出する際、バックグラウンドとしてどの反応に注意すべきかを考える。表 5 の 1 列目以外のすべての反応は、 γ 線のエネルギーによってはバックグラウンドになりうる。その中でも (γ, p) 反応と (γ, n) 反応の分離エネルギーは極めて近いが、中性子は Si とほとんど反応しないため、 ${}^3\text{He}$ のシグナルしか見えない。従って、複数のシグナルが向かい合う Si でほぼ同時 (30nsec 以内) に発生したという制限をデータに課す事で、(γ, n)

反応は容易に除去される。また、仮にこのゲートに関わらず (γ, n) 反応のイベントが残ったとしても、 ${}^4\text{He}$ の重心系では中性子が約 $3/4$ のエネルギーを持ち去るということ、また、Si の質量数が大きいために中性子が Si に落とすエネルギーが非常に小さいことから、検出される n と ${}^3\text{He}$ の合計エネルギーは p と t に比べてかなり小さく、やはり (γ, p) 反応からは分離できる。したがって、考慮すべきバックグラウンドは、分離エネルギーが (γ, p) 反応に近く、かつ生成粒子がすべて荷電粒子の場合であり、表 5 から、 (γ, d) 反応以外は容易に分離される。

したがって、 (γ, p) 反応と (γ, d) 反応を分離、識別することが大きな課題である。これら 2 つのイベントを分離、識別するには、複数のシグナルから得られる 2 粒子の合計エネルギーおよび 2 つのシグナルの比 (2 粒子のエネルギーの比) が重要な指標となる。 (γ, p) 、 (γ, n) 反応の総エネルギーの違いは分離エネルギーの差 (表 5) から、 3.27 MeV である。 ${}^4\text{He}$ の重心系における t と p のエネルギー比は、2 粒子の質量の比から約 $1:3$ になり、 (γ, d) 反応ではその比が約 $1:1$ になる。したがって、2 粒子の総エネルギーとエネルギー比の違いによって反応を分離、識別できる。実際にはブーストや ${}^4\text{He}$ でのエネルギー損失、Si のジオメトリーなどを考慮したシミュレーションの結果と実験結果を比べることで (γ, p) 反応を選んだ。また、 ${}^4\text{He}$ に照射したガンマ線のエネルギー分解能が $\sim 1 \text{ MeV}$ と大きく、表 5 のエネルギーは、ビーム中の γ 線がとりうる最大エネルギーであることに注意した。以上の事を念頭に、各 γ 線のエネルギーごとに解析を行う。これらに付け加え、向かい合う 2 つの Si の TDC の値の差、つまりシグナルの時間差による反応の決定も試みたが、これについては次の節以降で述べる。

4.5 Si の時間情報

第 4.4 節で述べたように、光吸収反応によるイベントを選ぶために、向かい合う Si のシグナルの時間差をゲートに使った。時間情報を取得するため

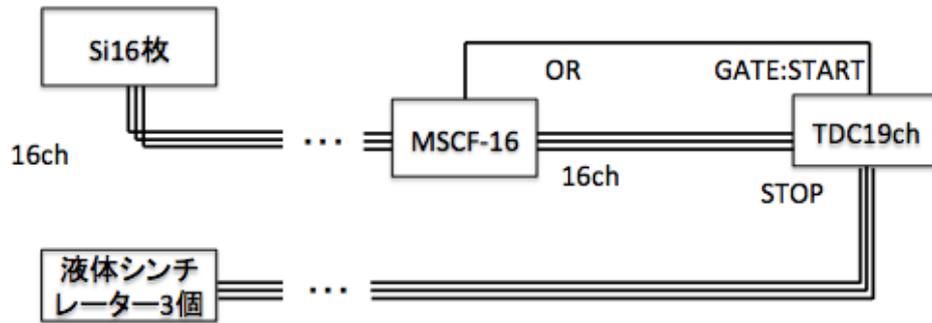


図 30 Si と液体シンチレーターの時間情報を取得するための回路。

の回路図を 30 にまとめた。これは、複数の粒子などが異なる Si や PMT に入射した時に、それらの信号の間の時間差を調べるための回路である。まずある Si に粒子が入射しエネルギーを落とすと、それに対応したチャンネルが TDC のゲート信号となり、TDC はそこから 1000 ns だけ時間を測り始める。この時ゲート信号となったチャンネルの TDC の値は必ず約 400 ns の値をとる。これはゲート信号が図 30 の MSCF-16 から TDC に届く時間よりも、デジタル信号が MSCF-16 から TDC の各チャンネルに到達する時間のほうが ~ 400 ns 長いからである。したがって 2 粒子が異なる Si に異なる時間に入射すると、ゲート信号を作ったチャンネルは ~ 400 ns の値をとり、遅れて粒子が入射したチャンネルは 400 ns よりやや大きい値を取る。図 31 の TDC のスペクトルを見ると、400 ns に大きなピークがあり、その右に小さなピークがあることがわかる。一番左の大きなピークは、図 31 のチャンネルが TDC のゲートとなった場合のイベントで、その右の小さなピークは、他の Si のシグナルが TDC のゲートとなった場合である。

16 枚の Si のそれぞれの TDC のチャンネルには 400 ns 付近に固有のオフセットがあり、ゼロ点補正が必要である。ただし、最終的には 2 つのチャンネルの時間差のみが重要なので、ゼロ点は本来の値から一定値 (すべてのチャ

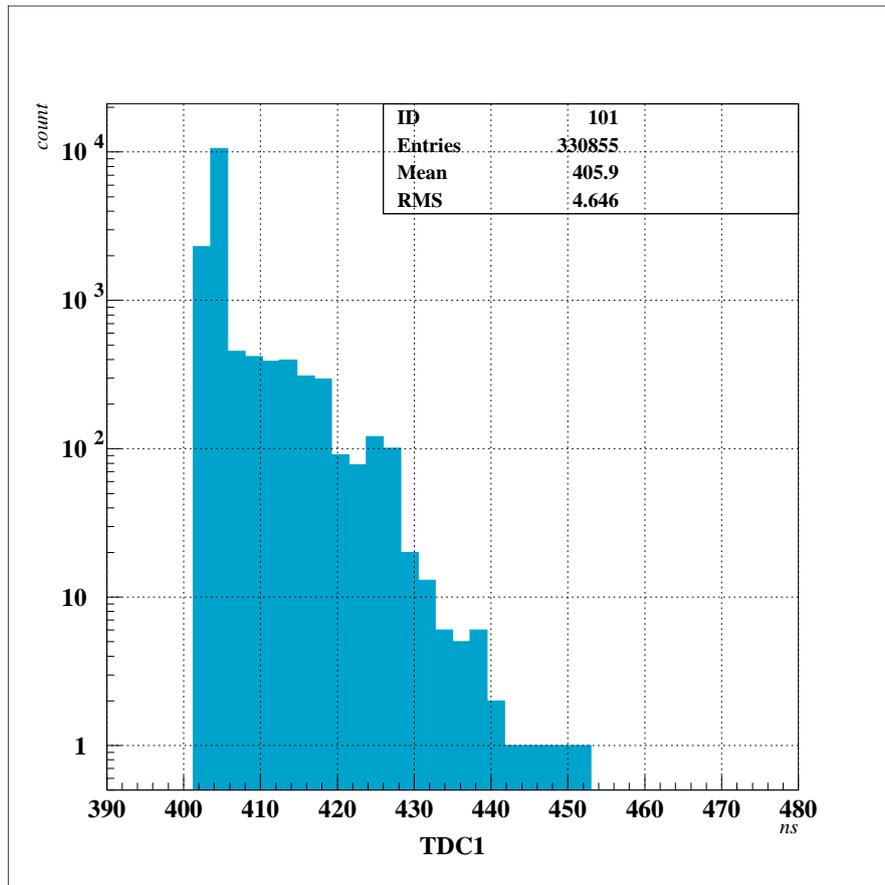


図 31 横軸:ns。一枚の Si の TDC スペクトル。

ネルで共通) ずれてもよい。そこでゼロ点として、TDC スペクトルの一番左のピークから 3 ns 引いた値を用いることにした。3ns 引いたのは、それぞれの TDC のチャンネルの全てのイベントを確実に含むようにするためである。ピークの値は γ 線のエネルギーによらず一定であったため、共通の値を用いた。

オフセットを除いた後の 2 つの TCD の差のスペクトルは図 32 のようになった。 ≤ 30 ns にイベントが多くあり、30 ns 以上時間が隔たったイベントは殆ど無い。宇宙線や入射 γ 線の散乱は図 32 で一様分布を示すはずなので、これらのバックグラウンドのレートは十分低く、 ≤ 30 ns のイベントは光分解反応のみである。そこで光分解反応による同時イベントを選ぶとき

は、図 32 の 30 ns 以下のゲートを使用することにする。

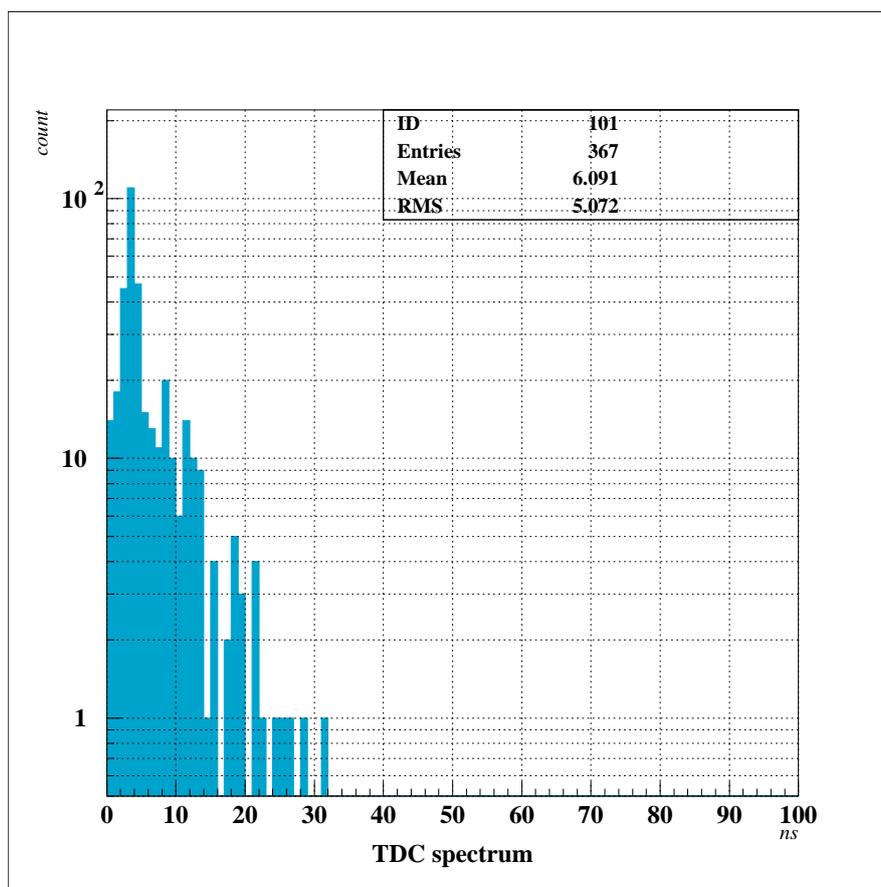


図 32 横軸:ns。2つの Si の時間差スペクトル。

4.6 γ 線のエネルギーが 31.9 MeV の時

γ 線のエネルギーが 31.9 MeV のとき、表 5 にある全ての反応が起きる。表 5 から、 (γ, p) 反応における p のエネルギーが ~ 9 MeV、 t のエネルギーが ~ 3 MeV であるのに対し、 (γ, d) 反応における d のエネルギーは ~ 4.4 MeV である。入射粒子の角度によって Si を通過する厚みは様々に変化するが、これらのエネルギーにおいて p は常に内側の Si を貫通することをシミュレーションにおいて確認した。逆に、 d は必ず Si を貫通する事はない事も確認した。向かい合う内側の Si に同時 (≤ 30 ns) に粒子が入射した時のエネルギー相関は図 33 のようになった。2 粒子のエネルギーがどちらも 3 – 4 MeV のイベントは (γ, d) 反応、 ~ 1 MeV と ~ 6 MeV のイベントは (γ, p) 反応と考えられる。

さらに 2 枚の Si どちらかの裏 (外側) にある Si にもシグナルが発生したイベントを選択すると、 (γ, p) のイベントのみが残ると考えられる。この時の 2 粒子のエネルギーのヒストグラムが図 34 である。合計エネルギーが約 13 MeV の周辺にイベントが集中しており、 γ 線のエネルギーの広がりやエネルギー損失によって原点に tail を引いている事が分かる。高エネルギー側の (γ, p) 反応のイベントは十分に分離されており、正確に反応数を調べられる。また、図 34 と (γ, p) 反応のシミュレーション図 35 を比較すると、かなりよく一致していることがわかる。

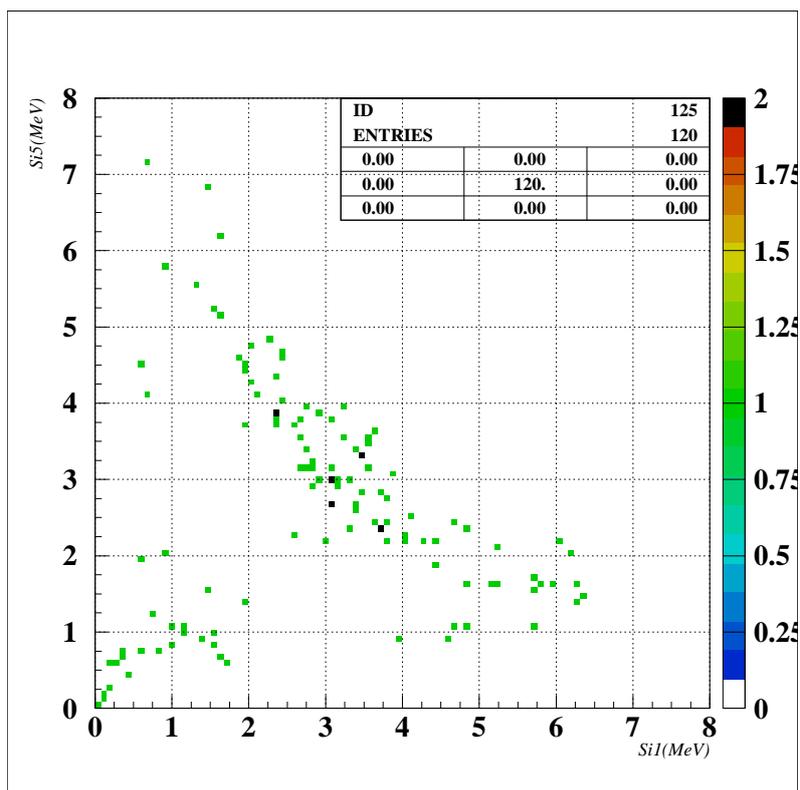


図 33 向かい合う 2 つの Si($Si1+Si5$) のエネルギー相関図。同時イベント (≤ 30 ns) を選んだ。

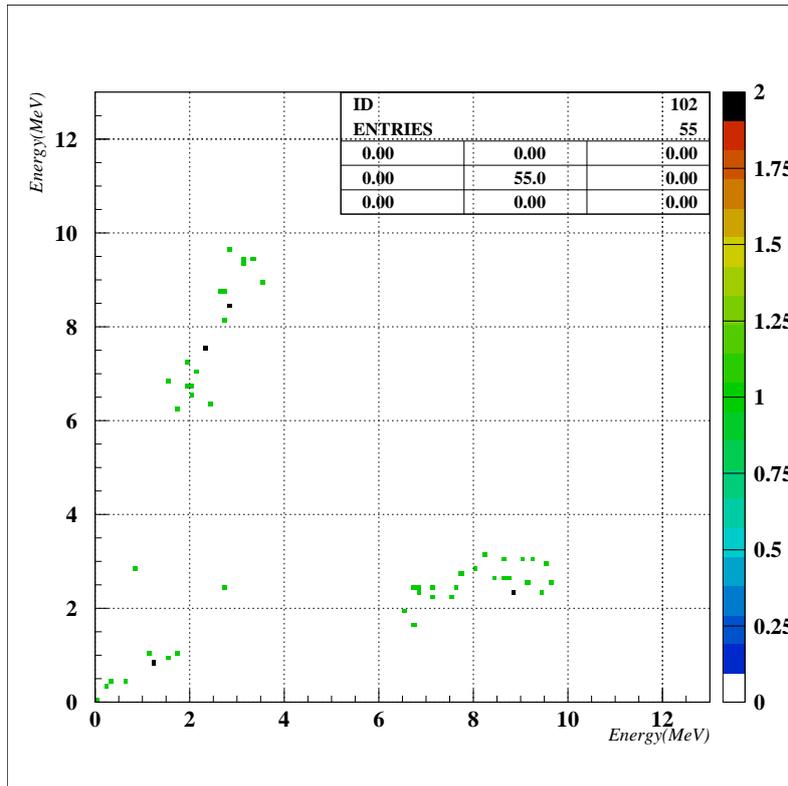


図 34 縦軸:MeV、横軸:MeV。向かい合う Si(Si1+Si5) と、どちらかの裏にある Si で同時に観測された場合のエネルギー相関。横軸、縦軸はどちらも、重ねてある Si の合計エネルギー。

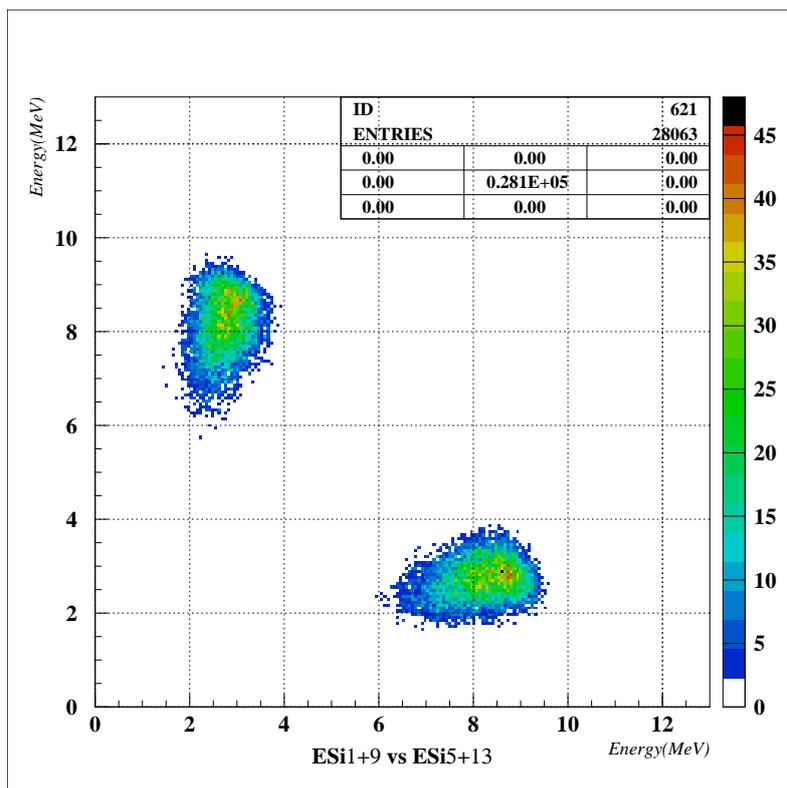


図 35 縦軸:MeV、横軸:MeV。図 34 のシミュレーション。(γ, p) 反応についてのみ行った。

4.7 γ 線のエネルギーが 27.4 MeV の時

γ 線のエネルギーが 27.4 MeV の場合、p が内側の Si を貫通せず、p と t はどちらも内側の Si で止まる。したがって外側の Si をゲートに利用する事で (γ, d) 反応をのぞく事は出来ない。そこで以下の 3 つの情報を使って (γ, p) と (γ, d) の分離を試みる。

- 1) ^4He が分解した後の 2 粒子のエネルギーの比
- 2) それら 2 粒子を合わせた合計エネルギー (図 37、38 参照)
- 3) 2 粒子が Si に到達する時間の差

1)、2) は、向かい合う Si で同時のイベント (≤ 30 nsec) を選び、エネルギーの相関図を作り、シミュレーションによる同じ図と照らし合わせることで達成される。3) は TDC を使う。 ^4He が 2 粒子に分解する時、 ^4He の重心系では一つの直線上に、正反対の方向に飛び出す。そしてそのときのエネルギー比は、p と t の場合は約 3:1、2 つの d に分かれる場合は 1:1 になる。重心系でビームに対して 2 粒子が垂直に飛び出した場合、p は t よりも早く Si に到達し、2 つの d はほぼ同時に Si に到達するので、第 0 近似としては、 (γ, p) 反応のイベントにおいて TDC の値の差が大きく、 (γ, d) 反応のイベントにおいては比較的低エネルギーかつ TDC の値の差が小さい。実際は、入射粒子のエネルギーの幅や、Si への入射角の不定性、ブースト (最大 ± 1 MeV 程度) などがあるため、シグナルの時間差、すなわち TDC の差には幅がある。

2 つの Si の時間差を横軸、それらの合計エネルギーを縦軸にした相関を図 36 に示す。この図を見ると、合計エネルギーが 5 – 8 MeV のイベントと ~ 3 MeV のイベントがあることがわかる。これらを射影したエネルギースペクトル、図 37 を見るとわかりやすい。これらのエネルギーは表 5 から、 (γ, p) と (γ, d) それぞれの生成粒子の合計エネルギー、 ~ 8 MeV と ~ 4 MeV にほぼ一致する。少しずれているのは気体 ^4He 中でのエネルギーロスによるものである。図 36 をみると、確かに (γ, p) は 2 粒子のシグナルの時間差

が比較的大きいが、時間分解能が悪いため時間情報を使って (γ, p) 、 (γ, d) 反応を分離することはできない。

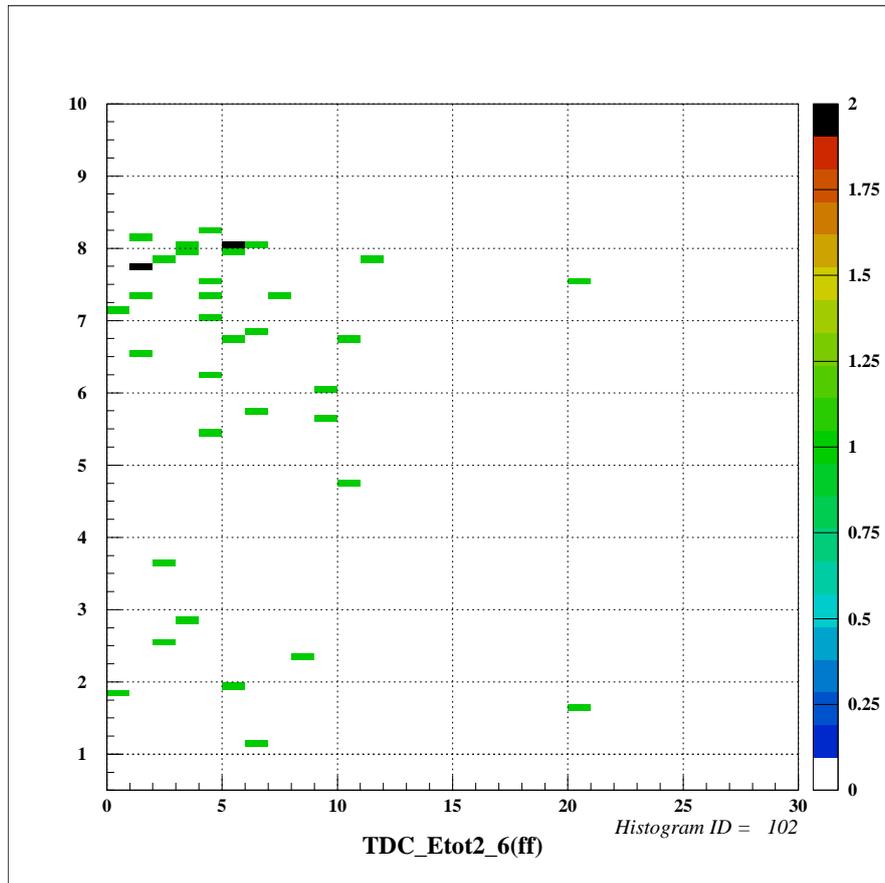


図 36 横軸は真向かいの Si の TDC の値の差 (ns)、縦軸は向かい合う Si の合計エネルギー (MeV)。ビームの上流側 Si の組み合わせ。

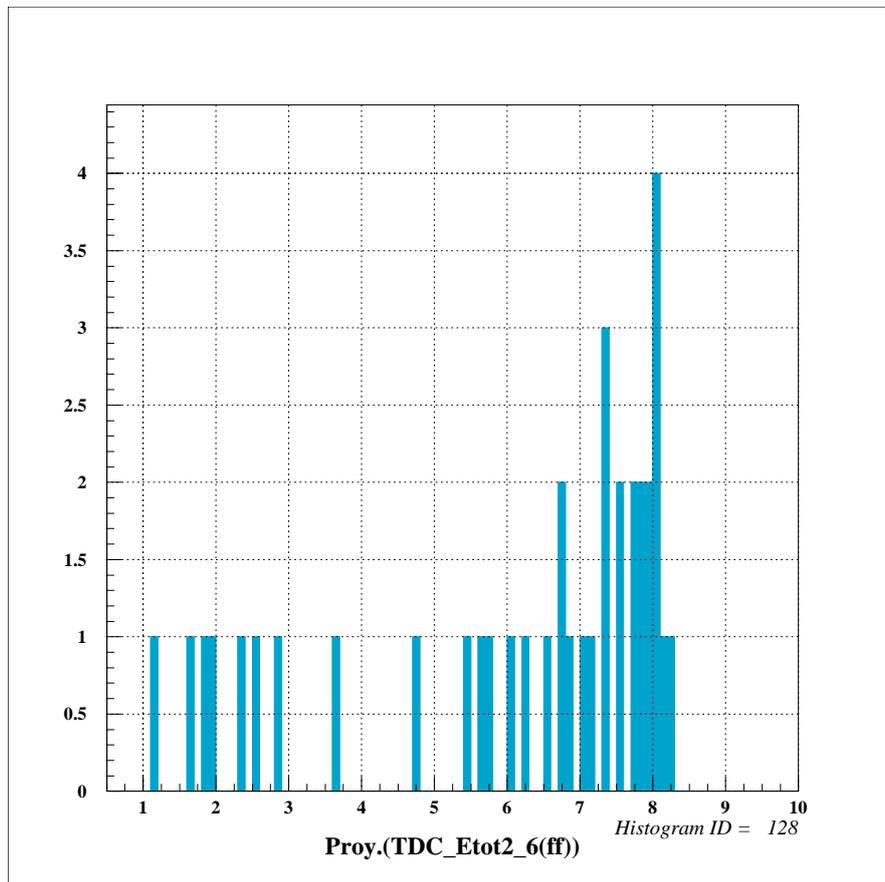


図 37 横軸:MeV。図 36 を縦軸に射影した、エネルギースペクトル。横軸は 2 枚の Si のシグナルを足したもの (MeV)。

そこで向かい合う Si のエネルギーの相関図をシミュレーションと照らし合わせる事で、 (γ, p) 反応のイベントを選ぶ。2 枚の Si の同時 (≤ 30 ns) イベントにおける、エネルギー相関図とそのシミュレーションは図 38、39 のようになった。シミュレーションと実験結果はよく一致しており、 (γ, p) 反応は分離されている。図 36、図 37 のどちらも、 p と t のエネルギー比が 3:1、2d のエネルギー比が 1:1 で、また、入射 γ 線のエネルギーの広がり、気体 ^4He でのエネルギーロスによって、分布が広がっていることなどがわかる。

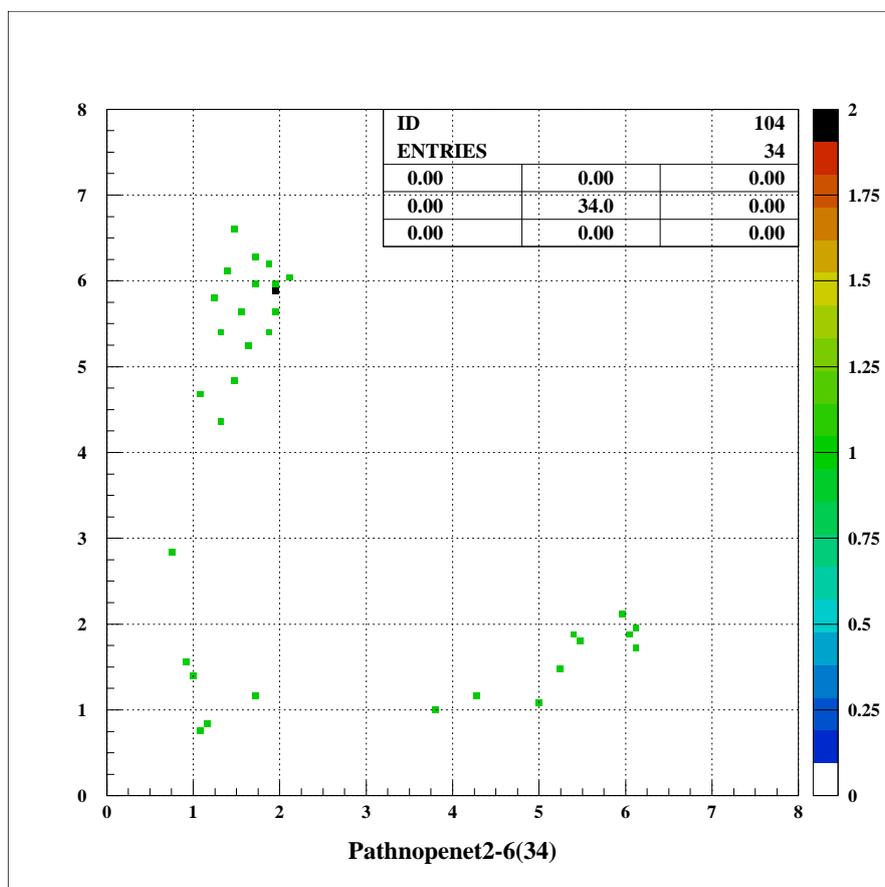


図 38 縦軸:MeV、横軸:MeV。向かい合う 2 つの Si(Si2+Si6) のエネルギー相関図。図 36 と同じ Si の組み合わせを使った。

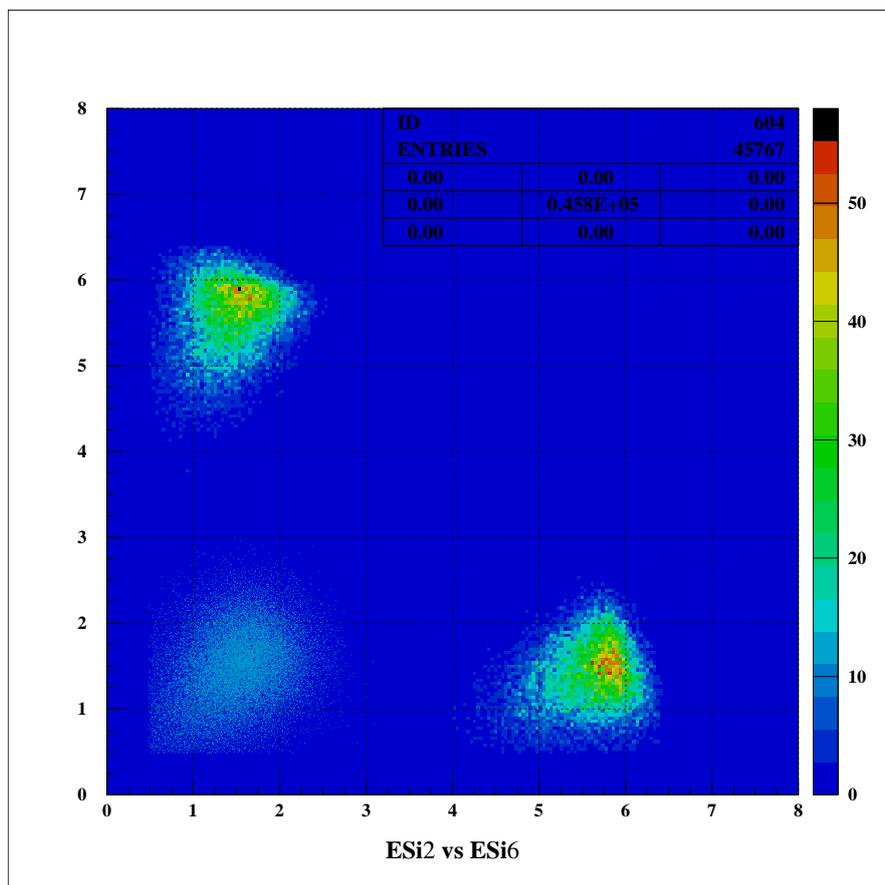


図 39 縦軸:MeV、横軸:MeV。図 38 に対応するシミュレーション。

4.8 γ 線のエネルギーが 24.4 MeV の時

γ 線のエネルギーが 24.4 MeV の時も、p、t は Si を貫通しないため、第 4.7 節と同様に、分解後の 2 粒子のエネルギー比とそれらの合計エネルギーに注意して解析を行った。ただし、今回は第 4.7 節と違って、 (γ, p) 反応と (γ, d) 反応の分離が若干悪いが、これは入射 γ 線のエネルギー分解能が悪いことと、低エネルギー粒子が気体 ^4He 中でエネルギーを多く失うことによる。図 40 は入射 γ 線のエネルギースペクトルで、入射 γ 線のエネルギーが低エネルギー側まで伸びている事がわかる。 γ 線の低エネルギー成分は、直接エネルギーの低い t と p を生成し、それらは気体 ^4He 中で比較的多くのエネルギーを失う。したがって、Si の有効なエネルギー帯域が 0.5 MeV 以上であることに注意しなければならない。実際、いくらかの t のエネルギーが 0.5 MeV 以下となってしまふ。これはシミュレーションに取り込むことで実際に観測されるべき量に戻すことができるが、大きな不定性を生む原因の一つである。

図 41 は、向かい合う Si の同時 (≤ 30 ns) イベントにおける、2 粒子のシグナルの時間差と合計エネルギーのスペクトルである。やはり表 5 の値と一致するエネルギー、 ~ 6 MeV 付近と ~ 2 MeV 付近にイベントが集中している。図 41 を見ると、今回も時間差を使ったイベントセレクションはできないが、確かに p と t の時間差のほうが 2d の時間差よりも大きい傾向があることがわかる。これを射影した合計エネルギーのスペクトルが図 42 であり、確かに (γ, p) 、 (γ, d) 反応に対応したエネルギー付近にピークがある。最終的に、同時イベントにおける 2 粒子のエネルギー相関図 43 と、そのシミュレーション図 44 を比較することで (γ, p) 反応を選ぶ。図 43、44 の、座標が (1, 4)、(4, 1) 付近のイベントが (γ, p) である。

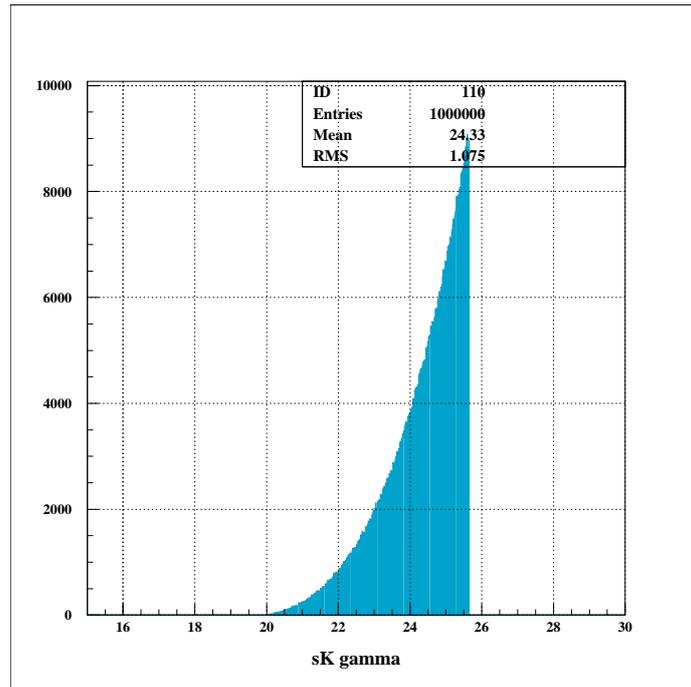


図 40 横軸 MeV。縦軸はカウント数。シミュレーションによる γ 線のエネルギースペクトル。最高エネルギーは 25.7 MeV。

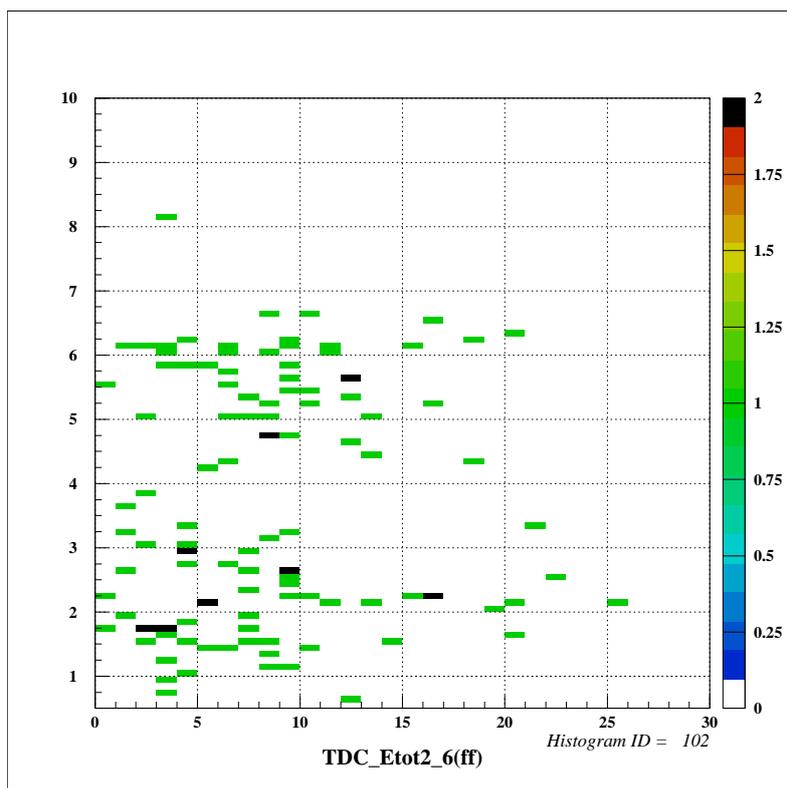


図 41 横軸は真向かいの Si の TDC の値の差 (ns) で、縦軸は向かい合う Si の合計エネルギー (MeV)。

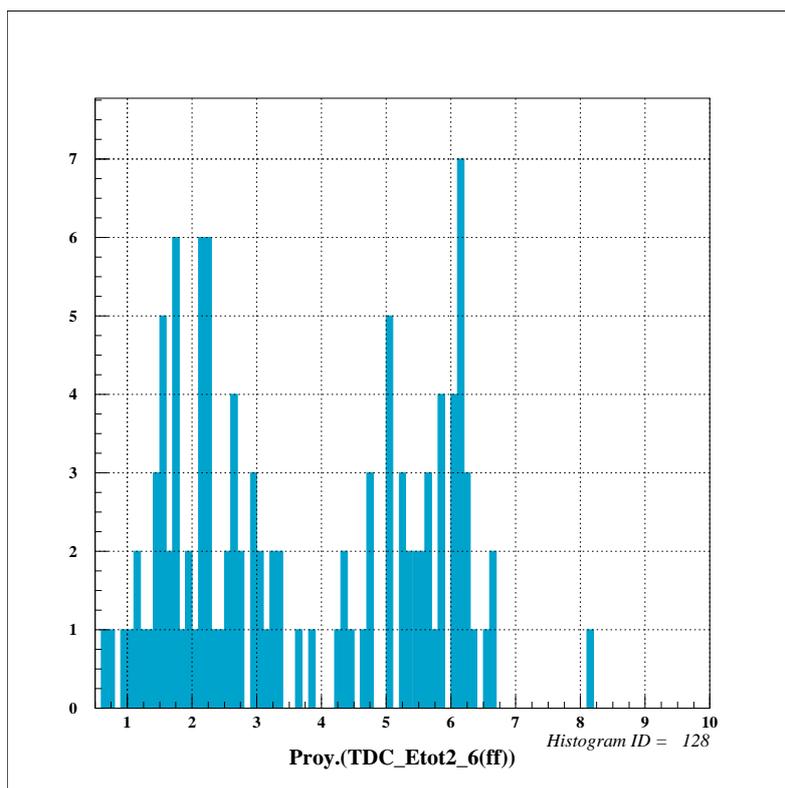


図 42 図 41 を縦軸に射影したもの。横軸は 2 枚の Si のシグナルを足したものの (MeV)、縦軸はカウント数。

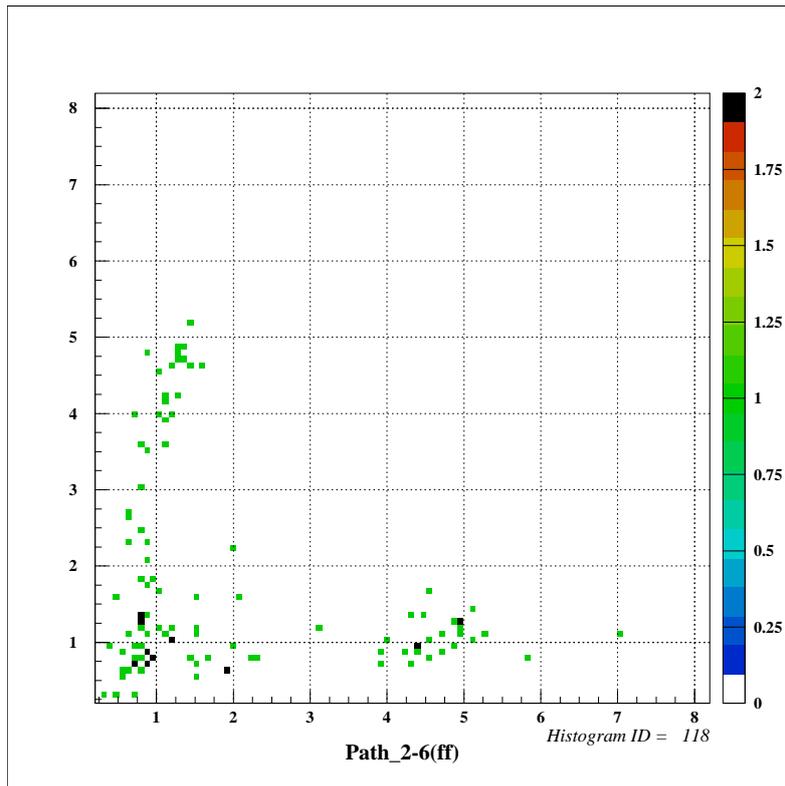


図 43 縦軸:MeV、横軸:MeV。向かい合う 2 つの Si(Si2+Si6) のエネルギー相関図。図 41 と同じ Si の組み合わせを使った。

4.9 $\gamma(^4\text{He},n)^3\text{He}$ 反応の解析

4.9.1 イベントの弁別

4.9.2 TDC による弁別

$\gamma(^4\text{He},n)^3\text{He}$ 反応 (以下 γ -n 反応と呼ぶ) が起こるとき、 ^3He と n がほぼ back-to-back で崩壊する。このとき、内側の Si 検出器とそれに対して向かい合わせになっている液体シンチレータ +PMT 検出器でほぼ同時に信号が検出される。よって、それらの TDC 信号を用いた同時に何かを検出したというゲート (以下 back-to-back Gate と呼ぶ) を用いれば、 γ -n 反応を含むと考えられるイベントを弁別できる。

ターゲットである ^4He やそれを封入しているアラミド膜中の e^- によって γ 線が Compton 散乱され, その γ 線によって液体シンチレーターが光ることがある. そして, それがその向かい合わせの Si 検出器で信号が検出されたのと同時であれば, その信号は back-to-back Gate だけでは弁別できないノイズとして現れる.

この γ 線によるノイズを除くためには, γ 線と n を弁別してやればよく, 本実験では Pulse Shape Discrimination (PSD) という手法を用いた.

4.9.3 Pulse Shape Discrimination

中性子と γ 線はそれぞれの反跳陽子と反跳電子によってシンチレータを発光させるが, 有機液体シンチレータの発光応答は dE/dx に比例するため, e^-

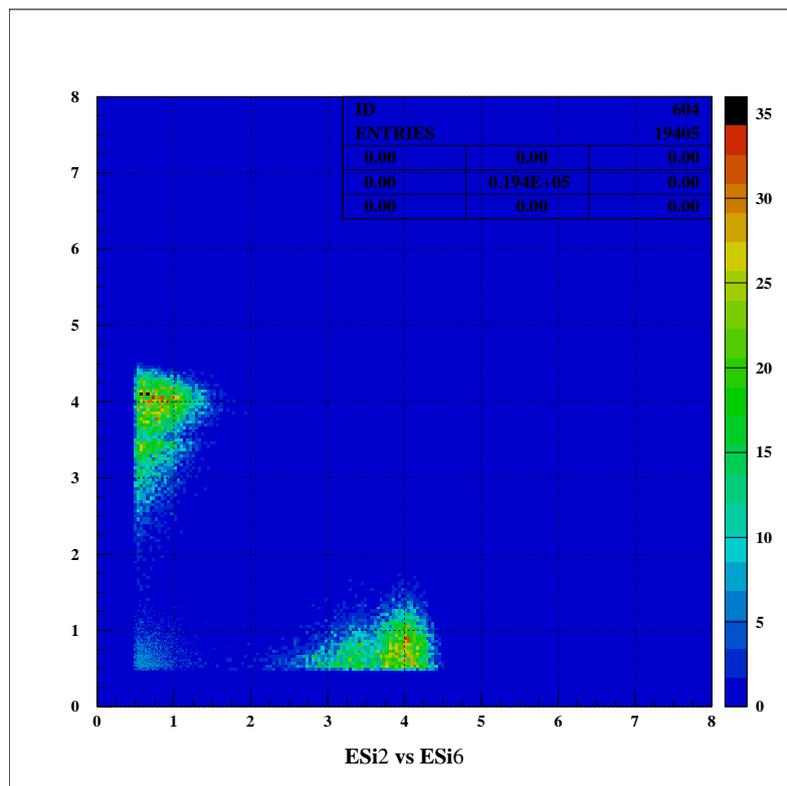


図 44 縦軸:MeV、横軸:MeV。図 43 に対応するシミュレーション。

よりも反跳陽子のほうが dE/dx が大きく, 反跳陽子の信号のほうが遅発発光成分が多い. この遅発成分による波形の違いにより中性子と γ 線を見分けられる. これを Pulse Shape Discrimination (PSD) と呼ぶ. このときの波形の概念図を図 45 に示す.

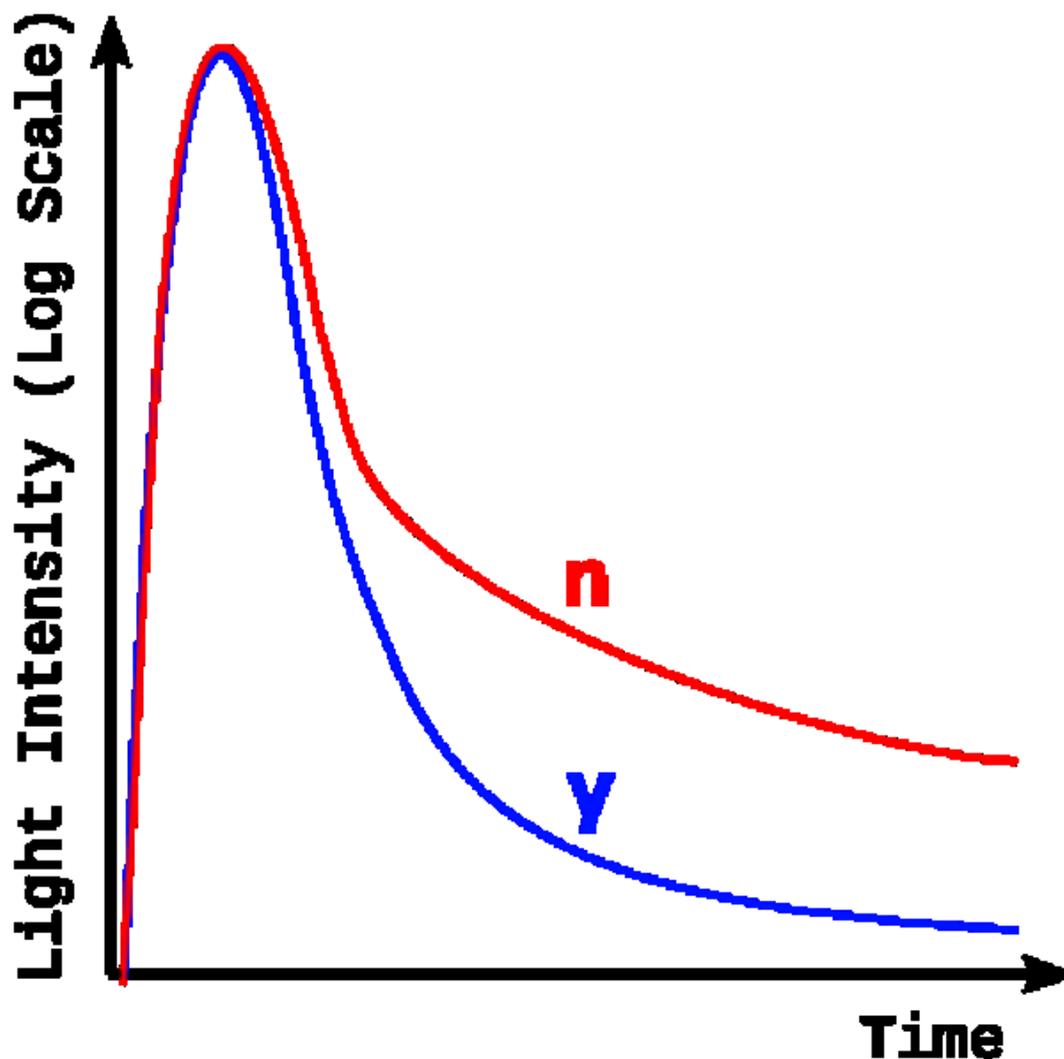


図 45 液体シンチレータに対する γ 線と中性子の発光応答波形の違い

以上を踏まえて, PMT で検出した液体シンチレータの発光応答信号に対し, 一方は信号全体を含むゲート (Total Gate) を, もう一方は信号のテール

部分を含むゲート (Tail Gate) を用意し, それぞれの幅で信号を積分する (図 46). そして, それらの積分値の比 ($Tail/Total$) の違いより, 中性子と γ 線が弁別できる (以下このゲートを n- γ Discrimination Gate と呼ぶ). 本実験では Total Gate の幅 (Total width) を 400ns, Tail Gate の幅 (Tail width) を 366ns とした.

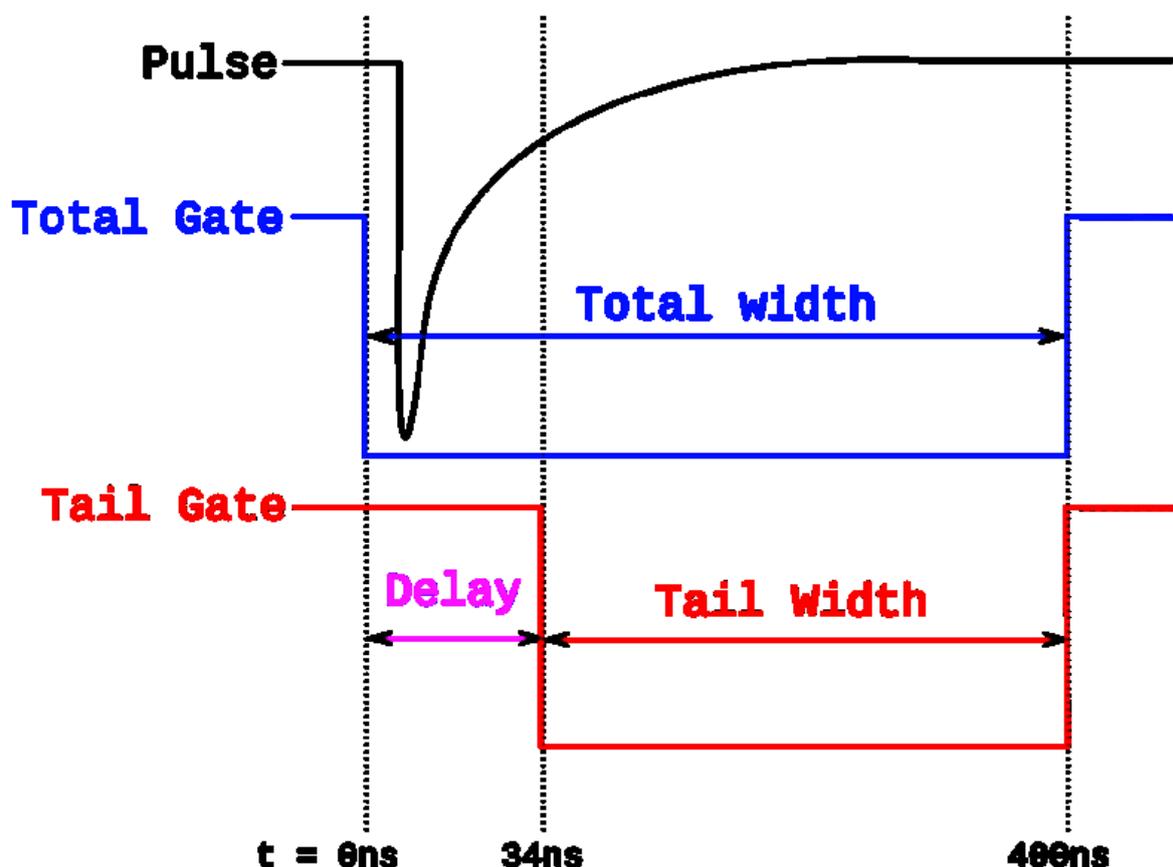


図 46 PMT 信号と積分区間

中性子源である ^{252}Cf をチェンバーの中心に設置し, その応答を検出した. ^{252}Cf は γ 線も放出する. このとき $Total$ と $Tail$ の相関は図 47 のようになる. 図 47 において, 帯状に分布している点が γ 線に, その帯の上分布している点が中性子に対応している (中性子のほうが $Tail/Total$ が大きい)

め) . また, $Tail/Total$ のヒストグラムは図 48 のようになり, これより図 47 での帯の傾き以上の $Tail/Total$ をもつ (中性子と考えられる) イベントを弁別できる.

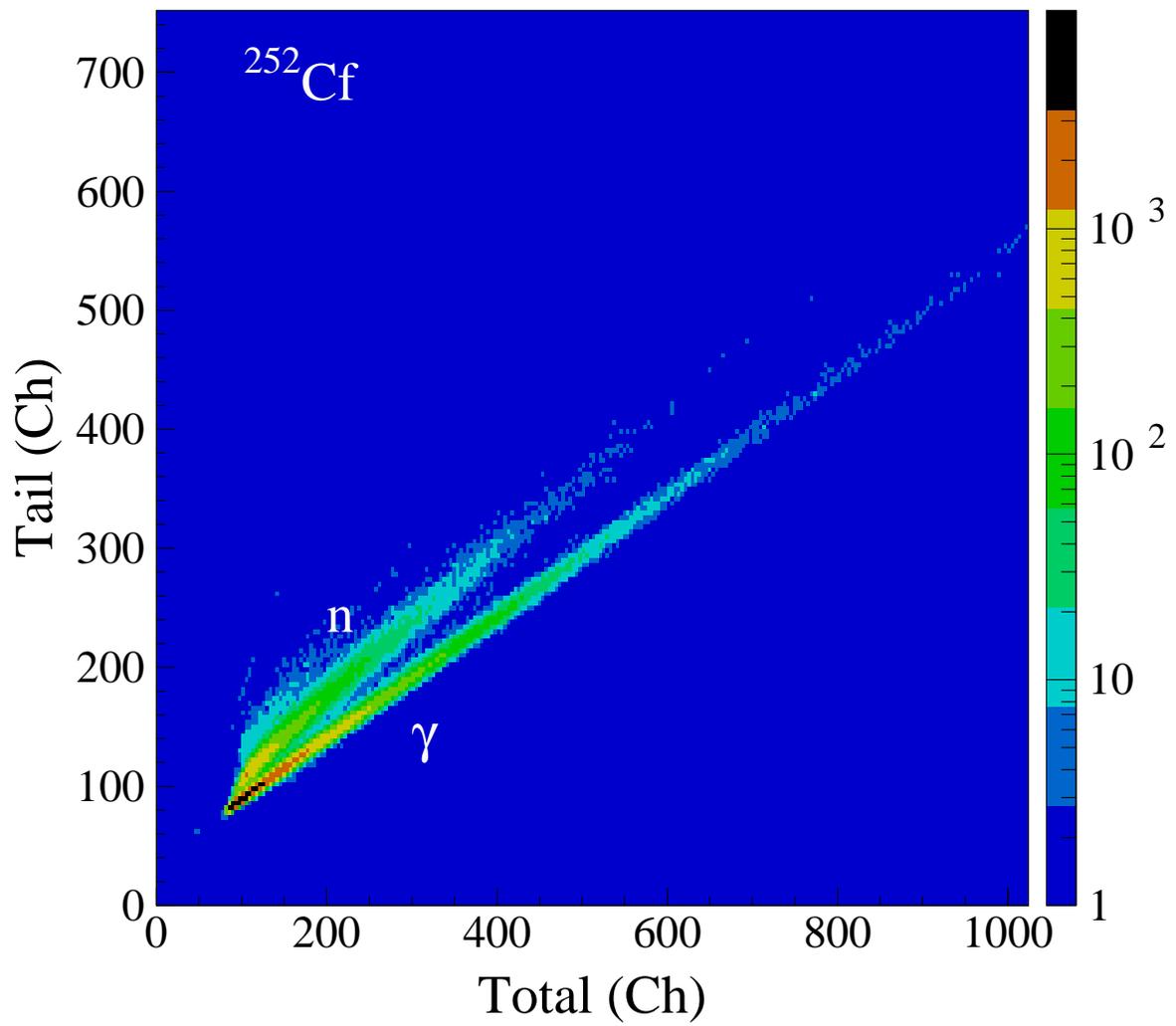


図 47 PMT1 で検出した ^{252}Cf の *Tail vs Total* のヒストグラム

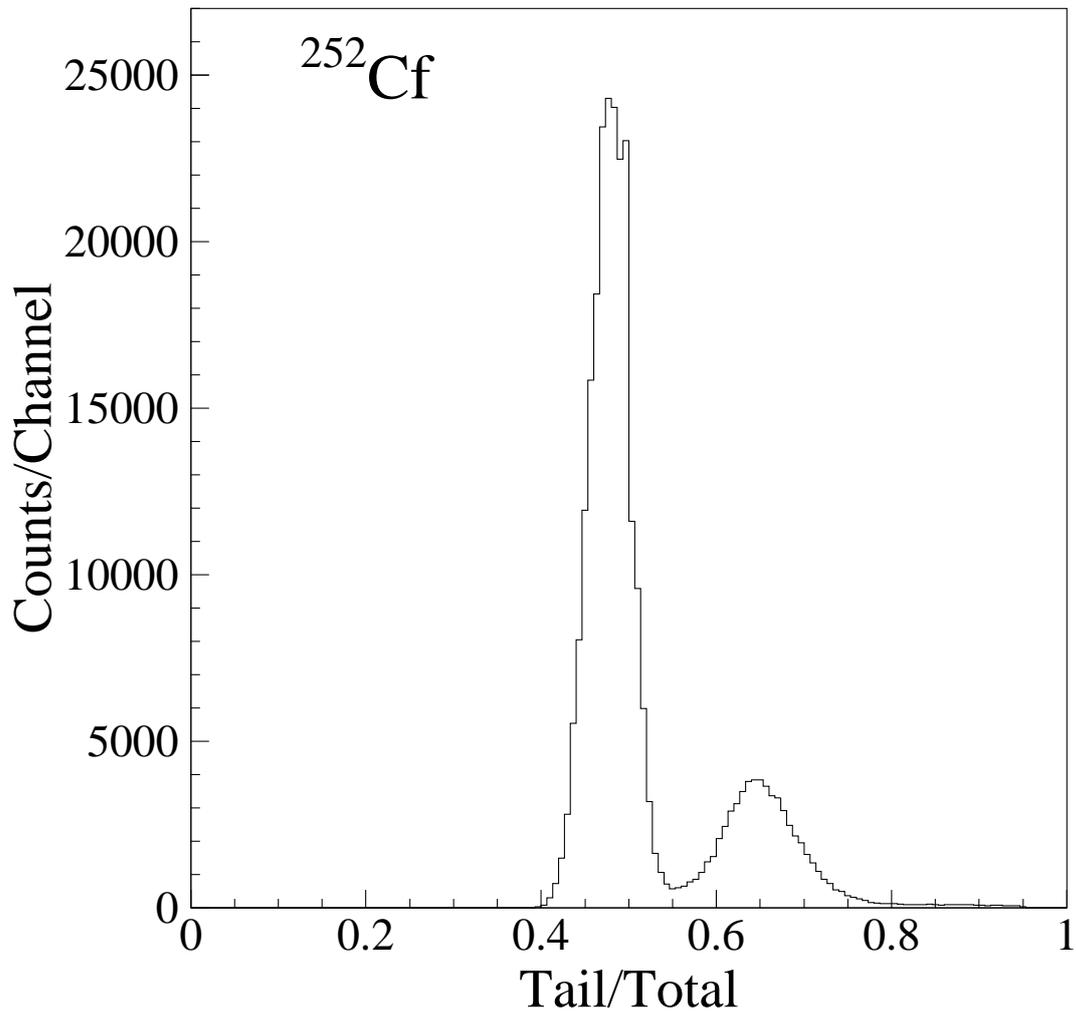


図 48 PMT1 で検出した ^{252}Cf の $Tail/Total$ のヒストグラム

4.9.4 解析

以上述べたように,back-to-back Gate と n- γ Discrimination Gate を用いれば, γ -n 反応のイベントを抽出できる. 本解析では, γ 線のエネルギー $E_\gamma = 32.7\text{MeV}$ の場合について解析する. まず, 一組の向かい合った Si 検出器 (以

下 Si6) と液体シンチレータ +PMT 検出器 (以下 PMT1) でのイベントを解析する。

図 49 に Si6 で検出した信号のヒストグラムを示す。これに対して back-to-back Gate をかけたものが図 50 である。

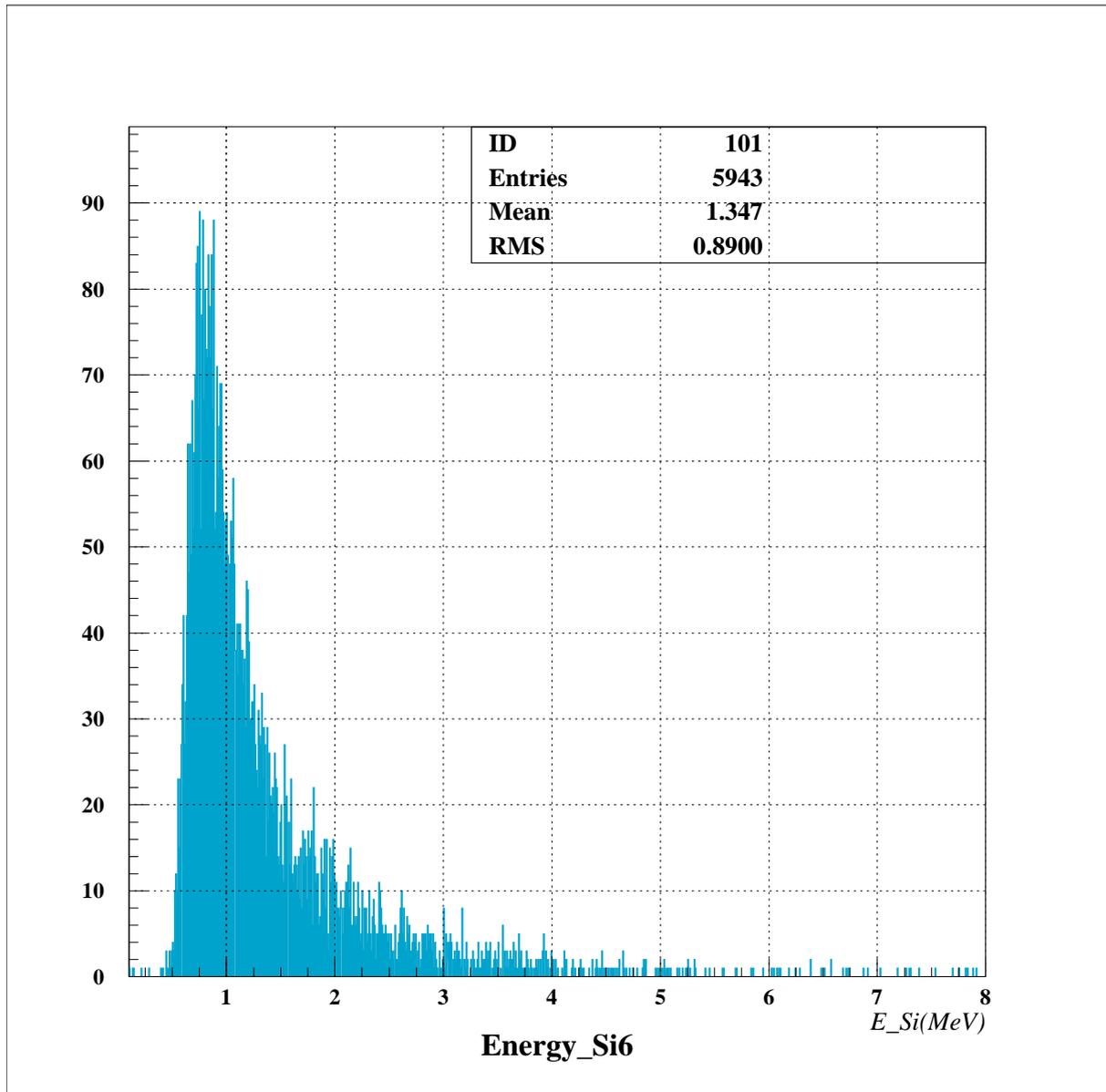


図 49 Si6 でのエネルギーヒストグラム

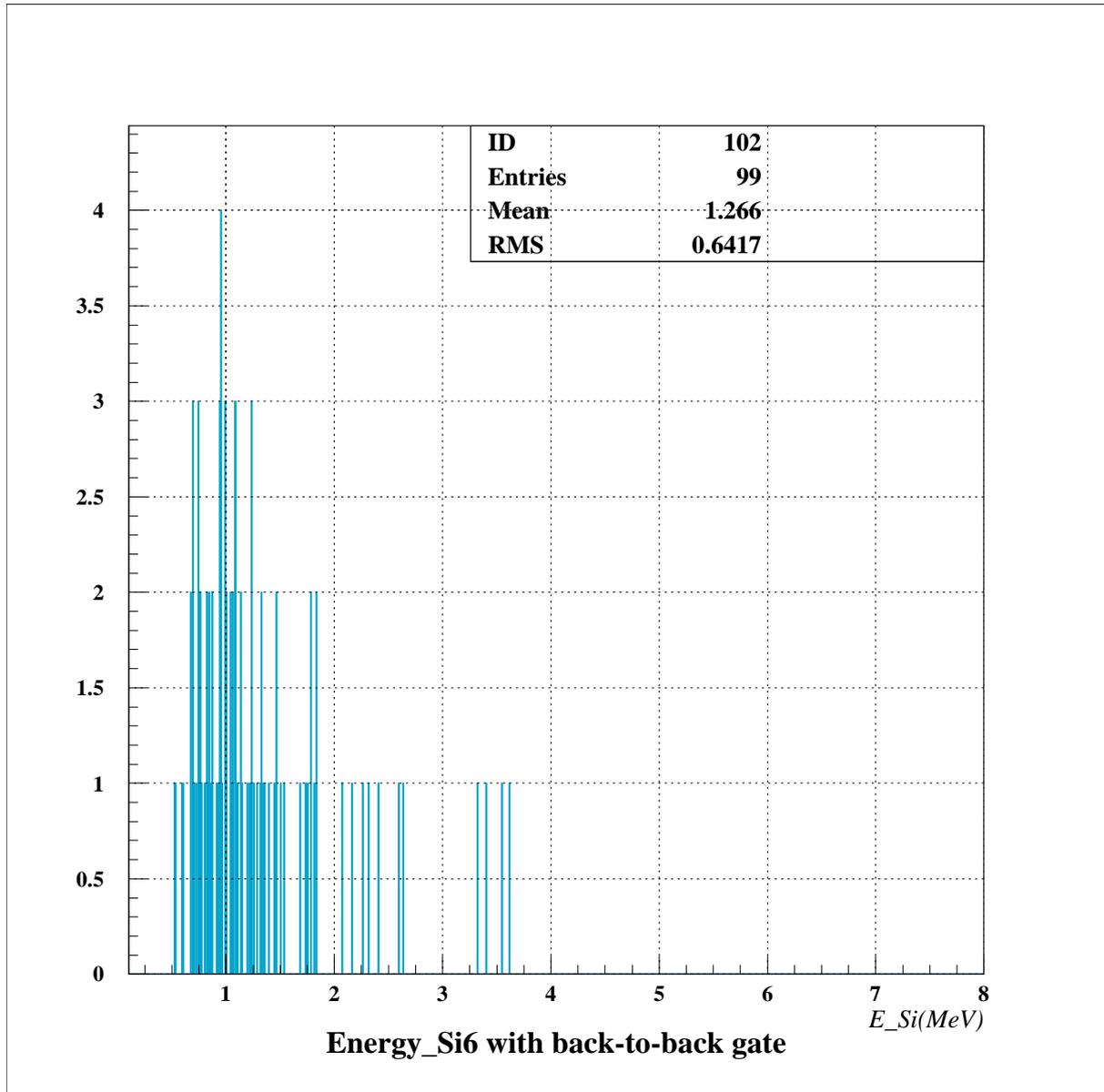


図 50 (図 49) に back-to-back Gate をかけたもの

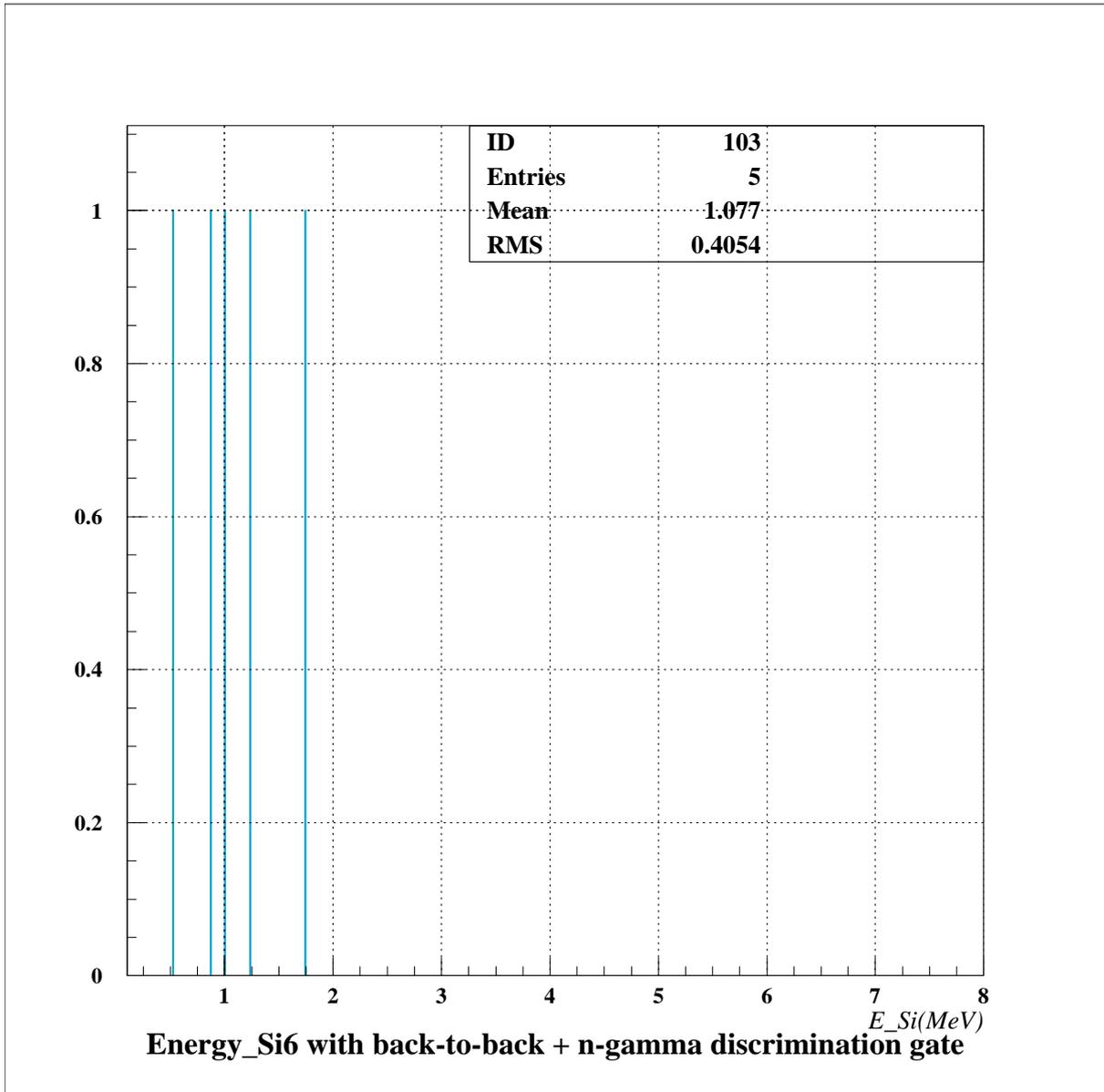


図 51 (図 50) に n- γ Discrimination Gate をかけたもの

図 51 は図 50 に対し n- γ Discrimination Gate をかけたもので、これが γ -n 反応の ^3He のスペクトルと考えられる。

以上の解析を、他の向かい合う Si 検出器と液体シンチレータ +PMT 検出器の組に対しても行い、全 γ -n 反応の ^3He のスペクトルを求めた (図 52)。また (53) にシミュレーションとの比較を示す。これより、スペクトルの広がり

において、シミュレーションに解析結果がよく合致していることがわかる。

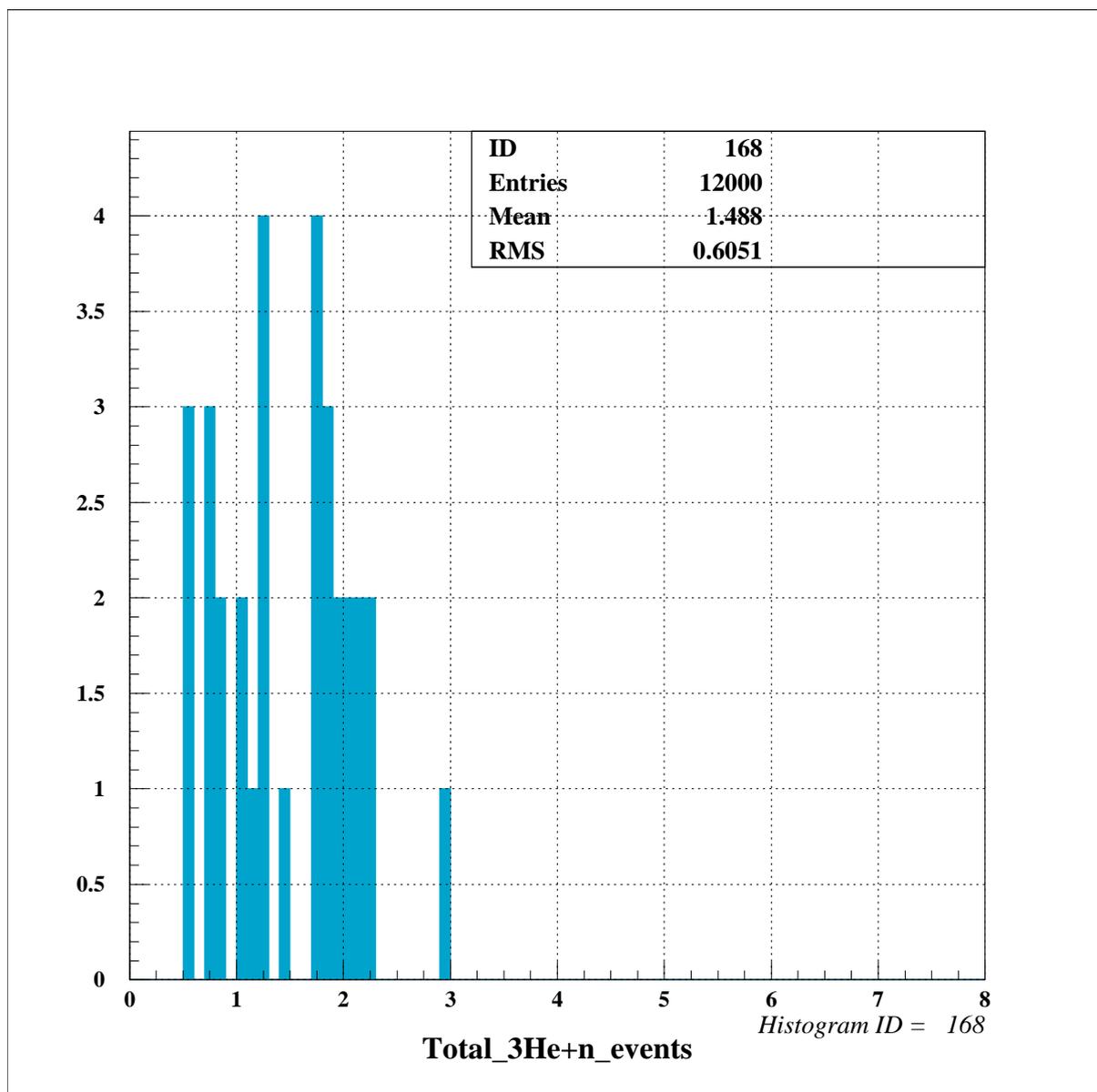


図 52 全 γ -n 反応の ^3He のスペクトル

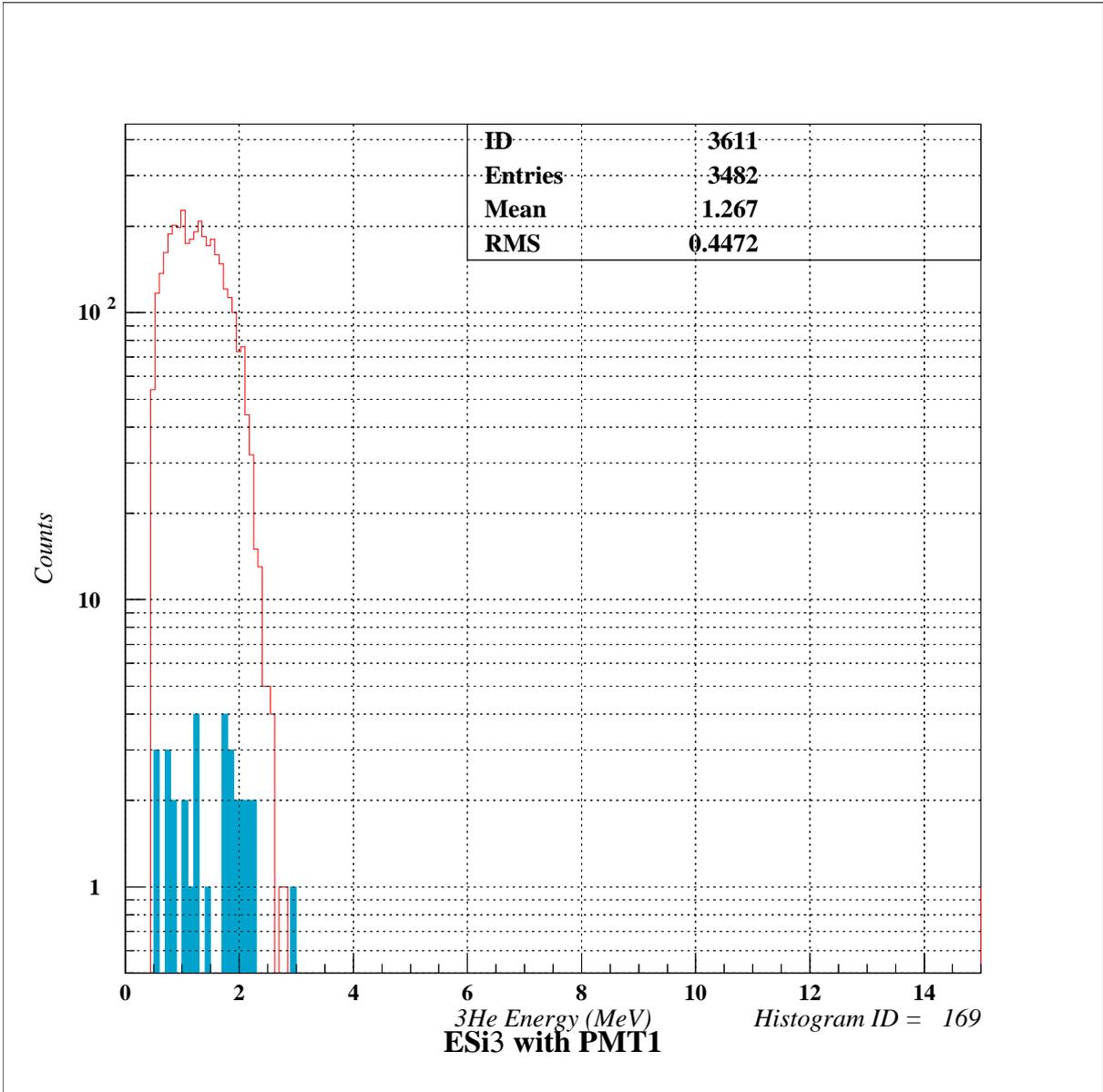


図 53 全 γ -n 反応の ${}^3\text{He}$ のスペクトルのシミュレーションとの比較 (赤線がシミュレーション)

4.10 シミュレーション

4.10.1 シミュレーション概要

検出器によって検出されたデータから実際に発生した反応数を得るため、またどんな反応が起きているかを理解するために、実験を再現したシミュレーションを作成した。シミュレーションの大まかな流れは以下の通り。

1. 検出器内側の直線上に γ 線が入射し、ランダムな位置で反応 ${}^4\text{He}(\gamma,p){}^3\text{H}$ or ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ or ${}^4\text{He}(\gamma,d){}^2\text{H}$ が発生
2. 生成した粒子が角度分布に従って直進する。
3. 進行する粒子が検出器の表面の座標を通過した場合、各領域 (${}^4\text{He}$ 気体, Si 検出器) を移動した距離を算出。
4. 初期エネルギーと移動距離、気体密度等からその領域でのエネルギーロスを計算。
5. エネルギーロスを引き、次の領域の初期エネルギーを得る。
6. 上記のエネルギーロス計算を、粒子が止まるか外側の Si 検出器を通過するまで行う。
7. 各 Si でのエネルギーロス等を、適当なゲートをかけつつヒストグラムとしてプロットする。ただし、proton 以外の粒子は想定エネルギー範囲では確実に内 Si 中で止まるとし、計算は省いた。

また、各物質中でのエネルギー減衰は LISE++ を用いて算出した値をフィッティングなどして再現し、初期エネルギーと標的密度の関数となるようして導入した。

4.10.2 シミュレーションの妥当性

前 Section で述べた流れに従って実験の再現を試みたが、完璧に実験と同じにすることは不可能である。

そのため、ヒストグラム中で目的のデータ点がはっきりと分離されている 31.9 MeV γ 線によるデータと図 54 や図 55 のように比較を行い、シミュレーションを信用するための判断材料とした。

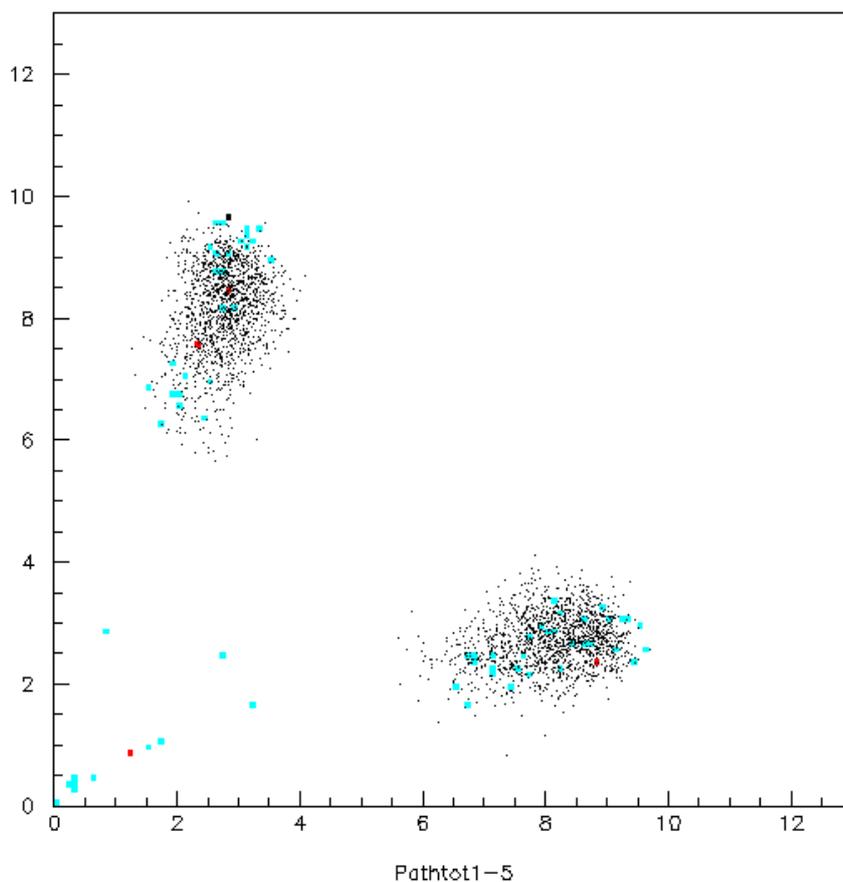


図 54 31.9MeV γ 線 Si に落とした全エネルギー vs 向かい合う Si に落とした全エネルギー

図 54 は、 γ 線のエネルギーが 31.9 MeV のとき、上下左右に 4 枚ずつ (ビームに沿って 2 枚 \times ビームと垂直に 2 枚) 設置された Si のうち、内側の 8 枚

のうちのある 1 枚とその外側にある 1 枚 (生成した p は内側の Si を貫通し, 外側の Si で止まるため) と, それとビームに関して対称な位置にある内側 Si の 1 枚の計 3 枚が同時に鳴ったという条件の下で, 前者 2 枚の和と後者 1 枚に落としたエネルギーをプロットしたものである. 水色や赤の大きめの点であらわされるのが実験データ, 細かい黒い点であらわされるのがシミュレーションによるものである. この図に関しては, 目的のデータとみられる実験データ点がはっきりと分離しているため, この図を特に参考にしてシミュレーションの妥当性を考えた. 左上と右下に分布している実験点データが目的のデータとみられ, シミュレーションがこれをよく再現していることが見て取れる. 左下に多少みられる点は, 数 MeV のエネルギーを持つものは ${}^4He \rightarrow d+d$ によって生成した d が偶然入り込んでしまったもの (d は内側の Si を貫通しないため, シミュレーションではここには表れない), エネルギーの低いものは上記もしくはバックグラウンドと考えられる.

図 55 は, γ 線のエネルギーが 31.9 MeV のとき, 図 54 で用いた 3 枚の Si のうち外側にある 1 枚を除いた 2 枚が同時に鳴ったという条件の下で, その 2 枚の Si に落としたエネルギーをプロットしたものである. これを見てみると, まず両軸 3~5 MeV あたりに最も多く存在している実験データをシミュレーションが再現できていると思われる. ただし, 実験データがシミュレーションよりも大きな広がりを見せている. γ 線のエネルギー幅を実際よりも狭く見積もってしまった可能性を考えたが, この実験データを再現するほどに広くなるとは考えにくく, また前述の図 54 では非常によくデータ範囲が一致しているため, シミュレーションの値をこのままにして用いた. また, 左下の両軸 1~2 MeV の範囲に分布している点は, 前述の d によるものと考えられる.(図には d のシミュレーションは入っていない)

これらの図 (特に 54) より, 作成したシミュレーションは十分に実験を再現できていると判断し, ほかの図に関してもシミュレーション中のデータ点の広がりと同範囲内の点を目的のデータ点としてカウントを行った.

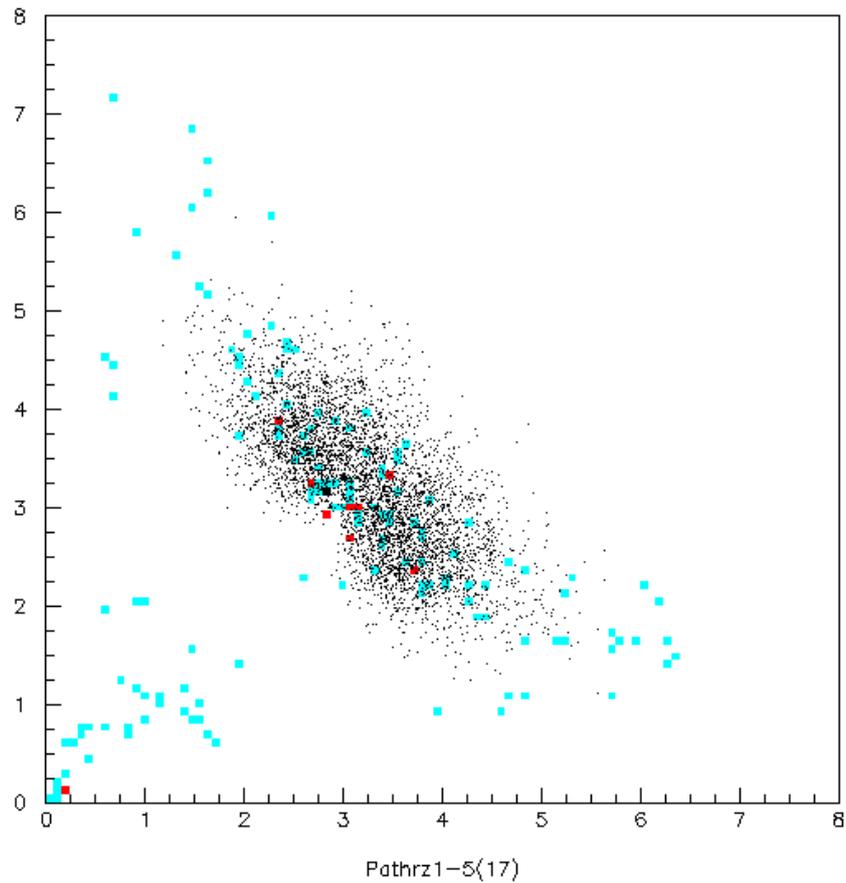


図 55 31.9MeV γ 線 内側の Si で落としたエネルギー vs それと向かい合う位置にある内側の Si で落としたエネルギー

4.10.3 その他注意点

- シミュレーション中には γ 線の偏光は組み込まれていない. カウントは4方向の平均をとることで対処した.
- 検出数から反応数を求める(ノーマリゼーション)際は十分多い反応数での両者の比を用い, 統計誤差は無視できるとした.

5 結果

以上の解析から得られた数値と、そこから算出した断面積を表 6, 表 7 にまとめた。そして、これらの数値を過去のデータに重ねて赤データ点でプロットし、図 56, 図 57 が得られた。

表 6 ${}^4\text{He}(\gamma, \text{pt})$ 反応の結果

$E_\gamma(\text{MeV})$	$\phi_{pho}(\text{counts})$	$\phi_{det}(\text{counts})$	ϵ_{eff}	$Pre(\text{atm})$	$\Phi(\text{mbarn})$
24.4 ± 1.0	$(3.1 \pm 0.3) \times 10^9$	288 ± 17	$(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-1}$	1381 ± 5	1.43 ± 0.36
27.4 ± 0.6	$(5.7 \pm 0.6) \times 10^8$	95 ± 9.7	$(3.0 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	891 ± 3	1.97 ± 0.31
31.9 ± 0.7	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^9$	222 ± 15	$(1.7 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	1708 ± 8	1.01 ± 0.13

表 7 ${}^4\text{He}(\gamma, t^3\text{He})$ 反応の結果

$E_\gamma(\text{MeV})$	$\phi_{pho}(\text{counts})$	$\phi_{det}(\text{counts})$	ϵ_{eff}	$Pre(\text{atm})$	$\Phi(\text{mbarn})$
31.9 ± 0.7	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^9$	32 ± 5.7	$(3.0 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	1708 ± 8	0.85 ± 0.17

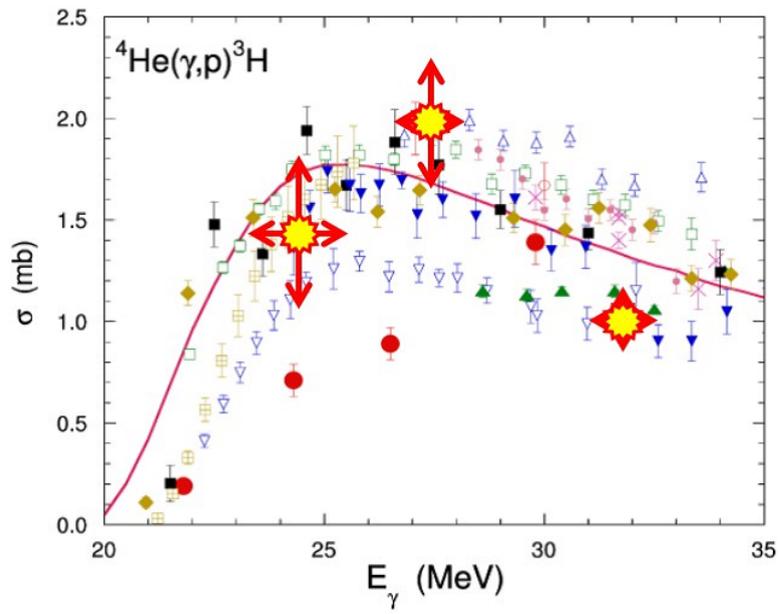


図 56 ${}^4\text{He}(\gamma,p){}^3\text{H}$ 反応のエネルギー vs 断面積

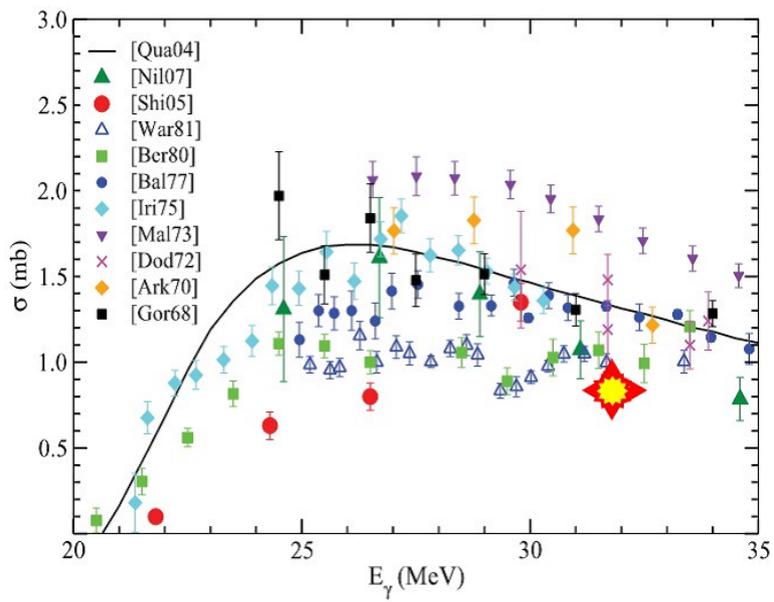


図 57 ${}^4\text{He}(\gamma,n){}^3\text{He}$ 反応のエネルギー vs 断面積

6 考察、課題

図 56 の (γ, p) 反応の結果より, 誤差は大きいものの, 24.4 MeV, 27.4 MeV の断面積が 31.9 MeV の断面積よりも大きな値をとっていることが見て取れる. これより, Shima et al のデータよりは理論曲線や他の実験データと近い結果が得られたといえる. また, 図 57 の (γ, n) 反応の結果と合わせてみると, エネルギー 31.9 MeV のデータ点がそろって理論曲線よりもやや下側にあることが見て取れるため, 実験全体に断面積が小さくなる方向への系統できな誤差が働いた可能性が考えられる. (γ, n) 反応単体では, 測定点の一つしかないためあまり有意な結果を読み取ることはできない. 今後さらに測定点を増やす必要があるだろう.

(γ, p) 反応の 24.4 MeV, 27.4 MeV の点に関しては, かなり大きな誤差が見られる. 誤差の主な原因となっているのは検出粒子数の統計誤差と入射光子数の誤差, 入射 γ 線のエネルギーの誤差であった. 統計誤差に関してはターゲットのガス圧を上げ, また十分な測定時間をとることができれば改善することができるが, ガス圧を上げると生成した粒子が検出器に到達する前に止まりやすくなるが生まれることに注意が必要である. この問題を取り除くためには検出器の形を工夫し, ビームから検出器までの距離を短くすることが考えられる. 入射光子数に関しては, 今回の実験では測定できなかった低強度 γ 線のスペクトルを測定し, 線量の導出に使用することで改善が期待できる. γ 線のエネルギー幅に関しては, ビームをより小さくコリメーションすれば誤差を小さくできる. ただし, この操作を行うと得られる統計が少なくなってしまうため, 上で述べた操作を行い十分に統計を増やしておく必要がある. 具体的には, ガス圧を 1.5 倍, ビーム径を 0.5 倍にすることができれば, 31.9 MeV, 27.4 MeV, 24.4 MeV について, それぞれ 27 時間, 11 時間, 11 時間の測定で今回の半分の誤差の結果が得られると期待できる.

付録 A Lorentz-Integral-Transfrom Method to ${}^4\text{He}$ photodisintegration

(i) Cross Section

${}^4\text{He}$ が N と $3N$ に分解するときの断面積は,

$$\sigma_{N,3} = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} k\mu\omega_\gamma \sum_{M_3, M_N = \pm \frac{1}{2}} \int |\langle \Psi_{N,3}^- (E_{N,3}) | D_z | \Psi_\alpha \rangle|^2 d\Omega_k, \quad (1)$$

$$E_{N,3} = \omega_\gamma + E_\alpha$$

である. ここで核の反跳エネルギーは無視する. 式 (1) 中の μ, k はそれぞれ, 分解後の換算質量と相対運動量であり, ω_γ は入射光子エネルギー, Ψ_α は基底状態波動関数, $\Psi_{N,3}^-$ は終状態連続波動関数, $E_\alpha, E_{N,3}$ はそれぞれ, 始状態エネルギー, 終状態エネルギーを表す. 和は終状態の角運動量射影 M_3, M_N 上を走るものとし, $\Psi_{N,3}^-$ は $\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')\delta_{M_3 M_3'}\delta_{M_N M_N'}$ で規格化されている.

遷移は遅延双極子演算子

$$D_z = \sum_{j=1}^4 \frac{1 + \tau_j^3}{2} z_j \quad (2)$$

によるもののみを考慮し, τ_j^3 は j 番目の核子のアイソスピン演算子の第 3 成分, z_j は j 番目の核子と系の重心間の距離における z 成分を表している. ここでメソンの交換電流等の寄与は小さいものとして考えないものとする.

連続状態波動関数を含む遷移行列要素

$$T_{N,3}(E_{N,3}) = \langle \Psi_{N,3}^-(E_{N,3}) | D_z | \Psi_\alpha \rangle \quad (3)$$

は4体のシュレディンガー方程式を解かねばならず、計算が難解なため、この計算にLIT法を用いる。

(ii) The LIT method for exclusive reactions

始状態 Ψ_0 から終状態 $\Psi_f^-(E_f)$ への摂動 \hat{O} による遷移行列要素

$$T_f(E_f) = \langle \Psi_f^-(E_f) | \hat{O} | \Psi_0 \rangle \quad (4)$$

を考えよう。ここで簡単のために A 体系における2体分解のみを考え、核子数 n_a 個の分解片を a , $n_b = A - n_a$ 個の分解片を b と表すとす。このとき、原子核全体のハミルトニアンを H とし、終状態 $\Psi_{f=a,b}^-$ はチャンネル状態 $\phi_{f=a,b}^-(E_{f=a,b})$ を用いて以下のように書ける。

$$|\Psi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle = \hat{\mathcal{A}}|\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle + \frac{1}{E_{a,b} - i\epsilon - H} \hat{\mathcal{A}}\mathcal{V}|\phi_{a,b}^-(E_{a,b})\rangle \quad (5)$$

ここで \mathcal{A} は反対称化演算子である。

少なくとも一方の分解片が chargeless ならば、チャンネル状態 $\phi_{a,b}^-(E_{a,b})$ は内部波動関数と相対運動の積で書けて、相互作用 \mathcal{V} は粒子間の相互作用の和を考えればよい。しかし、両者が電荷をもつ場合、クーロン相互作用を考慮する必要があり、チャンネル状態はクーロン関数を用いた部分波展開で書けて、

$$\begin{aligned} \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) &= \frac{4\pi\Phi_a(1, \dots, n_a)\Phi_b(n_a + 1, \dots, A)}{(2\pi)^{3/2}} \\ &\times \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l i^l e^{-i\delta_l(k)} \frac{w_l(k; r)}{kr} Y_{lm}(\Omega_r) Y_{lm}^*(\Omega_k) \end{aligned} \quad (6)$$

となる. ここで $\Phi_{a,b}$ は分解片の内部波動関数, $\mathbf{r} = (r, \Omega_r) = \mathbf{R}_{c.m.}^a - \mathbf{R}_{c.m.}^b$ は分裂片間距離, $E_{a,b} = k^2/2\mu + E_a + E_b$ であり, E_a, E_b は分裂片 a, b の基底状態エネルギーである. $w_l(k; r)$ は l 次の正則なクーロン波動関数で, $\delta_l(k)$ はクーロン位相差である.

反対称化演算子は粒子の入れ替えの演算子 \mathcal{P}_{ij} を用いて

$$\hat{\mathcal{A}} = \sqrt{\frac{n_a! n_b!}{A!}} \left[1 - \sum_{i=1}^{n_a} \sum_{j=n_a+i}^A \mathcal{P}_{ij} \right] \quad (7)$$

と書くことができ, 式 (5) を式 (4) に代入すると, 遷移行列要素 $T_f(E_f)$ はそれぞれ, Born 項と終状態相互作用項,

$$T_{a,b}^{Born}(E_{a,b}) = \langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \hat{\mathcal{A}} \hat{O} | \Psi_0 \rangle, \quad (8)$$

$$T_{a,b}^{FSI}(E_{a,b}) = \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} \frac{1}{E_{a,b} - i\epsilon - H} \hat{O} \right| \Psi_0 \right\rangle \quad (9)$$

の二つの項の和として与えられる. 終状態相互作用項 (9) を解くのは非常に複雑なため, ここで LIT 法を用いる.

さて, $\Psi_\nu(E_\nu)$ をチャンネル量子数 ν でラベルされたハミルトニアン H の固有状態とし, $\langle \Psi_\nu | \Psi_{\nu'} \rangle = \delta(\nu - \nu')$ で規格化されているとする. $\Psi_\nu(E_\nu)$ の完全性を用いると,

$$\begin{aligned}
T_{a,b}^{FSI}(E_{a,b}) &= \int d\nu \langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} | \Psi_\nu(E_{a,b}) \rangle \\
&\quad \times \frac{1}{E_{a,b} - i\epsilon - H} \langle \Psi_\nu(E_\nu) | \hat{\mathcal{O}} | \Psi_0 \rangle \\
&= \int_{E_{th}^-}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{E_{a,b} + i\epsilon - E} dE \\
&= -i\pi F_{a,b}(E_{a,b}) \\
&\quad + \mathcal{P} \int_{E_{th}^-}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{E_{a,b} - E} dE \tag{10}
\end{aligned}$$

ここで $F_{a,b}(E)$ は,

$$\begin{aligned}
F_{a,b}(E) &= \int d\nu \langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} | \Psi_\nu(E_{a,b}) \rangle \\
&\quad \times \langle \Psi_\nu(E_\nu) | \hat{\mathcal{O}} | \Psi_0 \rangle \delta(E - E_\nu) \tag{11}
\end{aligned}$$

である。ただし、 E_{th} は最小閾値エネルギー。

一般に $T_{a,b}^{FSI}$ を求めるためには $F_{a,b}$ が詳細に分かっていなければならないが、 $F_{a,b}$ を式 (11) から直接解くのは非常に難しい。そこで以下の積分変換を導入する。

$$\begin{aligned}
L[F_{a,b}](\sigma) &= \int_{E_{th}^-}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{(E - \sigma_R)^2 + \sigma_I^2} dE \\
&= \int_{E_{th}^-}^{\infty} \frac{F_{a,b}(E)}{(E - \sigma)(E - \sigma^*)} dE \\
&= \int d\nu \langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} \frac{1}{H - \sigma^*} | \Psi_\nu(E_\nu) \rangle \\
&\quad \times \langle \Psi_\nu(E_\nu) | \frac{1}{H - \sigma} \hat{\mathcal{O}} | \Psi_0 \rangle \\
&= \langle \widetilde{\Psi}_2(\sigma) | \widetilde{\Psi}_1(\sigma) \rangle \tag{12}
\end{aligned}$$

ここで, $\sigma = \sigma_R + \sigma_I$ であり, 結局 $L[F(a,b)](\sigma)$ を求めるためには, $F_{a,b}$ の知識は必要なく,

$$(H - \sigma) | \widetilde{\Psi}_1 \rangle = \hat{\mathcal{O}} | \Psi_0 \rangle \tag{13}$$

$$(H - \sigma) | \widetilde{\Psi}_2 \rangle = \hat{\mathcal{A}} \mathcal{V} | \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \rangle \tag{14}$$

という二つのシュレディンガー方程式を解けばいいことが分かる.

このとき $\widetilde{\Psi}_1, \widetilde{\Psi}_2$ はそれぞれ式 (14), 式 (15) の右辺のソースが局在化していることから局在解として扱うことができる. 実際, 摂動項 $\hat{\mathcal{O}}$ は粒子間距離が大きくなるに従い, 指数関数的に減少し, 相互作用項の中身は核力とクーロン相互作用項で, 核力は遠方では指数関数的に消滅し, クーロン項は r^{-2} で減少していくことから局在化していることが分かる.

さらに, 2 体分解を考える場合は式 (12) を別の形式で書けば便利で,

$$\begin{aligned}
L[F_{a,b}](\sigma) &= \frac{1}{2i\sigma_I} \left\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) \left| \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} \left[\frac{1}{H - \sigma} - \frac{1}{H - \sigma^*} \right] \hat{\mathcal{O}} \right| \Psi_0 \right\rangle \\
&= \frac{1}{2i\sigma_I} \left[\langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} | \widetilde{\Psi}_1(\sigma) \rangle \right. \\
&\quad \left. - \langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} | \widetilde{\Psi}'_1(\sigma) \rangle \right] \tag{15}
\end{aligned}$$

とすればよい. ここで $\widetilde{\Psi}_1$ は式 (13) を満たし, $\widetilde{\Psi}'_1$ は次の式を満たす.

$$(H - \sigma^*) | \widetilde{\Psi}'_1 \rangle = \hat{\mathcal{O}} | \Psi_0 \rangle \tag{16}$$

従って, 式 (13), (14), (16) を解く場合は局在解を考えればよく, 束縛状態の計算と同様にして基底関数の拡張を行うことができる. 便利な基底としては相関の超球面調和関数と超動径関数の積などであるが, 得られるデータをより収束させるために基底の拡張を考えれば, 大きなハミルトニアン行列を考えねばならない. ここで, Lanczos の直交基底関数 $\{\varphi_i, i = 0, \dots, n\}$ を導入して, 式 (15) に代入すると

$$\begin{aligned}
L[F_{a,b}](\sigma) &= \frac{\sqrt{\langle \Psi_0 | \hat{\mathcal{O}}^\dagger \hat{\mathcal{O}} | \Psi_0 \rangle}}{2i\sigma_I} \sum_{i=0}^n \langle \phi_{a,b}^-(E_{a,b}) | \mathcal{V} \hat{\mathcal{A}} | \varphi_i \rangle \\
&\quad \times \left\langle \varphi_i \left| \frac{1}{H - \sigma} - \frac{1}{H - \sigma^*} \right| \varphi_0 \right\rangle \tag{17}
\end{aligned}$$

が得られる. ただし, φ_0 は式 (13), (16) の右辺であり, 行列要素 $\langle \varphi_i | (H - \sigma)^{-1} | \varphi_0 \rangle$ は Lanczos 係数の連分数を用いて計算できる.

従って, 以上の計算を逆に解いていけば, 求めるべき行列要素 $T_{a,b}(E_{a,b})$ を得ることができる.

付録 B シミュレーションに入力した値

- 各 Si 検出器のビーム方向の長さ 50 mm
- 各 Si 検出器のビームと垂直方向の長さ 50 mm
- 内 Si 検出器のビームからの距離 36 mm
- 外 Si 検出器のビームからの距離 53 mm
- ターゲットセルの長さ 60 mm
- 隣り合う Si の間の長さ 7 mm
- 内 Si の感部の厚さ 0.300 mm
- 内 Si の不感部の厚さ 0.040 mm
- 外 Si の感部の厚さ 0.500 mm
- 液体シンチのビームからの距離 200 mm
- 液体シンチの半径 100 mm
- ビームのターゲット中心からのズレ (1.2 mm, 0.5 mm)
- Si の分解能 300 keV

以下の式 (18)~(33), 表 8~16 は LiSE++ を用いてある物質、物質量に対するエネルギー減衰の値と幅を多数得、それをもとにフィッティングを行い、それぞれを連続的な値の関数として入力した際に用いた関数、係数である。この関数は、今回の実験で考えられるエネルギー、標的の物質量の下で妥当だと確認した。確認したのは

- γ 線エネルギー (MeV): 20.00~32.75
- ^4He 気体物質量 (atm*mm): 0~180
- Si 固体物質量 (μm): 300~650

の範囲である。また、十分低エネルギーで Si に粒子が入射した時など、明らかに結果が予想できる場合はこの関数を用いず、予想される結果 (例の場

合、粒子の全エネルギーが Si によって検出される) となるようにした。

- 各物質中での各粒子のエネルギー減衰 $E_{loss}[E \text{ (MeV)}, L \text{ (atm*mm or } \mu\text{m)}] \text{ MeV}$

$$E_{loss} = (a_0 + a_1 * L + a_2 * L^2 + a_3 * L^3)/1000 \quad (18)$$

$$a_0 = a_{00} + a_{01} * E + a_{02} * E^2 + a_{03} * E^3 \quad (19)$$

$$a_1 = a_{10} + a_{11} * E + a_{12} * E^2 + a_{13} * E^3 \quad (20)$$

$$a_2 = a_{20} + a_{21} * E + a_{22} * E^2 + a_{23} * E^3 \quad (21)$$

$$a_3 = a_{30} + a_{31} * E + a_{32} * E^2 + a_{33} * E^3 \quad (22)$$

表 8 ${}^4\text{He}$ 中の proton のエネルギー減衰 (左) と ${}^4\text{He}$ 中の triron のエネルギー減衰 (右) の各係数 a_{xx}

a_{00}	0.22005439411	a_{00}	-5.8273963270
a_{01}	-0.067147992631	a_{01}	7.5341701023
a_{02}	0.0072051262005	a_{02}	-3.2103606519
a_{03}	-0.00027690004171	a_{03}	0.44997520916
a_{10}	5.0172254492	a_{10}	11.177356862
a_{11}	-1.4216111431	a_{11}	-1.3489673038
a_{12}	0.17650008171	a_{12}	-0.88670823036
a_{13}	-0.0077358961904	a_{13}	0.20600471844
a_{20}	0.0030475053054	a_{20}	0.20791206120
a_{21}	-0.0013488521642	a_{21}	-0.25904181236
a_{22}	0.00022176070228	a_{22}	0.10536171067
a_{23}	-0.000012203974268	a_{23}	-0.013909672596
a_{30}	0.	a_{30}	0.00019270537479
a_{31}	0.	a_{31}	0.000013423622379
a_{32}	0.	a_{32}	-0.000063256734850
a_{33}	0.	a_{33}	0.000012718396177

表9 ${}^4\text{He}$ 中の ${}^3\text{He}$ のエネルギー減衰 (左) と Si 中の proton のエネルギー減衰 (右) の各係数 a_{xx}

a_{00}	-6.1990488455	a_{00}	207.98713762
a_{01}	6.3308213984	a_{01}	30.136859933
a_{02}	-0.69588762649	a_{02}	-2.0011754367
a_{03}	-0.36931058312	a_{03}	0.0000000000
a_{10}	61.960760038	a_{10}	4.4218526643
a_{11}	-33.378154518	a_{11}	0.22956433805
a_{12}	9.3039390080	a_{12}	-0.026319400587
a_{13}	-0.93440382131	a_{13}	0.00093043111703
a_{20}	1.2141739590	a_{20}	0.59453190960
a_{21}	-0.98475406463	a_{21}	-0.19972348368
a_{22}	0.26701130646	a_{22}	0.023437205407
a_{23}	-0.025169509078	a_{23}	-0.00093248770407
a_{30}	-0.019914498289	a_{30}	0.00050509158793
a_{31}	0.024453136163	a_{31}	-0.00017701731266
a_{32}	-0.0090925257541	a_{32}	0.000020669003994
a_{33}	0.0010877959592	a_{33}	-0.00000080002318673

- ${}^4\text{He}$ 中の deuteron のエネルギー減衰 $E_{loss\ deut}[E (\text{MeV}),L (\text{atm}*\text{mm})]$
MeV

$$E_{loss\ deut} = E_{loss\ proton} * (b_0 + b_1 * L) \quad (23)$$

表 10 ${}^4\text{He}$ 中の deuteron のエネルギー減衰の各係数 b_x

b_0	1.698761
b_1	0.000438

- ${}^4\text{He}$ 中での各粒子のエネルギー減衰の幅 $E_{loss}[E (\text{MeV}),L (\text{atm}*\text{mm})]$
MeV

$$E_{loss} = (c_0 + c_1 * L + c_2 * L^2 + c_3 * L^3)/1000 \quad (24)$$

$$c_0 = c_{00} + c_{01} * E + c_{02} * E^2 + c_{03} * E^3 \quad (25)$$

$$c_1 = c_{10} + c_{11} * E + c_{12} * E^2 + c_{13} * E^3 \quad (26)$$

$$c_2 = c_{20} + c_{21} * E + c_{22} * E^2 + c_{23} * E^3 \quad (27)$$

$$c_3 = c_{30} + c_{31} * E + c_{32} * E^2 + c_{33} * E^3 \quad (28)$$

表 11 ${}^4\text{He}$ 中の proton のエネルギー減衰の幅 (左) と ${}^4\text{He}$ 中の triton のエネルギー減衰の幅 (右) の各係数 c_{xx}

c_{00}	1.2366188759	c_{00}	-5.3046578964
c_{01}	0.0050018639452	c_{01}	6.9771471477
c_{02}	-0.00026243491135	c_{02}	-2.4786284324
c_{03}	-0.000022967040902	c_{03}	0.29557113855
c_{10}	0.20486927830	c_{10}	1.3381531996
c_{11}	-0.012098750604	c_{11}	-1.2501025249
c_{12}	0.0018893221519	c_{12}	0.45776459770
c_{13}	-0.000095147036401	c_{13}	-0.055958581347
c_{20}	-0.00021679824896	c_{20}	-0.023307271714
c_{21}	-0.00043886929316	c_{21}	0.024427072464
c_{22}	0.000078305839550	c_{22}	-0.0088674904934
c_{23}	-0.0000042751011724	c_{23}	0.0010665856155
c_{30}	0.	c_{30}	0.000031999270947
c_{31}	0.	c_{31}	-0.000016780492225
c_{32}	0.	c_{32}	0.0000024015108549
c_{33}	0.	c_{33}	-0.000000040987782041

表 12 ${}^4\text{He}$ 中の ${}^3\text{He}$ のエネルギー減衰の幅の各係数 c_{xx}

c_{00}	1.7927822822
c_{01}	-2.7478908776
c_{02}	1.8084482572
c_{03}	-0.31300450895
c_{10}	2.6309974959
c_{11}	-1.5715407735
c_{12}	0.30704764130
c_{13}	-0.025169509078
c_{20}	-0.24729003161
c_{21}	0.25572159763
c_{22}	-0.090139522103
c_{23}	0.010570088563
c_{30}	0.00063381895291
c_{31}	0.00020264321797
c_{32}	-0.00038174354651
c_{33}	0.000081874062656

- Si 中での proton のエネルギー減衰の幅 $E_{loss\ Si}[E\ (\text{MeV}),L\ (\mu\text{m})]$
MeV

$$E_{loss\ Si} = ((d_0 + d_1 * x + d_2 * x^2 + d_3 * x^3 + d_4 * x^4) + (d_5 * y + d_6 * y^2 + d_7 * y^3 + d_8 * y^4 + d_9 * y^5) - (d_5 * x + d_6 * x^2 + d_7 * x^3 + d_8 * x^4 + d_9 * x^5)) / 1000 \quad (29)$$

$$x = 2 * (10 - E) \quad (30)$$

$$y = x + (L - 320) / 50 \quad (31)$$

表 13 Si 中の proton のエネルギー減衰の幅の各係数 d_x

d_0	95.56629	d_5	2.492713
d_1	14.54077	d_6	0.12732
d_2	-11.7096	d_7	-0.04846
d_3	2.571759	d_8	0.002221
d_4	-0.10829	d_9	0.002329

- ^4He 中の deuteron のエネルギー減衰の幅 $E_{loss\ deut}[E\ (\text{MeV}),L\ (\text{atm} * \text{mm})]$ MeV

$$E_{loss\ deut} = E_{loss\ proton} * (e_0 + e_1 * L) \quad (32)$$

表 14 ^4He 中の deuteron のエネルギー減衰の幅の各係数 e_x

e_0	0.494371
e_1	0.000341

- 各設定での γ 線のエネルギースペクトル $S[E_\gamma \text{ (MeV)}]$

$$S = f_0 + f_1 * E_\gamma + f_2 * E_\gamma^2 + f_3 * E_\gamma^3 + f_4 * E_\gamma^4 \quad (33)$$

表 15 $E_\gamma = 24.4 \text{ MeV}$ (左), 27.4 MeV (右) 設定の各係数 f_x

f_0	-71.9772	f_0	0.387887
f_1	-343.914	f_1	5.586021
f_2	57.00811	f_2	42.75351
f_3	-3.10214	f_3	-3.39985
f_4	0.056026	f_4	0.067251
$20.00 < E_\gamma < 25.65$		$25.00 < E_\gamma < 28.05$	

表 16 $E_\gamma = 31.9 \text{ MeV}$ 設定の各係数 f_x

f_0	0.425871
f_1	5.114304
f_2	19.96718
f_3	-1.39414
f_4	0.024121
$29.00 < E_\gamma < 32.75$	

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方のご指導、ご協力を頂きました。ここに感謝の意を表したいと思います。

まず始めに、一年間に渡り我々を指導して下さった川畑貴裕准教授、延與佳子准教授に感謝申し上げます。川畑准教授には、実験の立案から解析に至るまでご指導頂きました。本実験の際には、様々な用事が重なっていたにもかかわらず、往復を繰り返しながら私たちの実験しているところへ足を運んで下さいました。最後にはデータのバックアップ作業までして下さい、大切なデータを守って下さいました。延與准教授は、原子核の理論に関して詳しく説明して下さい、我々のテーマに即した論文をピックアップ、丁寧な解説をして頂きました。

また、TRAの足立智さん、小林史治さん、TAの馬場辰雄さんに感謝申し上げます。先生方の手の届かないときにも私たちを細かくサポートして下さい、本当に頼もしい限りでした。原子核ハドロン物理学研究室の松田洋平さんは本実験の際、実験準備からデータ収集に至るまでご助力頂きました。私たち以上に本実験に真摯に取り組んでおられ、研究者としての精神を拝見致しました。

今回用いた実験施設であるNEW SUBARUのビームライン、及びビームタイムを提供して下さい、兵庫県立大学の宮本修司教授、甲南大学の山県民穂教授、宇都宮弘章教授、秋宗秀俊教授に感謝致します。秋宗教授には実験の際にも立ち会って頂き、解析の相談にも乗って下さいました。さらには、NEW SUBARUからその最寄り駅までの快適な車の旅をも提供して下さいました。実験の事務手続きにおいて、NEW SUBARU事務の金谷奈生子さんに大変お世話になりました。兵庫県立大学の北川靖久さんには修論等でお忙しい中にもかかわらず、レーザーの光学系の指導をして頂きました。

本当に多くの方から支えを頂いたことに感謝しながら、今後の研究におい

てより大きな貢献, 新たな発見が成せるよう, 私たちも邁進して参ります.

参考文献

- [1] G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, Phys. Rev. 71, 3 (1947) and Phys. Rev. 73, 1156 (1948).
- [2] M. Goldhaber and E. Teller, Phys Rev. 74, 9 (1948)
- [3] F. C. Barker and A. K. Mann, Philos. Mag. 2, 5 (1957).
- [4] T. Shima et al., Phys. Rev. C 72, 044004 (2005).
- [5] R. Raut, W. Tornow, Phys. Rev. Lett. 108, 042502 (2012).
- [6] R. Raut, W. Tornow, Phys. Rev. C 85, 061001(R) (2012)
- [7] S. Quaglioni et al., Phys. Rev. C 69, 044002 (2004).
- [8] Th. Walcher, Phys. Lett. 31B, 442 (1970); Z. Phys. Chem. (Leipzig) 237, 368 (1970).
- [9] E. Hiyama, B. F. Gibson, and M. Kamimura, Phys. Rev. C 70, 031001(R) (2004).
- [10] W.Horiuchi and Y.Suzuki, Phys. Rev. C78, 034305 (2008).
- [11] W.Horiuchi, Y.Suzuki, and K.Arai, Phys. Rev. C85, 054002 (2012).