

修士論文

${}^6\text{He}$ の deep-hole 状態とその粒子崩壊様式

2005 年 2 月



京都大学大学院理学研究科物理学第二教室
原子核ハドロン物理学研究室
中津川 洋平

概要

本研究は ${}^6\text{He}$ のdeep-hole状態とその構造を対象とする。一般に軽い原子核では殻模型以外に α クラスター模型によってよく記述される状態が混在するといわれているが、軽い原子核ほどそのdeep-hole状態（例えば殻模型における1s軌道の陽子が1つ叩き出された励起状態。これをs-hole状態という。）からの直接崩壊が多く、崩壊粒子の測定はその構造を探る重要な手がかりとなる。

${}^6\text{He}$ の励起状態において、崩壊の閾値は2つの三重陽子(t)に崩壊するモードが他より非常に高いため、単純な統計則ではこの崩壊は起こりにくく、殻模型に基づく予備的な理論計算によると、s-hole状態は励起エネルギー15MeV付近に広い幅を持ち、その崩壊様式においてt+tの分岐比はおおよそ24%である。実験は大阪大学核物理研究センター(RCNP)リングサイクロトロンWSコースを用いて行われ、392MeV偏極陽子ビームを ${}^7\text{Li}$ 標的に照射し、 ${}^7\text{Li}(p,2p){}^6\text{He}^*$ 反応を測定した。2つの散乱陽子を2台のスペクトロメーターで別個に捕らえ、残留核 ${}^6\text{He}^*$ からの崩壊粒子を15組の半導体検出器(SSD)で検出した。

実際に得られた ${}^6\text{He}$ の励起スペクトルにおいて、約15MeVの励起エネルギーを中心に殻模型におけるs-hole状態に対応する幅の広いバンプが見られた。また、 ${}^6\text{He} \rightarrow \text{t}+\text{t}$ の粒子崩壊が観測され、この崩壊の分岐比は観測できた分だけでも $72.1 \pm 1.56\%$ であった。これは単純な殻模型の予測と大きく異なるものである。この結果はクラスター描像に立てば次のように自然に解釈することができる。すなわち、 ${}^7\text{Li}$ の基底状態では $\alpha+\text{t}$ からなるクラスター模型がよく成り立っており、この α から陽子が一つ叩き出された状態が ${}^6\text{He}$ の殻模型におけるs-hole状態に対応している。これは2つのtからなる”di-triton クラスター構造”を持っている。そのため ${}^6\text{He}^* \rightarrow \text{t}+\text{t}$ の崩壊が多く観測される。

また、偏極ビームを用いることで、 ${}^7\text{Li}(p,2p)$ の偏極分解能 A_y についても測定を行った。核内での核子間相互作用は自由空間とは異なっているが、その影響の一つとして準弾性散乱における A_y は自由空間に対して減少しているという報告がある。これを媒質効果の現れであるとして A_y が平均核密度に対し単調に減少すると報告されていたが、最近では反応のoff-shell性(始状態と終状態で全運動エネルギーが異なること)によるものとしてQ値に対し単調に減少するという指摘もある。これまでの研究はいくつかの核を用いて行われたが、本研究では A_y の ${}^6\text{He}^*$ の励起エネルギーに対する依存性を調べた。その結果、 A_y はs-hole状態では励起エネルギーに対し滑らかに減少していることが分かった。これは A_y に対する何らかのQ値依存性を示唆していると思われる。

目次

第1章	序	1
1.1	deep-hole 状態と $(p,2p)$ 反応	1
1.2	殻模型とクラスター模型	1
1.3	殻模型に基づく理論予想	2
1.4	荷電交換反応による ${}^6\text{He}$ の励起状態	2
第2章	実験	6
2.1	実験の概要	6
2.2	運動学	6
2.2.1	$(p,2p)$ 反応	6
2.2.2	粒子崩壊	7
2.3	ビーム輸送系	8
2.4	偏極度の測定 ～ Beam Line Polarimeter ～	9
2.5	ターゲット	9
2.6	スペクトロメータ ～ Grand Raiden & LAS ～	12
2.7	焦点面検出器	12
2.7.1	VDC	14
2.7.2	トリガーシンチレータ	15
2.8	SSD-array	15
2.9	データ収集	19
2.9.1	読み出し回路	19
2.9.2	DAQ	19
第3章	データ解析	23
3.1	$(p,2p)$ 反応のエネルギースペクトル	23
3.1.1	散乱粒子識別	23
3.1.2	バックグラウンドの見積もり	23
3.1.3	アノード面での位置	24
3.1.4	トラックの再構成	27
3.1.5	${}^7\text{Li}(p,2p)$ エネルギースペクトル	29
3.2	崩壊粒子	32
3.2.1	崩壊粒子のエネルギーと ${}^6\text{He}$ の励起エネルギー	32
3.2.2	崩壊 triton の総検出数	33
3.2.3	t+t 崩壊の分岐比	33
3.3	偏極観測量	36
3.3.1	ビームの偏極度	36

3.3.2	${}^7\text{Li}(p,2p)$ 反応の微分断面積と偏極分解能	37
第 4 章	考察	43
4.1	$(p,2p)$ 反応	43
4.1.1	recoil momentum 分布	43
4.1.2	DWIA 計算との比較	44
4.2	崩壊粒子	45
4.2.1	エネルギーの低い triton	45
4.2.2	t+t 以外のモード	46
4.3	クラスター描像	47
4.4	A_y の減少	49
4.4.1	これまでの研究	49
4.4.2	同一状態における Q 値依存性	50
第 5 章	結論	53
	謝辞	54
付 録 A	${}^7\text{Li}(p,2p)$ 反応の微分断面積	56

第1章 序

1.1 deep-hole 状態と $(p,2p)$ 反応

原子核の deep-hole 状態 (深部空孔状態) とは殻模型における $1s$ や重い核の $1p$ などの深い軌道から核子が抜けた状態である。この状態は $(p,2p)$ や $(e,e'p)$ のような準弾性散乱などの反応により核子を叩き出すことによって生成することができる。核内での核子単独の運動や、核媒質中での強い相互作用に関する研究がこの反応を利用して行われてきた。

また、軽い原子核においては、その状態を殻模型だけではうまく記述できないことが知られており、それがどのような構造を持つのかは原子核物理における興味深いテーマの一つである。軽い核の場合、deep-hole 状態からの崩壊は直接崩壊が多い。そのため崩壊粒子を測定することで、原子核の構造に関する情報を得ることができる。

大阪大学核物理研究センター リングサイクロトロンでは、 $(p,2p)$ 反応と崩壊粒子の同時計測によって軽い核の deep-hole 状態、特に $1s$ 軌道の陽子を 1 つ叩き出した s-hole 状態に関する研究が行われており、すでに $^{11}\text{B}(\text{s-hole})$ 、 $^{15}\text{N}(\text{s-hole})$ についてはその崩壊様式が詳しく調べられている [1, 2]。本論では、 $^7\text{Li}(p,2p)$ 反応により生成される、 ^7Li から陽子を 1 つ叩き出した ^6He の s-hole 状態における崩壊様式と構造について述べる。

1.2 殻模型とクラスター模型

殻模型は Mayer、Jensen らに提起されて以来、原子核の状態を記述する構造的モデルとして基礎的な概念となっている。また、原子核がいくつかの核子のかたまり (クラスター) が集まってできているとするクラスター模型も原子核を表現するモデルとして既に定着している。特に α 粒子 (^4He 原子核) はその結合の強さから、原子核中でクラスターを形成しやすく、主に励起状態において α クラスター構造を持つ原子核は軽い原子核から重い原子核まで数多く知られている [3, 4]。軽い原子核ではクラスター構造をもつ傾向が強く、殻模型の状態とクラスター模型の状態が混在する。このような核の、低い励起エネルギーの discrete な状態については殻模型とクラスター模型の両面から議論されているが [5, 6, 7, 8]、高い励起状態においては α クラスター模型がよく状態を記述するといわれている [7, 8]。

^7Li のクラスター模型は、主に $\alpha + t$ (三重陽子、triton) の構造で記述されているが、 $n + ^6\text{Li}$ や $d + ^5\text{He}$ ($d + n + \alpha$) (d : deuteron、重陽子) の有意な混在も指摘されている [9]。 ^6He についても、中性子ハロー核として注目されていることもあって、双極子共鳴などの巨視的な振舞いに関する研究は行われているが [10]、実験的にその高励起状態の微視的な構造を直接的に調べた研究はまだ少ない。我々は ^6He の s-hole 状態の崩壊粒子の測定を通して、その構造を明らかにすることを目的に、実験を計画した。

崩壊モード	閾値
t + t	12.3[MeV]
${}^5\text{He} + \text{n}$	1.77[MeV]
$\alpha + 2\text{n}$	0.973[MeV]

表 1.1: 崩壊モードと閾値

1.3 殻模型に基づく理論予想

図 1.1、表 1.1 に ${}^6\text{He}$ の準位と、崩壊モード及びその閾値を示す [11]。表 1.1 のとおり、崩壊の閾値は t+t は非常に高く、 $\alpha + 2\text{n}$ が最も低い。したがって高励起状態からの崩壊の Q 値は逆に t+t は小さく、 $\alpha + 2\text{n}$ が最も大きい。従って単純な統計崩壊を考えると、t+t 崩壊は起こりにくく、 $\alpha + 2\text{n}$ 崩壊が最も多く観測されることが期待される。

図 1.2 は殻模型計算に基いた、 ${}^6\text{He}(\text{s-hole 状態})$ の励起スペクトルに対する理論予想である [12]。およそ 15MeV を中心に幅の広いバンプが見える。 ${}^7\text{Li}$ のスピン・パリティは $\frac{3}{2}^-$ なので ${}^7\text{Li}(p,2p)$ による ${}^6\text{He}(\text{s-hole 状態})$ のスピン・パリティは 1^- または 2^- であり、それぞれの成分がともに表されている。

また図 1.3 はバンプに含まれる各共鳴における崩壊様式ごとの部分幅であるが、これは崩壊様式の比率を表す。これによると、 ${}^5\text{He}$ は不安定ですぐに $\alpha + \text{n}$ に崩壊することを考慮すれば、最終的な状態として観測されるのは

$$\alpha + 2\text{n} \text{ が } 76\%, \text{ t+t が } 24\%$$

であり、やはり観測されるのは $\alpha + 2\text{n}$ のほうが多くなっている。

1.4 荷電交換反応による ${}^6\text{He}$ の励起状態

${}^6\text{He}$ の励起状態に関する最近の研究として、Akimune らの実験がある [13]。彼らは荷電交換反応 ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$ によって ${}^6\text{He}$ の励起状態を生成し、その崩壊粒子を測定した。図 1.4 に結果を示す。(b) の中央に見える強いローカスは t+t 崩壊を示している。また、t+t 崩壊を起こす状態はおよそ 18MeV の励起エネルギーを中心とする幅の広い領域にバンプを持つことが分かった(図(c))。t+t 崩壊がこれだけ多く観測されたことは ${}^6\text{He}$ の励起状態の構造を表現する上で、3つの核子からなる triton クラスタが重要な役割を担うことを示唆している。これまでクラスタ構造においては α 粒子が強いクラスタを形成すると考えられてきたことを顧みると、これは注目すべき発見であった。

本実験の直接的な動機はここにある。(p,2p) 反応を利用して ${}^6\text{He}$ の s-hole 状態を生成すればクラスタ構造を示す崩壊がよりクリアに見ることができると期待される。

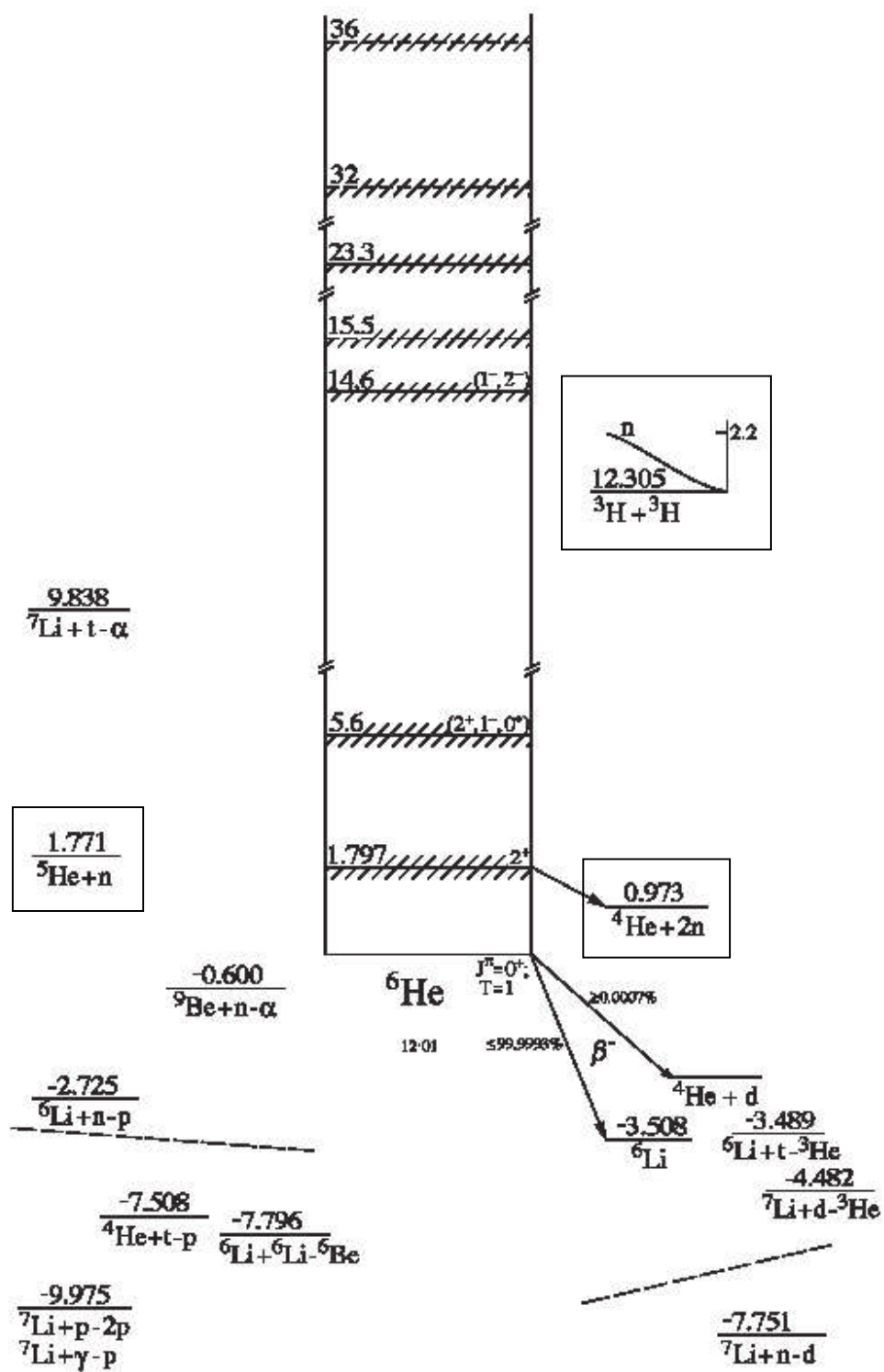


図 1.1: ${}^6\text{He}$ のエネルギー準位 [11]

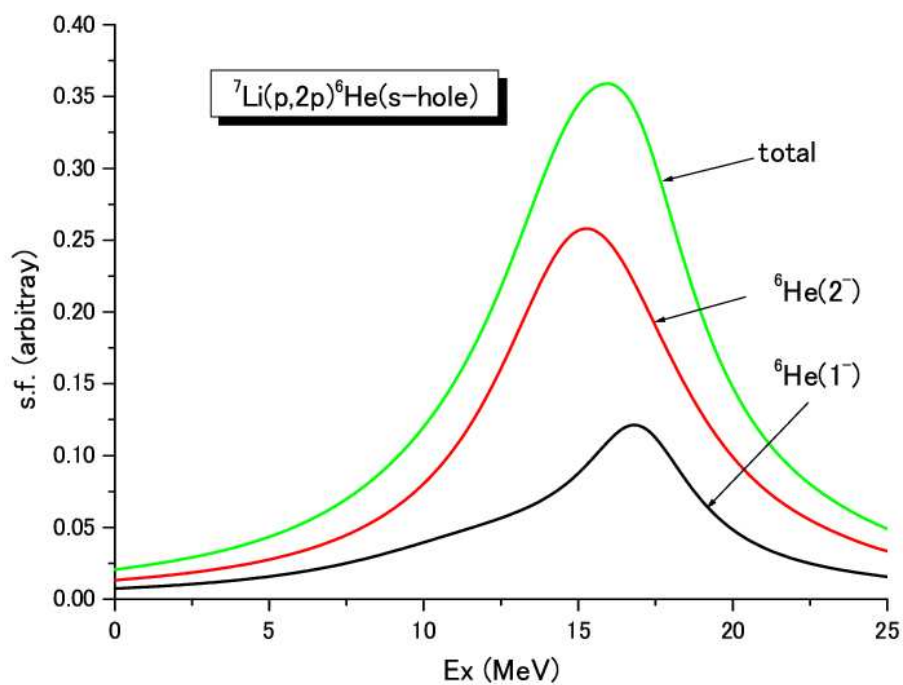


図 1.2: s-hole 状態のバンプ (理論予想) [12]

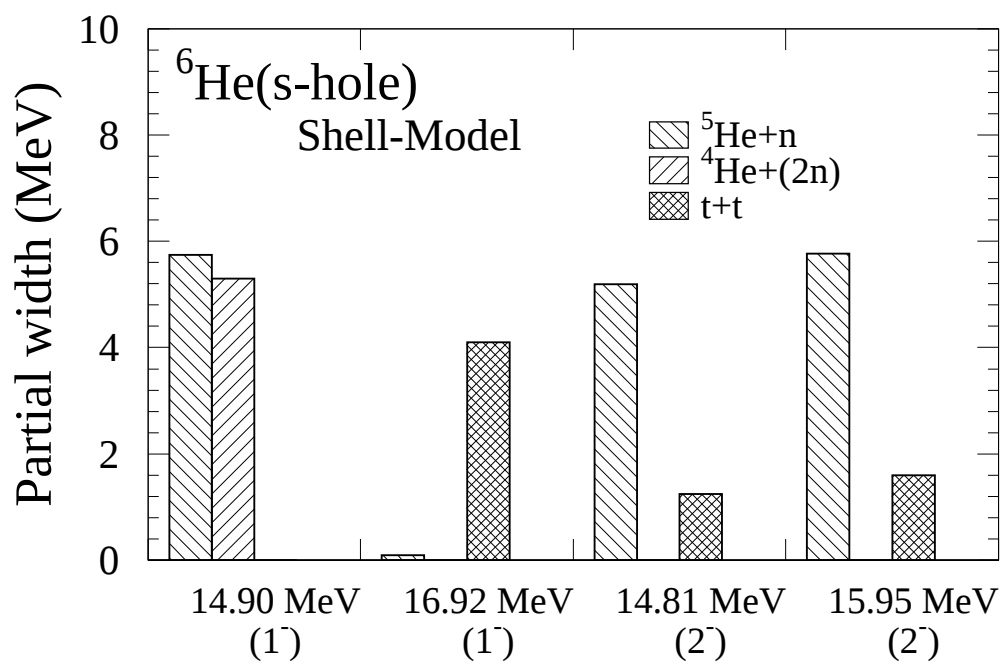


図 1.3: バンプの各成分における崩壊モードごとの部分幅 [12]

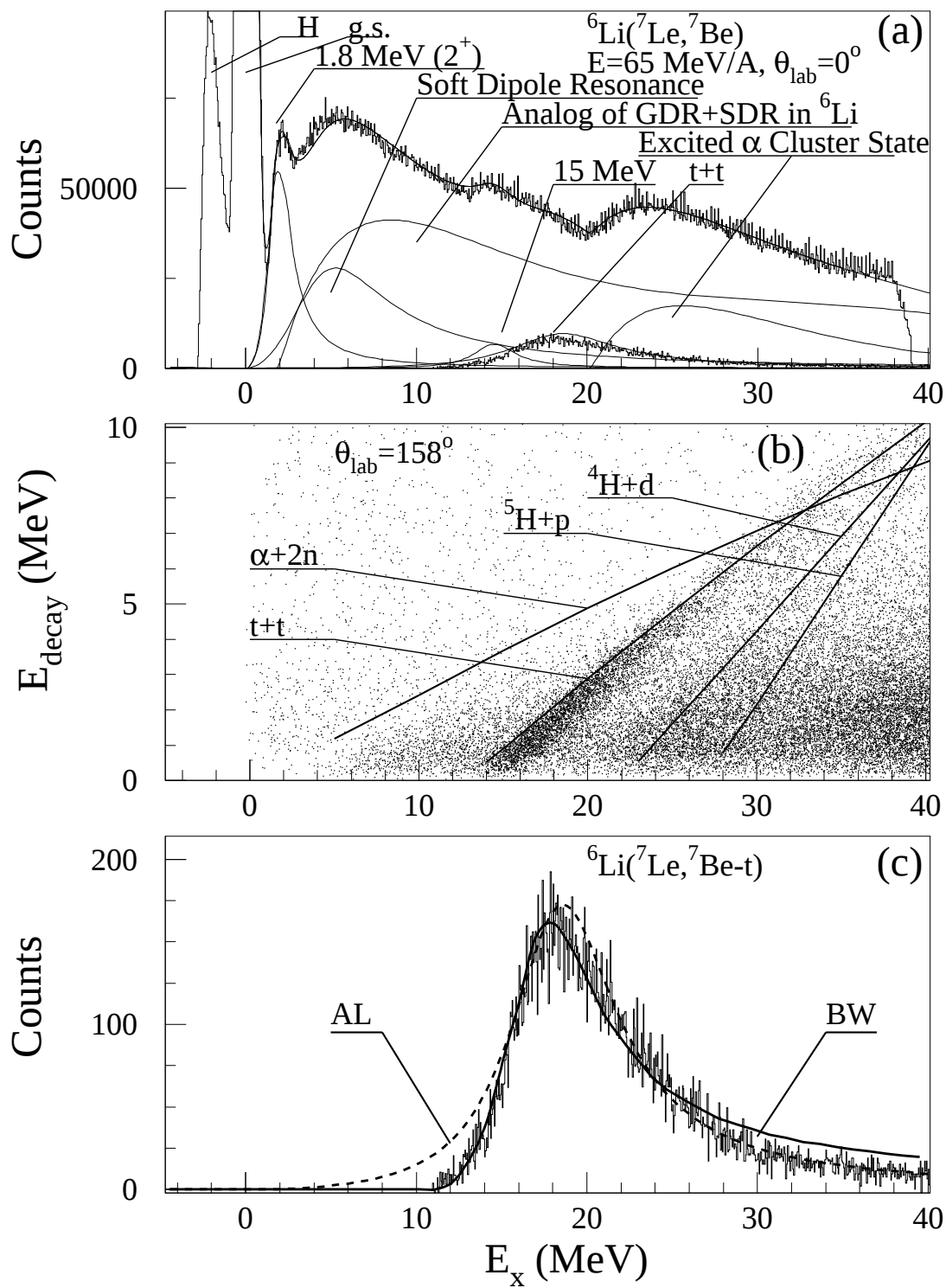


図 1.4: (a) ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$ による ${}^6\text{He}$ の励起スペクトル (b) 崩壊粒子のエネルギーと ${}^6\text{He}$ の励起エネルギーの 2 次元プロット (c) triton を捕えたイベントのヒストグラム [13]

第2章 実験

2.1 実験の概要

実験は2003年11月13～19日にわたり、大阪大学核物理研究センター(RCNP) リングサイクロトロン WS コースで行われた。392MeV の偏極陽子ビームを用い、 ${}^7\text{Li}(p,2p){}^6\text{He}$ 反応における2つの散乱陽子と、生成された ${}^6\text{He}(\text{s-hole})$ からの崩壊荷電粒子を測定した。散乱陽子の測定は2台のスペクトロメータ Grand Raiden (GR) [14] と Large Acceptance Sptrometer (LAS) [15] を用いて行い、崩壊粒子の測定は15組の半導体検出器 ΔE -E SSD telescope からなる SSD-array を用いて行った。

ターゲットには ${}^7\text{Li}$ 薄膜を用いた。またこの他に、contamination を見積るため、炭素薄膜、石英ガラス(SiO_2) 薄板、シリコン薄膜を用いてデータを取った。

2.2 運動学

2.2.1 $(p,2p)$ 反応

図 2.1 は実験室系での $(p,2p)$ 反応の図である。4 元運動量 $(T_0 + m_p, \mathbf{P}_0)$ の入射陽子が $(m_t, \mathbf{0})$ のターゲット核と反応し、終状態として2つの散乱陽子と残留核の4 元運動量がそれぞれ $(T_1 + m_p, \mathbf{P}_1)$ 、 $(T_2 + m_p, \mathbf{P}_2)$ 、 $(T_3 + m_3^*, \mathbf{P}_3)$ であるとする、 $(p,2p)$ 反応の運動学は、運動量とエネルギーの保存から次式で表される。

$$0 = P_1 \sin \theta_1 + P_2 \sin \theta_2 + P_3 \sin \theta_3 \quad (2.1)$$

$$P_0 = P_1 \cos \theta_1 + P_2 \cos \theta_2 + P_3 \cos \theta_3 \quad (2.2)$$

$$\sqrt{P_0^2 + m_0^2} + m_t = \sqrt{P_1^2 + m_1^2} + \sqrt{P_2^2 + m_2^2} + \sqrt{P_3^2 + m_3^{*2}} \quad (2.3)$$

ここで θ はそれぞれの粒子の散乱角である。また、 m_3^* は励起エネルギーも含めた残留核の質量であり、励起エネルギー E_x と基底状態に対する反応の Q 値 Q (放熱反応の場合を正とする) を用いて次式で表される。

$$m_3^* = m_t - m_p - Q + E_x \quad (2.4)$$

ターゲット核は静止しているとみなせるので、反跳陽子のターゲット核内での Fermi 運動量は反応が単純な準弾性散乱で distortion effect が無視できるとすれば $-\mathbf{P}_3$ としてよい。

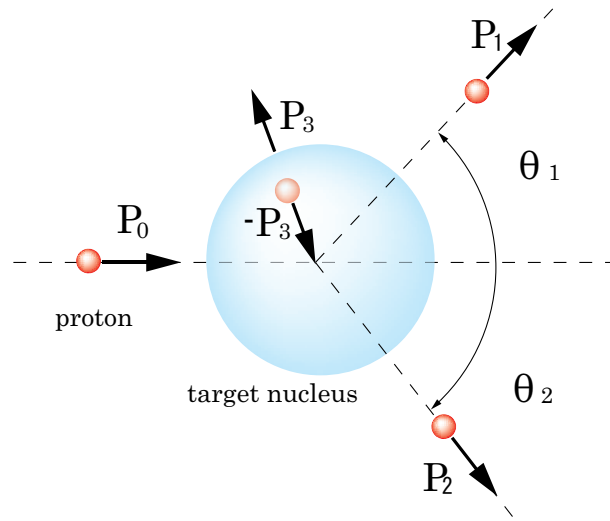


図 2.1: $(p,2p)$ 反応の運動学

Q	E_{sep} (s-hole)	θ_1	T_1	θ_2	T_2
[MeV]	[MeV]	[deg]	[MeV]	[deg]	[MeV]
-9.98	25	25.5	280	54.2	88

表 2.1: 実験の運動学的条件。 E_{sep} は分離エネルギーで、 $E_{sep} = E_x - Q$ である。

実験では2つの散乱陽子の運動量 $\mathbf{P}_1$ 、 $\mathbf{P}_2$ が測定される。また入射エネルギー T_0 と散乱陽子を測定する角度 θ_1 、 θ_2 は既知であるので、残留核の反跳運動量 $\mathbf{P}_3$ を決定することができる。

逆に、 $\mathbf{P}_3$ 、 m_3^* と θ_1 を適当に選べば、測定条件を決めることができる。実験では次のように決定した。

- スペクトロメータの momentum acceptance を考慮し (GR:5% , LAS:30%)、GR を散乱槽外のビームダンプでビームを止めるときに設定可能な最前方の角度 (25.5°) に設定して GR で速い散乱陽子を捕える。
- LAS の角度と両スペクトロメータの磁場は、s-hole 状態生成の断面積が最大となるように、s-hole 状態のバンプの中心のエネルギーにおいて Fermi 運動量 $-\mathbf{P}_3$ が 0MeV/c となるように設定する。

表 2.1 に本実験での運動学的条件を示す。添字 1、2 はそれぞれ GR、LAS に対応している。実際にはスペクトロメータは有限の立体角を持つため $\mathbf{P}_3$ は FWHM で 60MeV/c 程度の幅を持って分布する。

2.2.2 粒子崩壊

$(p,2p)$ 反応における残留核の深部空孔状態は一般に高励起状態であり、粒子崩壊する (図 2.4)。反跳運動量が 0MeV/c となるような条件で測定しているので、残留核は生成点に静止している。2 体崩壊の場合、運動量とエネルギーの保存より、

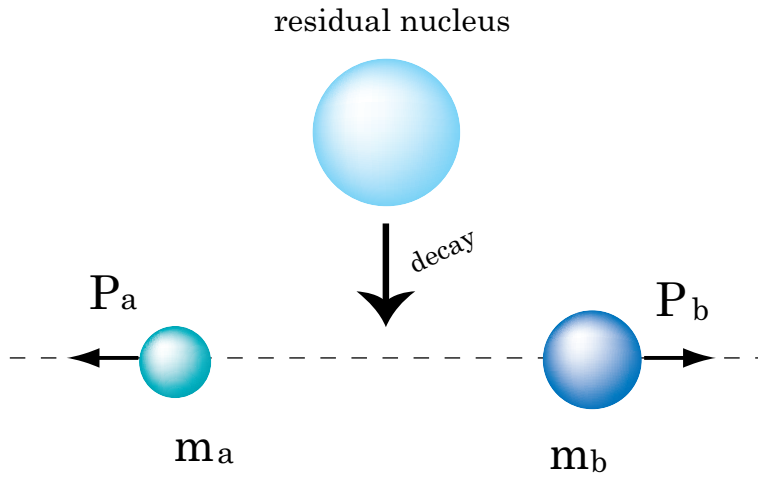


図 2.2: 残留核の粒子崩壊

$$\mathbf{P}_a + \mathbf{P}_b = 0 \quad (2.5)$$

$$|E_{sep}| = T_a + T_b \quad (2.6)$$

である。ただし E_{sep} は残留核が娘核 a と b に崩壊するときの分離エネルギーである。非相対論的に扱うと

$$|E_{sep}| = \frac{P_a^2}{2m_a} + \frac{P_b^2}{2m_b} = \frac{P_a^2}{2m_a} \left(1 + \frac{m_a}{m_b}\right) = T_a \frac{m_a + m_b}{m_a} \quad (2.7)$$

従って

$$T_a = \frac{m_b}{m_a + m_b} |E_{sep}| \quad (2.8)$$

同様に

$$T_b = \frac{m_a}{m_a + m_b} |E_{sep}| \quad (2.9)$$

となり、崩壊粒子の運動エネルギーの比は質量の逆比となる。

2.3 ビーム輸送系

入射陽子はまず原子線型偏極イオン源で生成され、AVFサイクロトロンの磁場中心に鉛直上方から入射され、64.2MeV まで前段加速される。その後リングサイクロトロンで更に 392MeV まで加速され、西実験室 WS コースの散乱槽内のターゲットへと入射される。最後にビームは

ターゲット	厚さ [mg/cm ²]
⁷ Li	1.47
(純度 99.9%)	1.37
C	1.1
SiO ₂	1.98
Si	2.42

表 2.2: ターゲットの厚さ

散乱槽下流の壁面ビームダンプに導かれ、ファラデーカップで止まる。ファラデーカップ内で止まった陽子の総電荷量をカレントデジタイザを通してスケーラにより数値化し、入射陽子の総数に換算する。

2.4 偏極度の測定 ～ Beam Line Polarimeter ～

本実験でのビームは up または down の縦偏極をしている。偏極陽子ビームの偏極度はビームライン上の Beam Line Polarimeter (BLP) を用いて測定される。BLP は西実験室に 2 台あるが、2 台とも必要になるのは横偏極量を測定する場合であり、今回の縦偏極の測定では 1 台で十分であるため、西実験室内最上流の BLP1 によって偏極度を測った。

また、ビームの偏極状態 (up または down) はイベント毎にイオン源への偏極制御信号を input register を介してデータに取り込んだので偏極の向きを分けて解析することができる。

BLP では $^1\text{H}(p,p)$ の弾性散乱の coincidence 測定を行っている。ターゲットにはポリエチレン ($(\text{CH}_2)_n$) 薄膜を用い、散乱陽子はビーム軸に対して 17° と 69.7° の角度に設置した 2 つのプラスチックシンチレータからなる 2 組のカウンターで捕える。この時に生じる左右のカウンターにおける計数の非対称度から、ビームの偏極度を求めることができる。

2.5 ターゲット

本実験で用いたターゲットを表 2.2 にまとめる。 ^7Li 薄膜は圧延によって作成し、マイクロメーターで厚さを測った。Li は非常に酸化しやすいので、作成・保存は常に流動パラフィンに浸して行い、散乱槽内に設置する直前にフレオンで洗浄した。しかし酸化を完全に防ぐことは不可能であり、また流動パラフィンが薄膜に付着して少量ではあるが残るため、 $\text{O}(p,2p)$ と $\text{C}(p,2p)$ のスペクトルが $^7\text{Li}(p,2p)$ のスペクトルに混じってしまう。この contamination を差し引くためには $\text{O}(p,2p)$ と $\text{C}(p,2p)$ のスペクトルを別に取り取る必要がある。そのため、C、SiO₂、Si をターゲットに用いて測定を行った。 $\text{O}(p,2p)$ のスペクトルは SiO₂($p,2p$) から Si($p,2p$) を差し引くことで得られる。

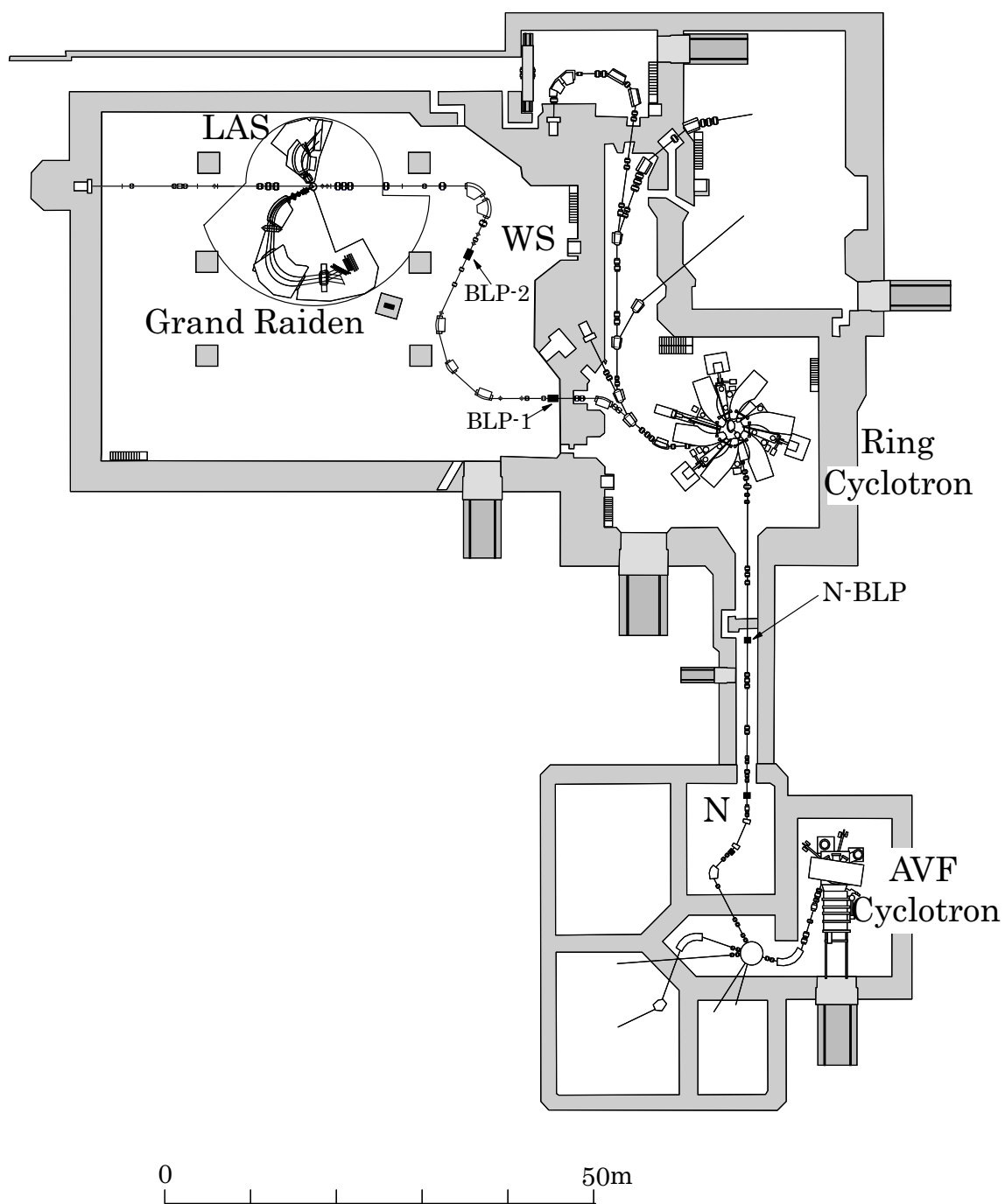


図 2.3: RCNP リングサイクロトロン西実験室 WS コース

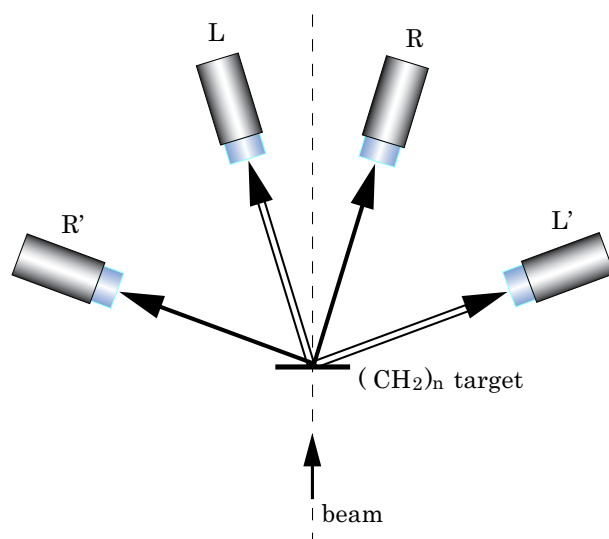


図 2.4: BLP の略図。L-L' と R-R' で独立に coincidence 測定がなされる。



図 2.5: 実際に用いた ^7Li 薄膜

中心軌道半径	3m
全偏向角	162°
旋回角度 ^a	-4°～90°
運動量測定範囲 p_{max}/p_{min}	5%
運動量分散	15.45m
運動量分解能 ($p/\Delta p$)	37000
焦点面角度	45°
焦点面長	120cm
最大磁気剛性	5.4T·m
最大磁場 (D1、D2)	1.8T
縦倍率	5.98
横倍率	-0.417
水平方向 acceptance	±20mr
垂直方向 acceptance	±70mr
最大立体角	4.3msr
中心飛跡長	20m

表 2.3: GR 仕様

^aGR 単独での可動範囲。散乱槽を相関測定モードにすると 25.5°～90°

2.6 スペクトロメータ ～ Grand Raiden & LAS ～

本実験では 2 台のスペクトロメータ Grand Raiden (GR) と Large Acceptance Spectrometer (LAS) による coincidence 測定によって散乱陽子の運動量分析を行う。

GR は 2 個の双極電磁石 D1、D2、2 個の四重極電磁石 Q1、Q2、六重極電磁石 SX、多重極電磁石 MP から構成されており、高分解能の運動量測定が可能である。散乱陽子は MP の位置で縦方向に収束し、焦点面で再度縦方向と横方向に二重収束する。Q1、Q2 によって acceptance を向上させることができる。また、最下流にはスピン移行量測定のための DSR(Dipole magnet for Spin Rotation) があるが、今回は用いなかった。

LAS は 1 個の四重極電磁石と 1 個の双極電磁石から成り、最大 20msr の大口径と $p_{max}/p_{min} \simeq 1.3$ に及ぶ広い運動量測定範囲が特徴である。

表 2.3、2.4 にそれぞれの仕様を示す。

2.7 焦点面検出器

GR、LAS 両スペクトロメータの焦点面ではそれぞれ 2 つの multi-wire drift chamber (MWDC) によって入射粒子の位置と角度を測定する。この MWDC はイオン化電子をカソード平面に垂直にドリフトさせるので vertical drift chamber (VDC) と呼ばれる [16]。

粒子識別は VDC 後方のプラスチックシンチレータ中でのエネルギー損失から行う。シンチレータからのシグナルはトリガーとしても用いる。

中心軌道半径	1.75m
全偏向角	70°
旋回角度 ^b	0°～130°
運動量測定範囲 p_{max}/p_{min}	30%
運動量分解能 ($p/\Delta p$)	4980
焦点面角度	～57°
焦点面長	170cm
最大磁気剛性	3.2T·m
最大磁場 (D)	1.6T
縦倍率	－7.3
横倍率	－0.40
水平方向 acceptance	±60mr
垂直方向 acceptance	±100mr
最大立体角	20msr
中心飛跡長	6.2m

表 2.4: LAS 仕様

^bLAS 単独での可動範囲。散乱槽を相関測定モードにすると 25.5°～130°

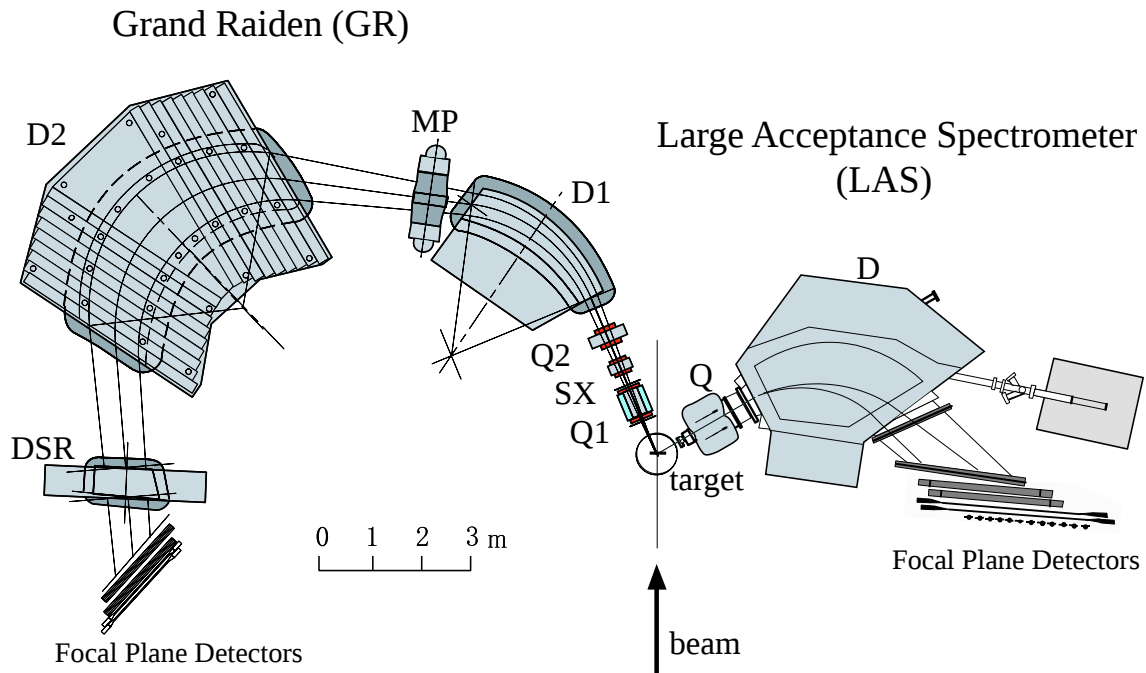


図 2.6: Grand Raiden と LAS

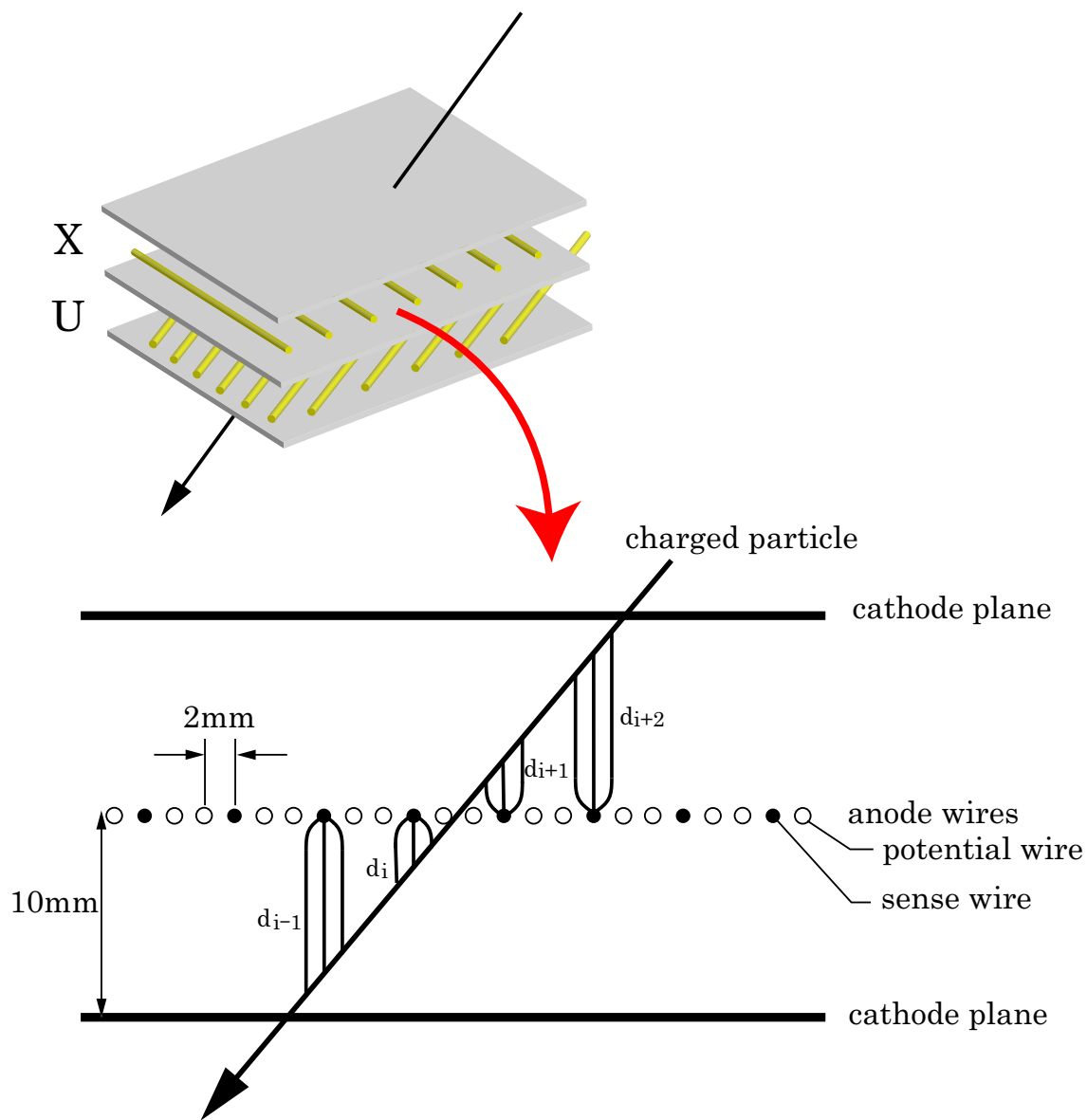


図 2.7: X- 平面の構造とドリフト電子の模式図

2.7.1 VDC

GR 側と LAS 側の VDC の仕様をそれぞれ表 2.5、2.6 に示す。

GR 側の VDC はともに X、U の 2 つのアノード平面とそれらをはさむ 3 つのカソード平面で構成されており、さらにアノード平面はシグナルを読み出すセンスワイヤと電場を一様にするためのポテンシャルワイヤからなる。LAS 側の VDC もこれと同様であるが、3 つのアノード平面 X、U、V をもつ。ただし V 平面については読み出してない。図 2.7 は VDC の 1 平面の構造と電子のドリフトしていく様子の模式図である。X-平面ではワイヤは鉛直方向に張られているが、U、V-平面では傾けて張られている。アノード平面内でワイヤは 2mm ごとに張られている。カソード平面は 10 μ m 厚の炭素アラミド膜で、GR 側では -5.6kV、LAS 側では -5.4kV の高電圧をかけ、センスワイヤは接地する。ポテンシャルワイヤには直径によって適当な電圧をかける。VDC 内は 71% のアルゴンと 29% のイソブタン、およびワイヤの劣化を防ぐための

焦点面角度	45°
ワイヤの傾き	X : 0°(垂直), U : 48.2°
有効面積	幅 1150mm 高さ 120mm
センスワイヤの数	192(X) , 208(U)
カソード-アノード間隔	10mm
アノードワイヤ間隔	2mm
センスワイヤ間隔	6mm(X) , 4mm(U)
センスワイヤ	20 μ m ϕ Au-W
ポテンシャルワイヤ	50 μ m ϕ Au-Cu/Be
カソード	10 μ m 厚 炭素アラミドフィルム
センスワイヤ電圧	0V(ground)
ポテンシャル電圧	-350V(X) , -500V(U)
カソード電圧	-5.6kV
ガス	Ar(71.4%) Iso-butane(28.6%) Iso-propyl-alcohol(2°C 飽和蒸気圧)
VDC 間距離	250mm

表 2.5: GR-VDC 仕様

2°C 飽和蒸気圧のイソプロピルアルコールによって充填される。

荷電粒子が VDC を通過した時ガス内にできるイオン化電子は一様電場中をおよそ 50mm/ μ s のドリフト速度でアノード面に向かってドリフトし、センスワイヤで電子なだれを起してシグナルを発生する。このシグナルとトリガーシンチレータのシグナルを組合せてドリフト時間を TDC(Time to Digital Converter) によって測定することで、粒子の通過位置を知ることができる。これによって得られる各アノード平面内の粒子の通過位置から、粒子の飛跡を再構成して焦点面での位置と入射角度を決定する。

2.7.2 トリガーシンチレータ

VDC 後方には 2 面のシンチレータ PS1、PS2 が設置されている。GR 側では厚さがそれぞれ 3mm(PS1)、10mm(PS2) で幅 1200mm 高さ 120mm のシンチレータが 1 枚ずつ置かれているが、LAS 側の各面は鉛直方向に 3 枚のシンチレータを並べた構造になっており、1 枚のシンチレータは厚さ 6mm、幅 2000mm、高さ 150mm である。

各シンチレータの左右両端には光電増倍管が取り付けられていて、荷電粒子が通過した時のシンチレーション光を検出しシグナルを発生する。このシグナルを用いてトリガーシグナルが作られる。

2.8 SSD-array

s-hole 状態からの崩壊粒子は 15 組の ΔE -E SSD telescope で測定する。SSD telescope は散乱槽のフランジに取り付けることのできる 2 台のアルミ製架台にマウントしてビーム軸を含む水平な平面内で散乱中心の周りに配置する。崩壊粒子のみを捕えるため、ビーム後方に置く (図

焦点面角度	-54°
ワイヤの傾き	X : 0° (垂直), U : 31° , V : -31°
有効面積	幅 1700mm 高さ 350mm
センスワイヤの数	272(X) , 256(U,V)
カソード-アノード間隔	10mm
アノードワイヤ間隔	2mm
センスワイヤ間隔	6mm
センスワイヤ	$20\mu\text{m}\phi$ Au-W
ポテンシャルワイヤ	$50\mu\text{m}\phi$ Au-Cu/Be
カソード	$10\mu\text{m}$ 厚 炭素アラミドフィルム
センスワイヤ電圧	0V(ground)
ポテンシャル電圧	-300V
カソード電圧	-5.4kV
ガス	Ar(71.4%) Iso-butane(28.6%) Iso-propyl-alcohol(2°C 飽和蒸気圧)
VDC 間距離	164mm

表 2.6: LAS-VDC 仕様

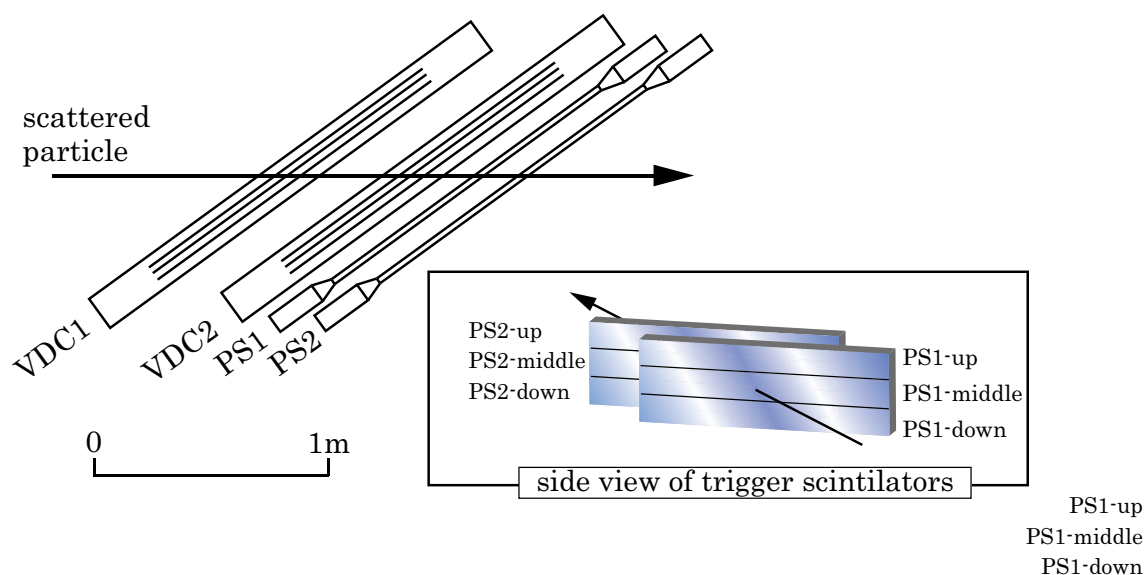


図 2.8: 焦点面検出器の模式図 (LAS の場合)

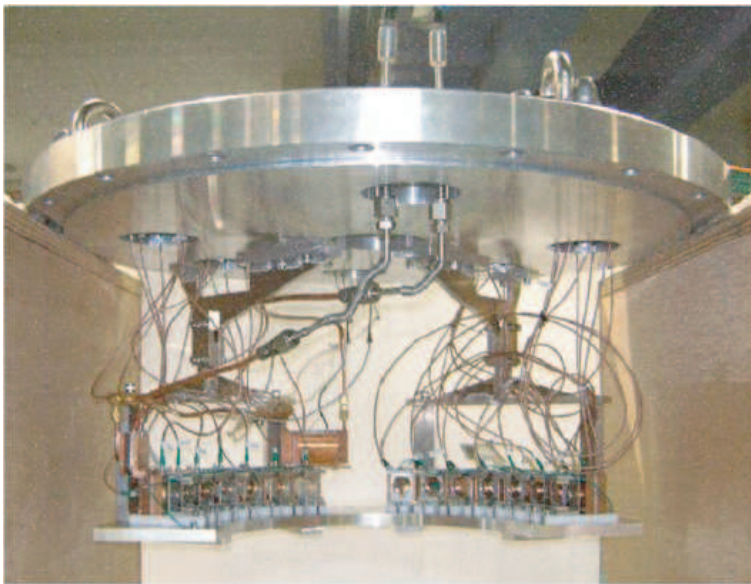


図 2.9: SSD-array の写真

2.9、2.10 参照)。ターゲットから ΔE カウンタまでの距離は 252mm で、ビーム軸を中心に左右ともに 10° 間隔で $5^\circ \sim 85^\circ$ の角度に SSD telescope を並べることができる。ただし実験ではビームに最も近い 5° の位置には置かなかった。

用いた SSD は 5mm 厚の Li drift 型 Si(Li) が 7 個、 $20\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $300\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ 厚の表面障壁型がそれぞれ 3 個、3 個、8 個、9 個である。このうち ΔE カウンタには $500\mu\text{m}$ 厚、 $20\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 厚のものを使い、E カウンタには 5mm 厚と $300\mu\text{m}$ 厚のものを用了。実験で測定される崩壊粒子のほとんどは ΔE カウンタ中で止まるため、粒子識別はターゲット- ΔE カウンタ間の飛行時間によって行われる。

各 SSD は銅製のカバーに入れ、デルリン板をはさんで絶縁したうえで架台に固定する。事前の性能テストにより SSD の有感領域は直径約 24mm の範囲であることがわかっているので、 ΔE カウンタのカバーの前面には直径 22mm のスリットを開け、SSD telescope 1 組当りの立体角はこれによって決める (5.97msr)。このスリットの前には小型の永久磁石が置かれ、電子などの余計な荷電粒子をスイープしている。SSD のエネルギー較正は架台にマウントした状態で散乱槽内に入れ、 ^{241}Am α 線源をターゲットホルダに固定して行った。

5mm 厚の E カウンタはリークカレントを極力抑えるため、ペルチェ素子によって冷却する。ペルチェ素子は E カウンタのカバーを繋ぐ円弧状の銅板に 1 つ取り付けられ、排熱はペルチェ素子背面に密着した銅板を、散乱槽内外を循環するエチレングリコールで冷却することで行われる。エチレングリコールは散乱槽外の熱浴で -20°C 程度に保たれている。SSD カバーが銅製であること、また架台とはデルリン板によって絶縁されていることにより、効率的かつ集中的に SSD を冷却できる。ただし、SSD 表面の結露による劣化を防ぐため、真空を解除する際はその前にペルチェ素子に流す電流を逆にして温め、室温に戻さなければならない。

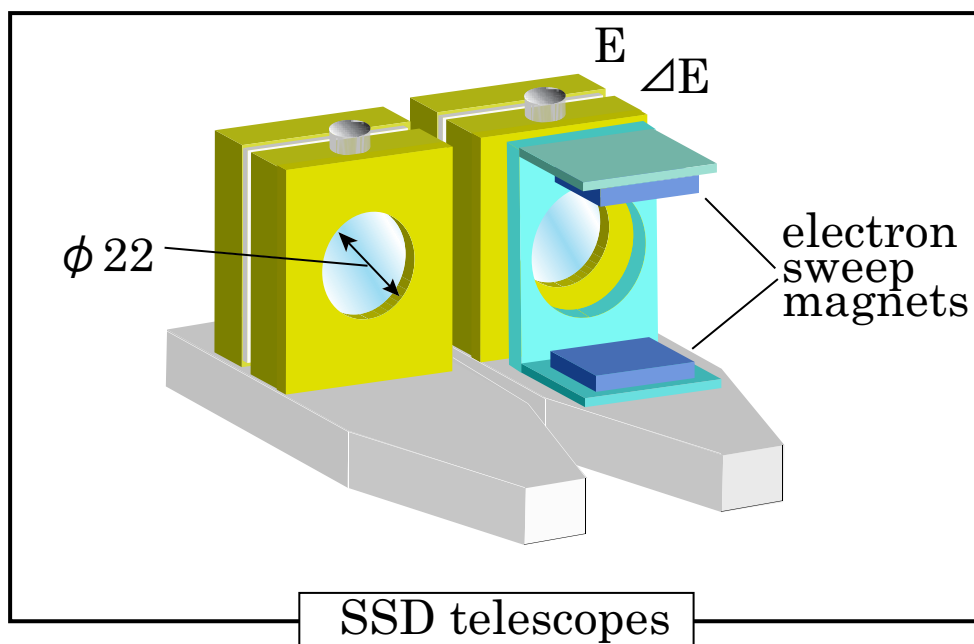
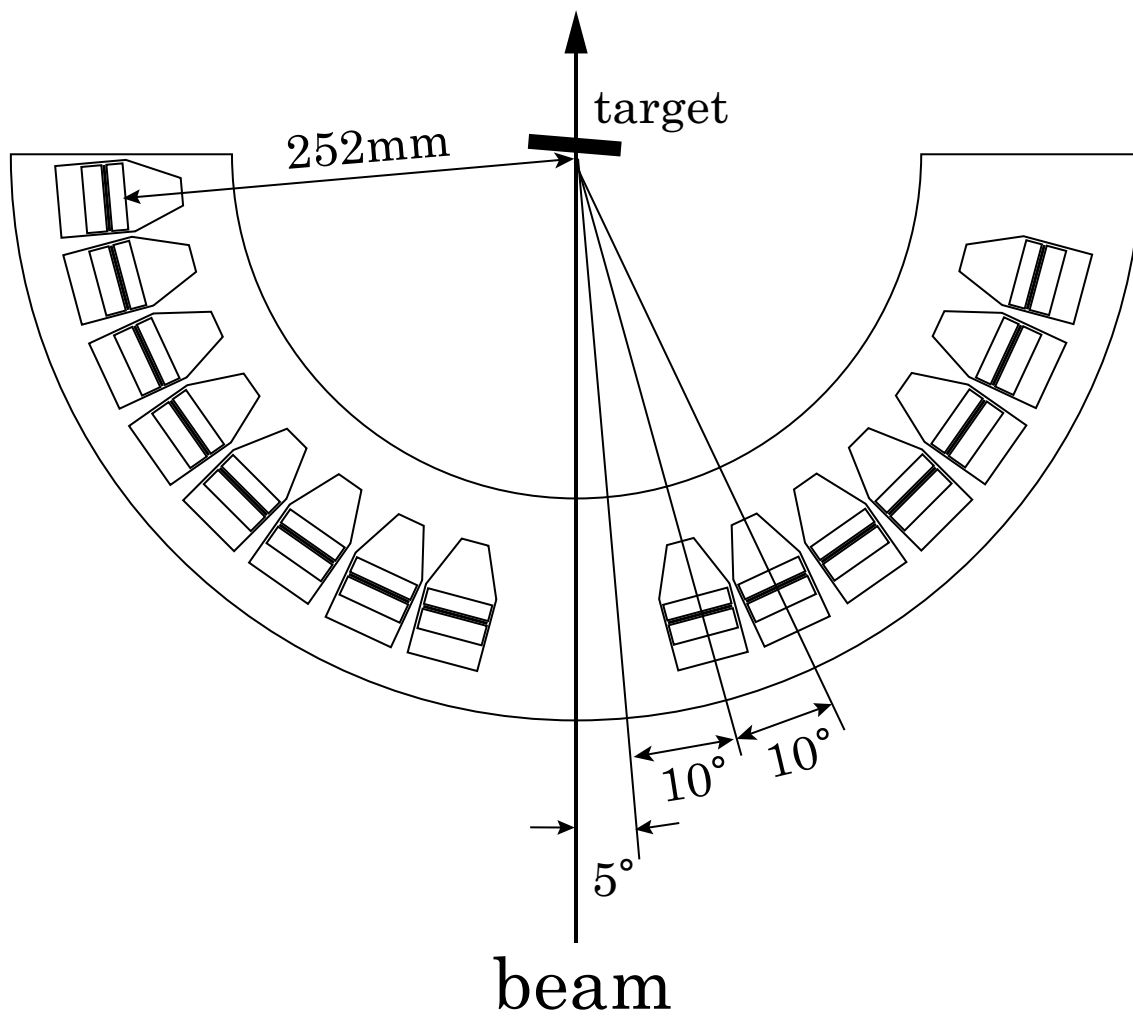


図 2.10: 実際の SSD-array の配置と SSD telescope

2.9 データ収集

2.9.1 読み出し回路

GR と LAS の読み出し回路を図 2.11 に示す。シンチレータからのシグナルはまず 2 つに分けられ、一方は FERA(Fast Encoding and Readout ADC(Analog-to-Digital Converter)) で処理されエネルギー情報となり、もう一方は CFD(Constant Fraction Discriminator) で選別される。CFD の出力の一つは TFC(Time-to-FERA Converter) と FERA からなる TDC(Time-to-Digital Converter) システムに送られて時間情報となる。このような TDC システムを用いるのは FERA バスを用いた速いデータ処理を行うためである。CFD の別の出力は、同じシンチレータの他端からのシグナルと coincidence をとって一枚のシンチレータのシグナルとして用いる。coincidence シグナルは Mean Timer で作るので、粒子の入射位置によるタイミングのふらつきは最小に抑えられる。LAS ではさらに up、middle、down の OR をとって一面のシグナルとする。最後にこれらのシグナルから作られる PS1 と PS2 の coincidence シグナルを GR、LAS それぞれのトリガーシグナルとする。

VDC のセンスワイヤからのシグナルは pre-amplifier/discriminator カードを通して LeCroy3377 TDC (common stop) のスタートシグナルとなる。

トリガー系は FPGA(Field Programmable Gate Array) によって組まれる。FPGA はユーザーがデジタル論理回路をプログラムすることのできる IC で、内部は簡単なゲート回路の集まりである CLB(Configurable Logic Block) とプログラム可能な配線リソースから成り、単位論理回路の CLB を自由に接続することで全体として任意の論理回路を組むことができる。配線情報はコンピュータで作図したものをコンパイルし、IC 内の RAM に書き込んで使う。書き込みは何度も行うことができる。図 2.12 がトリガー系の模式図である。トリガーモードとして GR、LAS それぞれのシングルモードと $GR \otimes LAS$ の coincidence モードを選ぶことができる。シングルモードの場合イベントレートが高いのでサンプリングを可能にしてある。今回の実験では主に coincidence モードで測定を行い、 $GR \otimes LAS$ をメイントリガーとした。

GR、LAS それぞれの ADC ゲートシグナル、シンチレータの TFC へのスタート及び VDC の TDC へのストップシグナルには GR、LAS それぞれのトリガーシグナルを用い、data acquisition system (DAQ) はメイントリガーでスタートさせる。

一方、SSD の読み出し回路は図 2.13 のようになっている。SSD からのシグナルは散乱槽フランジの上に絶縁して置かれた前置増幅器で増幅された後 2 つに分かれ、一方は S-Amp(Shaping Amplifier) で整形されて ADC で処理され、他方は TFA(Timing Filter Amplifier) を通して CFD へ送られる。CFD からの出力の一つは TFC+FERA TDC システムで処理され、もう一つはトリガーとして用いる。このトリガーにより全ての SSD の OR をとって SSD OR トリガーとし、さらに SSD OR と $GR \otimes LAS$ の coincidence シグナルを SSD の ADC ゲートとする。TFC のスタートシグナルには GR トリガーを用いる。

2.9.2 DAQ

DAQ としては高速処理が可能な UchiDAQ system を用いた。図 2.14 はその概念図である。各モジュールの制御は CAMAC function によって行われるが、データ収集は CAMAC バスを介さず行われ、VME のバッファメモリに配送される。バッファは 2 つ備えられており、一方のバッファでデータの転送が行われている間は他方のバッファでデータを収集する。また VDC、

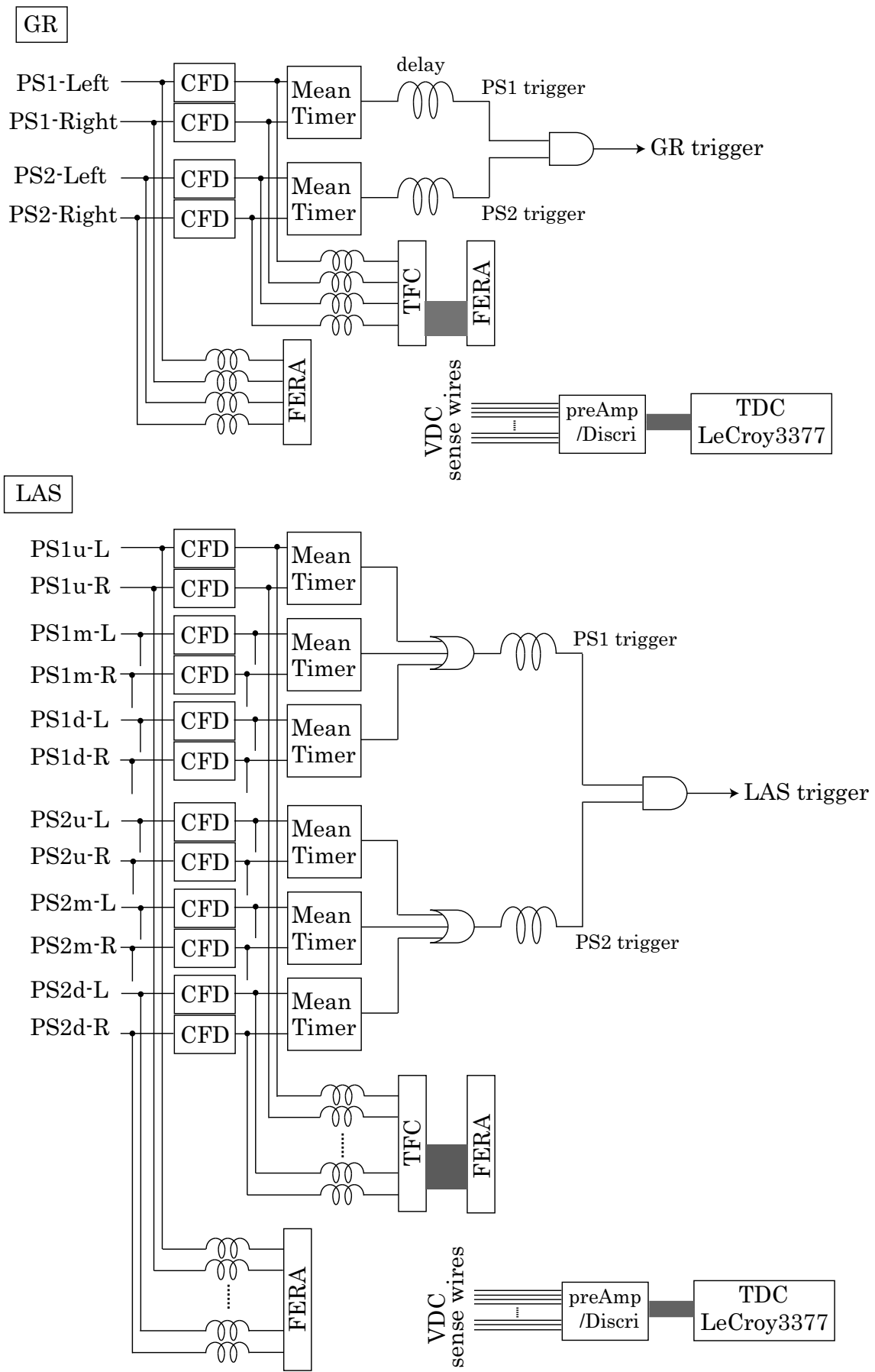


図 2.11: GR-LAS 読み出し回路

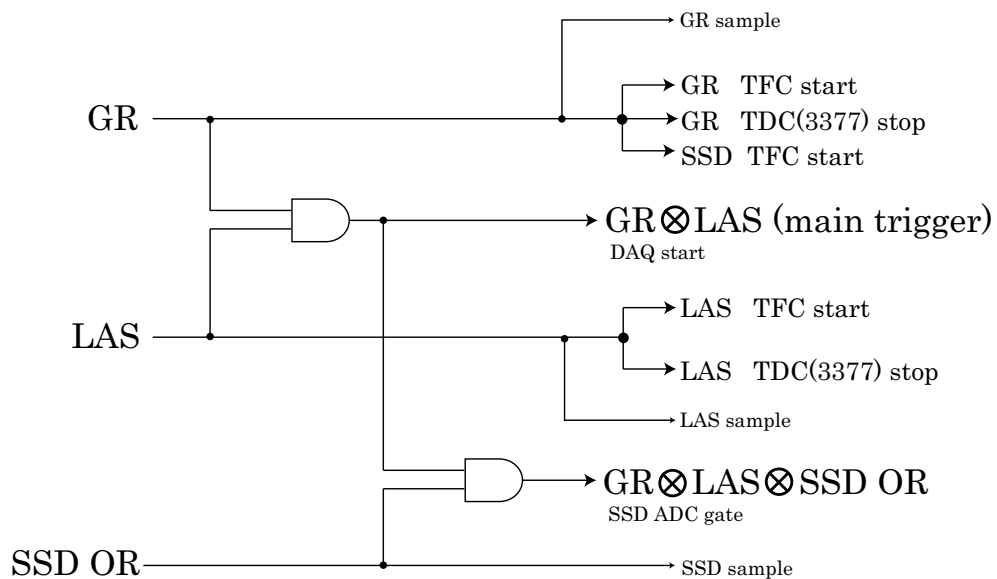


図 2.12: トリガー系

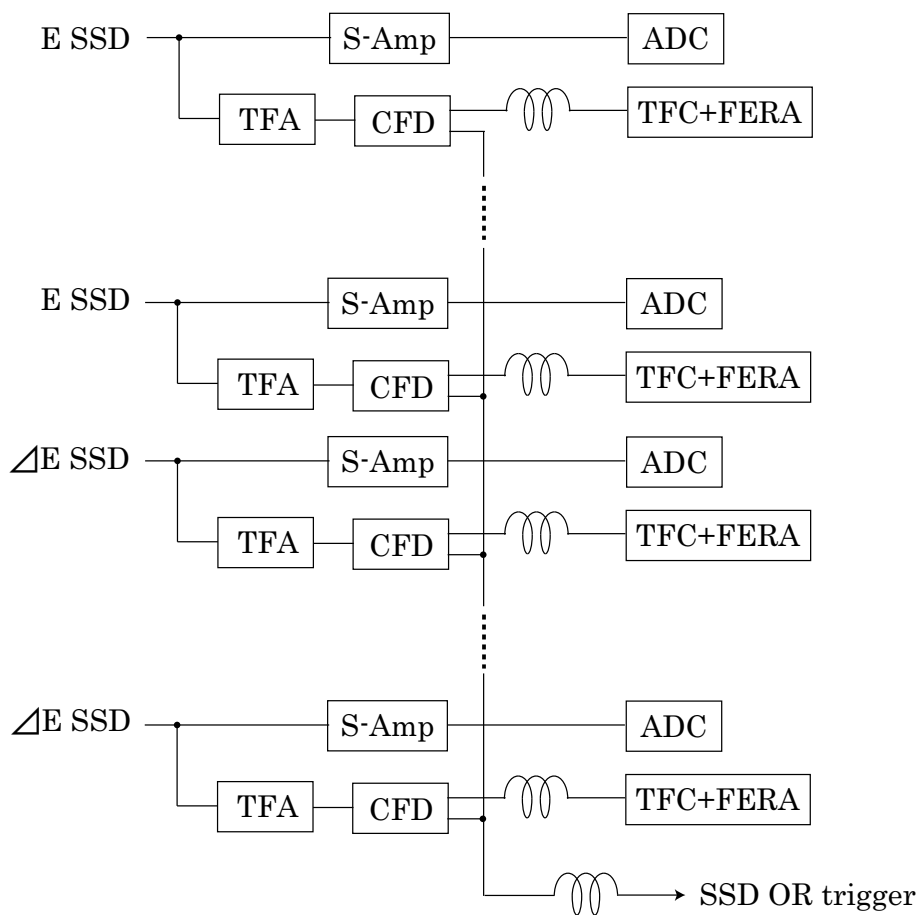


図 2.13: SSD 読み出し回路

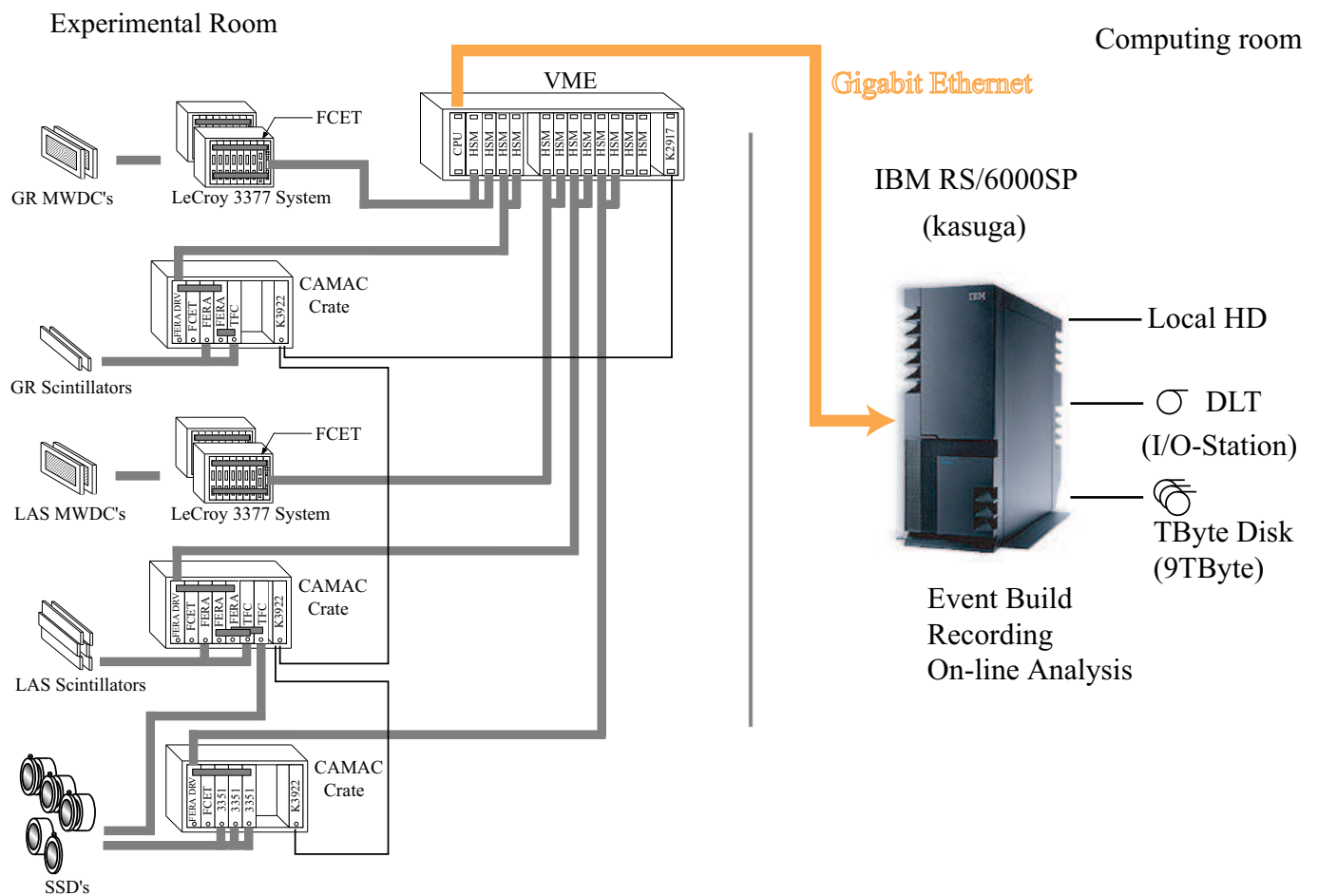


図 2.14: データ収集の概念図

SSD、シンチレータ用の VME バッファを並列に設置し、高速化を計っている。実験室から計数制御室までのデータ転送は Gigabit Ethernet を通して行う。

VDC、SSD、シンチレータからのデータは混在した形で計数制御室に送られるので、後でイベントごとに再構築する必要がある。FCET(Flow Controlling Event Tagger) はそのための情報をデータに付加するモジュールであり、イベントヘッダ、イベントナンバー等の情報を加えて VME バッファに転送する。

第3章 データ解析

3.1 (p,2p) 反応のエネルギースペクトル

3.1.1 散乱粒子識別

スペクトロメータに入射した散乱粒子はトリガーシンチレータ中でのエネルギー損失によって識別される。スペクトロメータを通過した荷電粒子は、運動量 p と電荷 z の比 p/z が等しければ異なる粒子でも焦点面上同じ位置で検出されてしまう。一方、Bethe-Bloch の式によると荷電粒子の物質中でのエネルギー損失はおおまかに mz^2/E に比例する。ここで m 、 E はそれぞれ粒子の質量、入射エネルギーである。このことを用いると、 p/z が等しくても質量の異なる粒子は分けることができる (エネルギー損失は $m^2(z/p)^2$ に比例することになり、例えば運動量の等しい陽子、重陽子、三重陽子の場合エネルギー損失はおおよそ 1:4:9 になる)。

シンチレーション光は粒子の入射位置からの距離に対し指数関数的な減衰を受け、

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \quad (3.1)$$

の光量で光電増倍管に達する。 I_0 は入射位置での発光量、 l は減衰長である。入射位置から両端までの距離を x_1 、 x_2 、シンチレータの長さを L とすれば $x_1 + x_2 = L$ (一定) だから両端からの出力波高の相乗平均は

$$\sqrt{I_1 \cdot I_2} = I_0 \exp\left(-\frac{x_1 + x_2}{2l}\right) = I_0 \exp\left(-\frac{L}{2l}\right) \quad (3.2)$$

に比例し、入射位置によらない。

図 3.1 に GR PS1 両端の相乗平均のヒストグラムを示す。厳密には、光電増倍管出力の gain や offset がそれぞれ異なることや、入射位置によってエネルギーが異なることを考慮して補正しなければならないが、図 3.1 のとおり、陽子と重陽子は既に十分わかれている (縦軸は log scale であることに注意)。このヒストグラムの 100~400channel を陽子として選んだ。

LAS の PS1 に対しても同様のゲートをかけて解析を行った。

3.1.2 バックグラウンドの見積もり

ビームはサイクロトロンで加速されるため、バンチ構造をもっている (60ns 周期)。そのため、別々のバンチで起きた反応の散乱粒子が GR と LAS で捕えられ、偶然に coincidence シグナルを出すことがある。GR と LAS の coincidence の中にはこのような accidental coincidence がバックグラウンドとして含まれている。

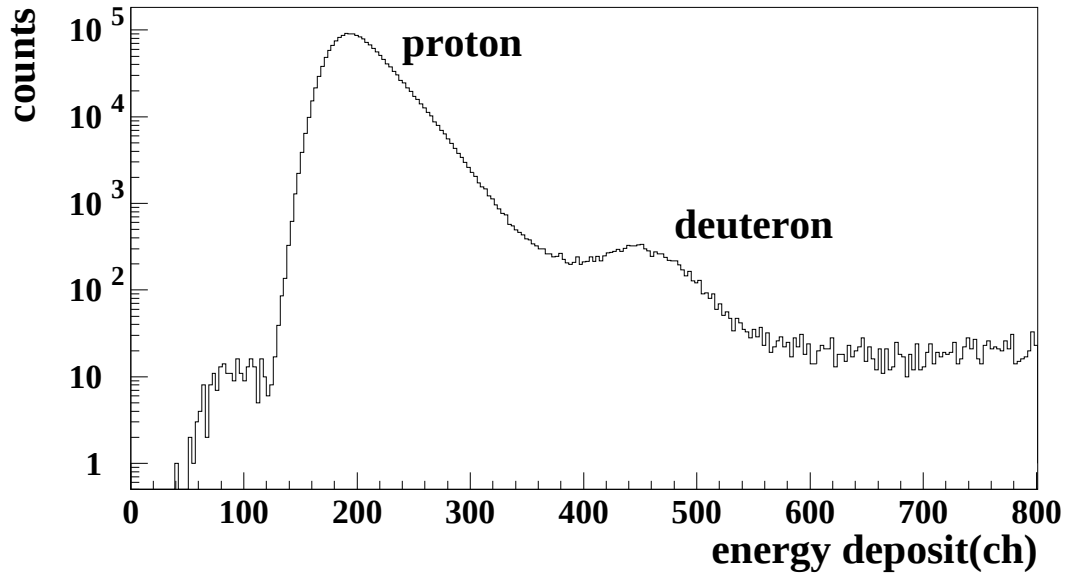


図 3.1: シンチレータのパルス波高の相乗平均。左のピークが陽子で、右のピークが重陽子に対応する。

図 3.2 は GR と LAS のトリガーシグナルの時間差のヒストグラムである。真ん中の高いピークが true と accidental の両 coincidence を含んでおり、その他のピークは accidental coincidence である。ピークの時間間隔はバンチ構造を反映しており、60ns である。

バックグラウンドはこのヒストグラムの accidental ピークを 1 つ含む範囲 (図の斜線部) にゲートをかけて解析することで見積れる。また真ん中のピークを含む範囲 (網をかけた部分) にゲートをかけて解析し、バックグラウンドは一樣と考えて差し引くことで true coincidence の収量を得た。

バックグラウンドがとれるように、coincidence にかかわるトリガーシグナルの時間幅は十分広くしておいた。

3.1.3 アノード面での位置

散乱陽子の VDC アノード平面内の位置は図 2.7 の d_{i-1} 、 d_i 、 d_{i+1} から求める。バックグラウンドとなる X 線や γ 線がヒットするワイヤは 1 本なので、各アノード面に 2 本以上のヒットを要求することでこれを除去できる。GR の低運動量側の端を除いてはたいていの場合散乱陽子は 3 本以上ヒットする。 $|d_i|$ が最小のドリフト距離とするとアノード面内の位置 p は

$$p = p_i + l_{WS} \frac{d_{i-1} + d_{i+1}}{d_{i-1} - d_{i+1}}, (d_{i-1} > 0, d_{i+1} < 0) \quad (3.3)$$

となる。 p_i は i 番目のワイヤの位置、 l_{WS} はセンスワイヤの間隔である。 $i-1$ 番目と $i+1$ 番目のワイヤではドリフト方向が逆なので、 d_{i-1} を正、 d_{i+1} を負にとってある。

実際に測定するのはイオン化電子のドリフト時間である。ドリフト速度はほぼ一定と考えて

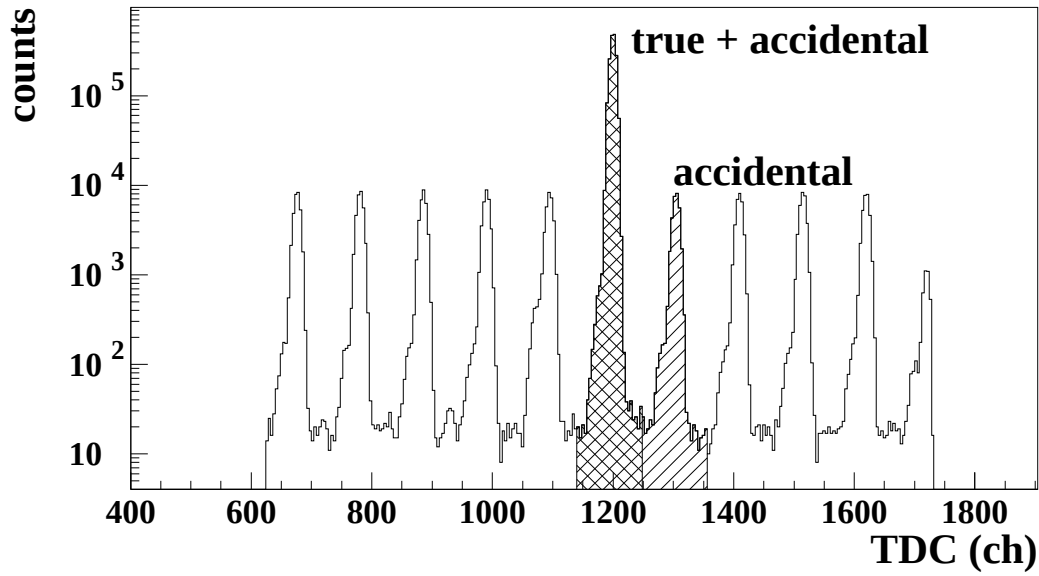


図 3.2: GR と LAS のトリガーシグナルの時間差

よいが、センスワイヤ近傍では電場が大きく変化するのでドリフト時間とドリフト距離は比例しない。そこでこれらを次のように較正する (x-t calibration)。

測定する励起状態は連続状態を含むので、ドリフト時間はワイヤの位置 (ドリフト距離=0mm、時間原点) からカソード平面 (ドリフト距離=10mm) までの間に平らに分布する。この分布から時間原点 T_0 を決める (図 3.3(a))。次に、residual

$$Res = \frac{d_{i-1} + d_{i+1}}{2} - d_i \quad (3.4)$$

が 0 を中心に最も狭い幅で分布する x-t curve を求める (図 3.3(a))。

図から分かるように、ドリフト距離 2mm 以内の範囲を除いてドリフト速度はほとんど一定で約 $48\mu\text{m}$ である。

この x-t curve を用いて TDC の情報をドリフト距離に変換するが、ワイヤ近傍では非一様電場に対する補正が十分でないため、ヒットのあったワイヤすべてを用いた最小二乗法によるトラックの直線フィットは行わず、粒子の通過位置は式 (3.3) から求める。2つのヒットしかない場合は

$$p = p_i + l_{ws} \frac{d_i}{d_i - d_{i+1}} \quad (3.5)$$

で求める。

各ワイヤの検出効率

$$\epsilon_i = \frac{N_{i-1 \otimes i \otimes i+1}}{N_{i-1 \otimes i+1}} \quad (3.6)$$

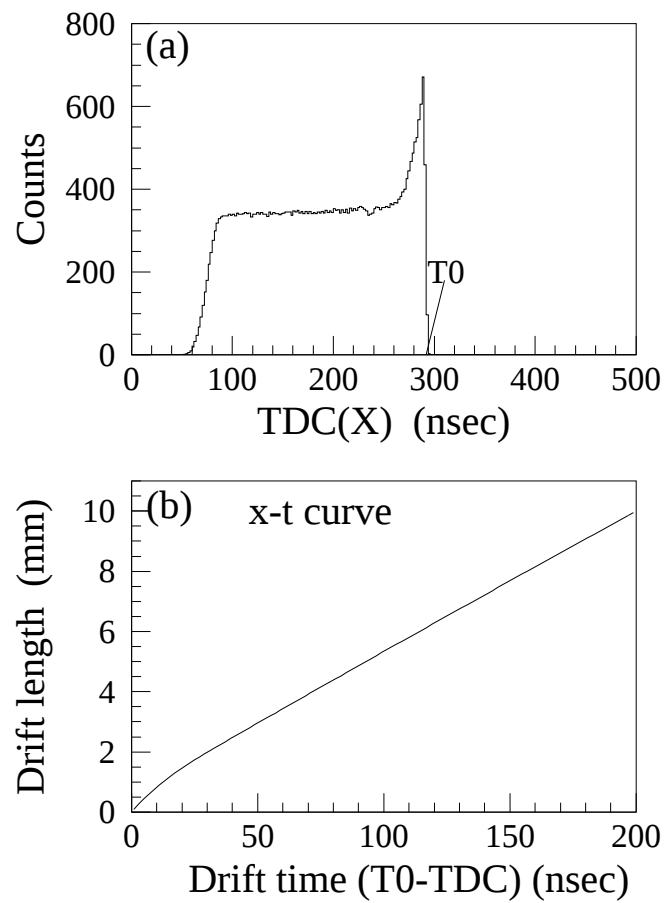


図 3.3: (a)GR VDC1 の X 平面の TDC スペクトル。TDC モジュールは common stop モードである。(b) ドリフト時間とドリフト距離の相関 (x-t curve)。

によって見積られるが、各面ともすべてのワイヤでほぼ 100%である ($N_{i-1 \otimes i \otimes i+1}$ は $i-1$ 、 i 、 $i+1$ 番目のすべてのワイヤをヒットしたイベント数、 $N_{i-1 \otimes i+1}$ は $i-1$ 、 $i+1$ 番目のワイヤは必ずヒットしているイベント数)。

3.1.4 トラックの再構成

前節のようにして求めた4つのアノード面上の通過位置から、散乱陽子のトラックは一意に決まる。

今、2つの座標系を考える。一方はスペクトロメータの中心を通るトラックに沿って z 軸をとり、他方はアノード平面に垂直に z' 軸をとる (図 3.4 参照)。また、 z' 軸に対して x' 軸、 y' 軸をそれぞれ X 平面のワイヤ方向に垂直、平行にとり、 U 平面のワイヤ方向に垂直に u' 軸をとる。 z 軸に対しても同様である (図 3.5 参照)。 x - z 、 x' - z' 平面はスペクトロメータの中心面である。また $X1$ 平面の中心を両座標系の原点とする。散乱陽子の $X1$ 平面の通過位置 (x'_0, y'_0, u'_0)、角度 θ'_x 、 θ'_y (ただし $\tan \theta'_x = dx'/dz'$ 、 $\tan \theta'_y = dy'/dz'$) は、式 (3.3) から得られる p_{x1} 、 p_{u1} 、 p_{x2} 、 p_{u2} を用いて

$$\tan \theta'_x = \frac{p_{x2} - p_{x1}}{l_{DC}} \quad (3.7)$$

$$\tan \theta'_u = \frac{p_{u2} - p_{u1}}{l_{DC}} \quad (3.8)$$

$$\tan \theta'_y = \frac{\tan \theta'_x}{\tan \psi} - \frac{\tan \theta'_u}{\sin \psi} \quad (3.9)$$

$$x'_0 = p_{x1} \quad (3.10)$$

$$u'_0 = p_{u1} - z'_{u1} \tan \theta'_u \quad (3.11)$$

$$y'_0 = \frac{x'_0}{\tan \psi} - \frac{u'_0}{\sin \psi} \quad (3.12)$$

と表される。 l_{DC} は2つの VDC 間の距離、 ψ は U 平面ワイヤの傾斜角である (表 2.5、2.6 参照)。このトラックの焦点面の通過位置から散乱陽子のエネルギーを決める。

$x'y'z'$ 座標から xyz 座標へは、

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_{VDC} & -\sin \Theta_{VDC} \\ \sin \Theta_{VDC} & \cos \Theta_{VDC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'_0 \\ y'_0 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

$$\theta_x = \theta'_x - \Theta_{VDC} \quad (3.14)$$

$$\theta_y = (\cos \Theta + \tan \theta_x \sin \Theta) \tan \theta'_y \quad (3.15)$$

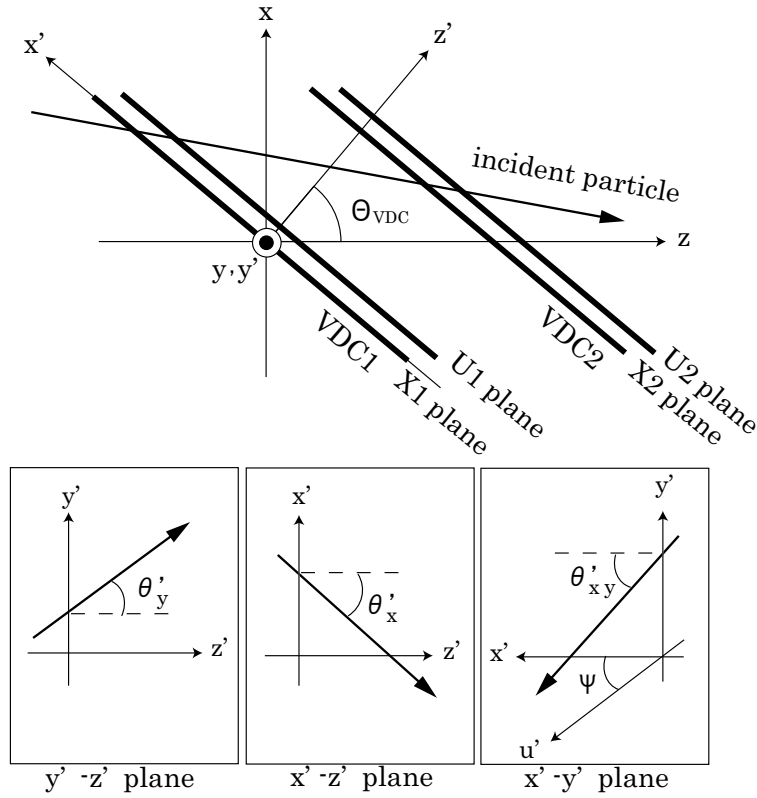


図 3.4: VDC の座標系

によって変換できる。

このようにして求めたトラックを、LAS 側では ion-optical matrix によってトレースバックして散乱角の詳細な値を得る。GR 側は高分解能、低収差であるため、非弾性散乱などの実際のスペクトルをみて収差を補正する。

各アノード平面の検出効率 次のように見積られる。

$$\epsilon_{X1} = \frac{N_{x1 \otimes u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}}{N_{u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}} \quad (3.16)$$

$$\epsilon_{U1} = \frac{N_{x1 \otimes u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}}{N_{x1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}} \quad (3.17)$$

$$\epsilon_{X2} = \frac{N_{x1 \otimes u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}}{N_{x1 \otimes u1 \otimes u2 \otimes}} \quad (3.18)$$

$$\epsilon_{U2} = \frac{N_{x1 \otimes u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}}{N_{x1 \otimes u1 \otimes x2 \otimes}} \quad (3.19)$$

ここで $N_{x1 \otimes u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}$ は X1、U1、X2、U2 すべての平面で位置を決めることができたイベントの数、 $N_{u1 \otimes x2 \otimes u2 \otimes}$ は少なくとも X1 以外の U1、X2、U2 の平面では位置を決めることができたイベントの数であり、その他も同様である。すなわち 1 つの平面の効率は、他の 3 平面すべて

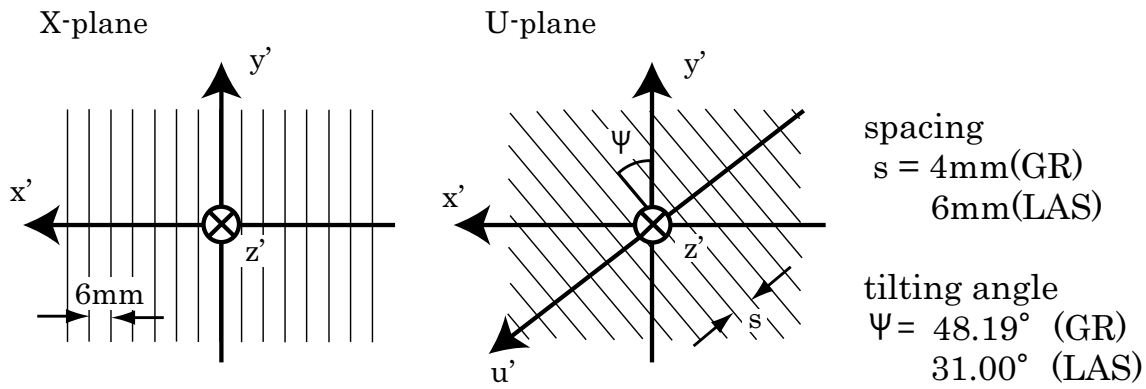


図 3.5: X、U 平面のワイヤの方向

に正しいクラスターがあれば true event とし、その平面がこのうちのどれだけを検出しているかで評価している。

2つの VDC 全体としての検出効率はこちらの積 ($\epsilon_{X1} \times \epsilon_{U1} \times \epsilon_{X2} \times \epsilon_{U2}$) となる。実験を通して、VDC の検出効率は GR 側でおよそ 99%、LAS 側でおよそ 94%であった。また、トリガーシンチレータの検出効率は 100%と考えてよいので VDC の検出効率が焦点面検出器全体の検出効率となる。

3.1.5 ${}^7\text{Li}(p,2p)$ エネルギースペクトル

図 3.6(a) に GR、LAS それぞれで捕えた陽子のエネルギーの 2 次元プロットを示す。各励起準位に対するローカスが現れている。一方 (b) は実際に GR、LAS で測定した粒子の運動量から式 (2.1)～(2.3) を用いて計算した E_x のスペクトルである。これは (a) 中のローカスに垂直な軸への射影と考えてよい。ローカスに対応して励起準位の鋭いピークと幅の広いバンプが見える。

ただしこのスペクトルには、2.5 節でも述べたように、 $\text{O}(p,2p)$ と $\text{C}(p,2p)$ のスペクトルが混じっている。 $E_x = 5 \sim 10 \text{ MeV}$ のあたりに見えているいくつかの鋭いピークはこの一部である。この contamination を見積るために、C、 SiO_2 、Si ターゲットを用いた測定データを解析した。その結果得られたスペクトルが図 3.7(c)～(e) である。 $\text{O}(p,2p)$ は (e) のピークの高さを適当に合わせて (d) から引くことで得られ、これが (b) である。これと同じように (b) と (c) のピークの高さを適当に合わせて (a) から除いて純粋な ${}^7\text{Li}(p,2p)$ のスペクトルを得る (図 3.8)。ヒストグラムの bin の幅は 0.1 MeV である。

図 3.8 において、およそ 15 MeV の励起エネルギーを中心とする幅の広いバンプが s-hole 状態に対応する。このバンプはなだらかなバックグラウンドにのっていると思われるので、 $E_x = 3 \sim 10 \text{ MeV}$ の領域にうまくフィットする適当な関数でバックグラウンドを表し、これを差し引いた部分を s-hole 状態の生成量とした。

ただし、焦点面検出器の両端はやや acceptance が減少するため、図 3.6(a) の $E_p(\text{GR})$ の中心付近 ($274.25 \sim 286.75 \text{ MeV}$) の範囲にゲートをかけた。またスペクトロメータにはスリットを入れていないので、LAS で検出した陽子の散乱角の幅については $\pm 2.0^\circ$ に限って立体角を決め、解析した。図 3.8 はすでにこれらのゲートをかけてある。図 3.6 では測定したデータをすべて用いている。

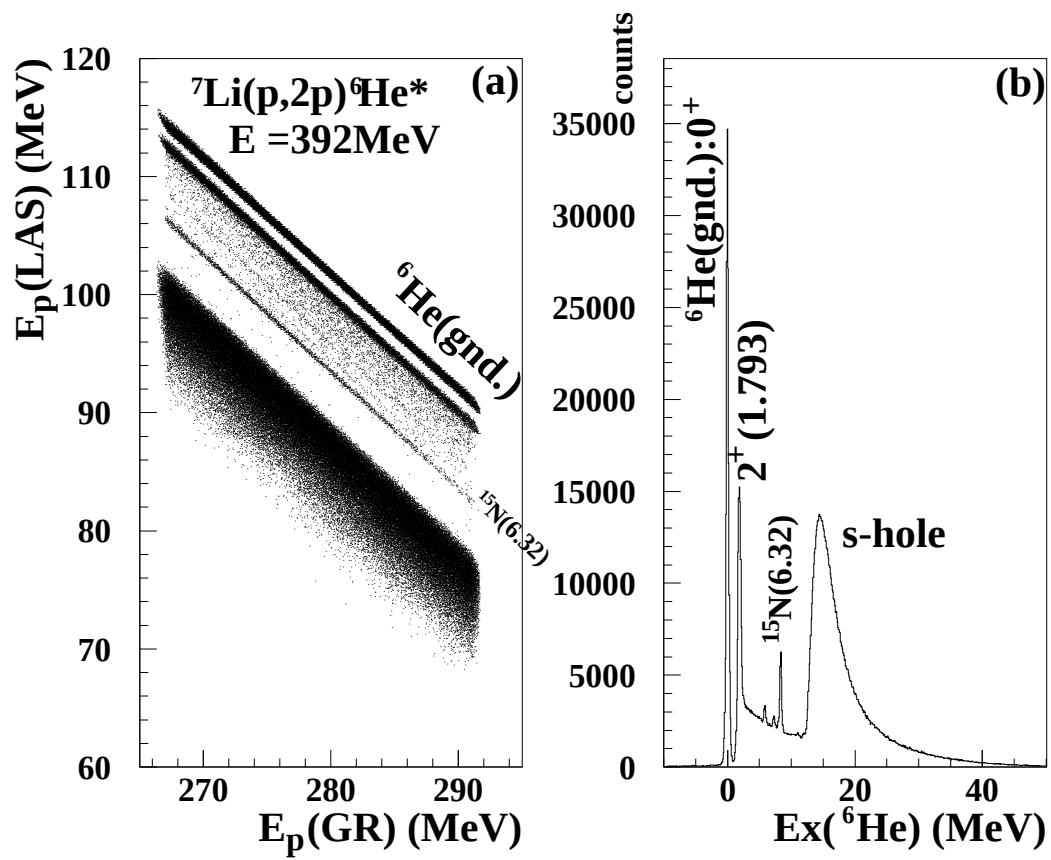


図 3.6: (a)GR、LAS それぞれで捕えた陽子のエネルギーの2次元プロットと (b) ${}^6\text{He}$ の励起スペクトル。(a) 中の濃いローカスが (b) 中のピークに対応する。

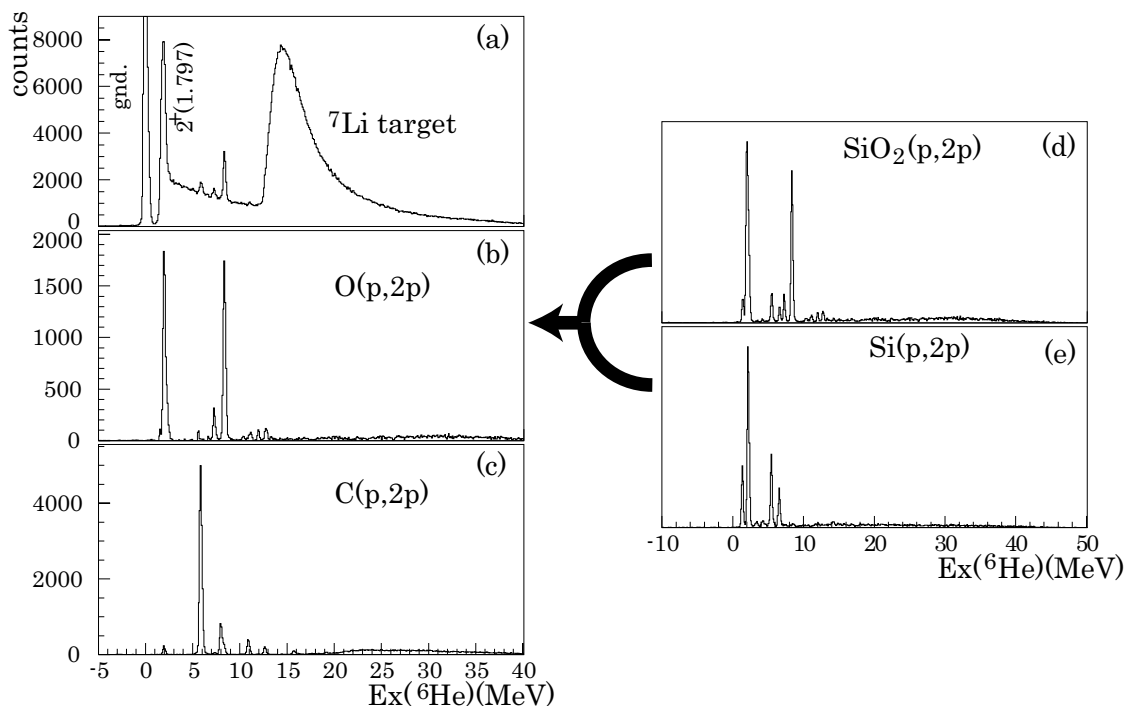


図 3.7: (a) ${}^7\text{Li}$ ターゲット、(b) $\text{O}(p,2p)$ 、(c) $\text{C}(p,2p)$ 、(d) $\text{SiO}_2(p,2p)$ 、(e) $\text{Si}(p,2p)$ のスペクトル。(b) は (e) を適当に normalize して (d) から引くことで得られる。(b) 中もっともエネルギーの低いピークは (a) の 2^+ のピークと重なっているため、エネルギー準位の精密な測定には $\text{O}(p,2p)$ との分離は重要である。

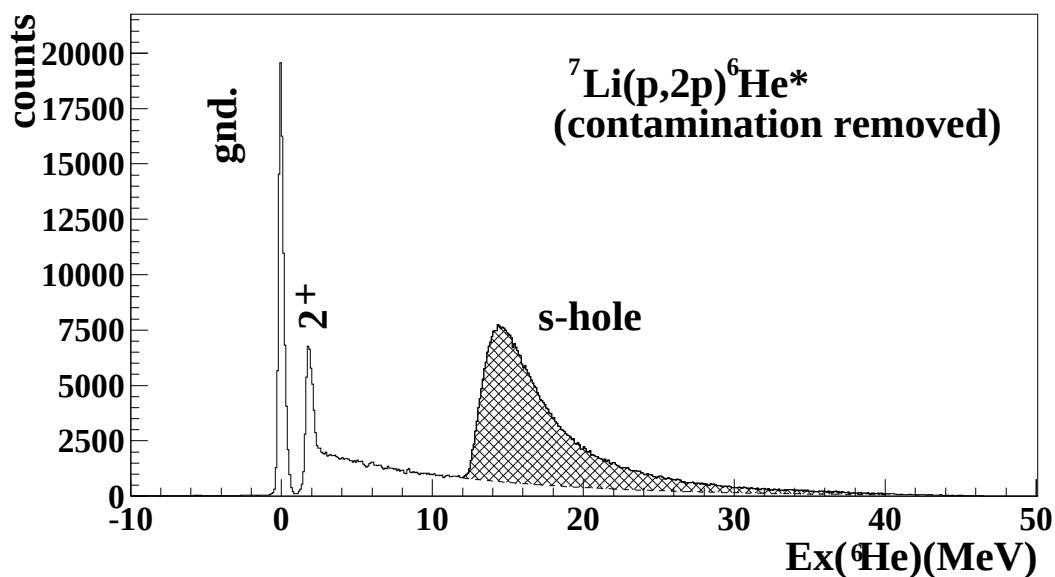


図 3.8: 純粋な ${}^7\text{Li}(p,2p)$ のエネルギースペクトル。網掛け部分を s-hole の生成量として諸量を計算する。縦軸は励起エネルギー 0.1MeV あたりの計数である。

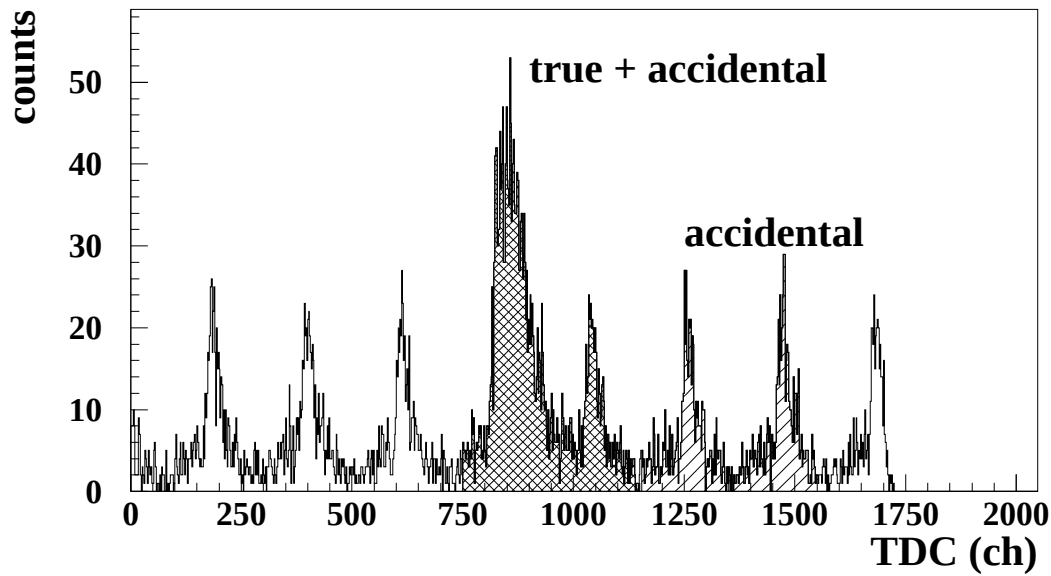


図 3.9: SSD の TDC スペクトル

なお、スペクトル中 ${}^6\text{He}$ の基底状態の幅は FWHM で 0.412MeV であった。

3.2 崩壊粒子

3.2.1 崩壊粒子のエネルギーと ${}^6\text{He}$ の励起エネルギー

崩壊荷電粒子のデータ整理は、SSD-array の左翼 ($\Delta E: 500\mu\text{m}$ 厚、 $E: 300\mu\text{m}$ 厚) を用いて行った。またほとんどの粒子は SSD telescope の ΔE カウンタですべての運動エネルギーを失って止まり、 E カウンタには入ってこなかったため、 ΔE カウンタのみ解析した。

SSD についても 3.1.2 節と同様にバックグラウンドを見積る。図 3.9 は SSD の TDC スペクトルである。真ん中の高いピークが true+accidental のピークで、その他が accidental のみのピークであるが、真ん中のピークの裾は隣のピークに重なっており、遅い粒子は accidental と区別できない。そこで、図のように 2 つのピークを含むようなゲートをかけて解析し、accidental を差し引くことで true イベントだけを抽出する。

バックグラウンドとしては、GR、LAS、SSD の三重の accidental coincidence も起こりうるが、GR と LAS の accidental は 1% 程度で、SSD の計数の誤差よりも小さいのでこれは無視した。

崩壊粒子のエネルギーと ${}^6\text{He}$ の励起エネルギーの相関を示す (図 3.10)。参考のため上部に ${}^6\text{He}^*$ のスペクトルを添えた。崩壊の閾値は $\alpha + 2n$ が 0.973MeV 、 ${}^5\text{He} + n$ が 1.77MeV 、 $t + t$ が 12.3MeV である。図中、s-hole 状態の領域に、ローカスが 1 本だけ見える。これは $t + t$ の閾値から伸びているためこのローカスは triton からなると考えられる。このローカスは、式 (2.8) に従う。

また、この部分以外にはプロットはほとんどない。他のモードによる s-hole 状態からの崩壊粒子が観測されたならば同様の式 (2.8) の直線で表されるローカス (2 体崩壊)、あるいはこの直

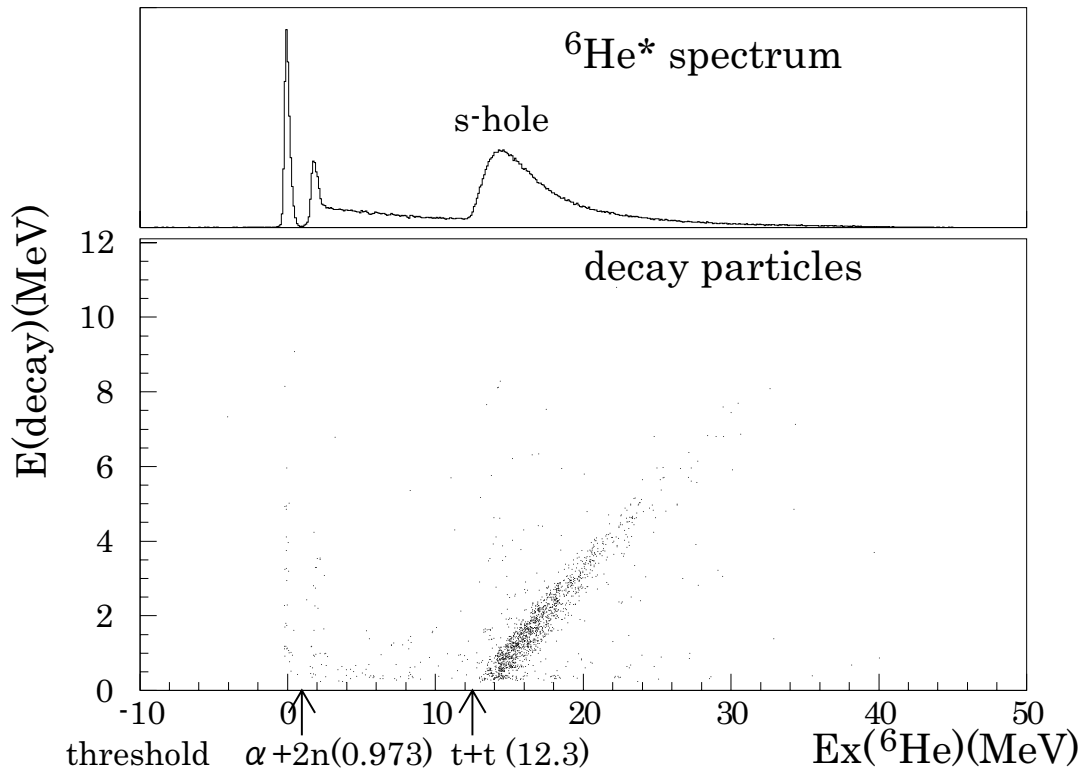


図 3.10: ${}^6\text{He}$ の励起エネルギーと崩壊荷電粒子のエネルギーの 2 次元プロット。横軸の下に崩壊モードの閾値を示す。

線の下に広がる分布 (3 体以上) がこの領域に見られるはずである。従って SSD で捕えることのできた粒子はすべて triton であると考え、これをもって粒子の同定とした。

しかしながら、このことは起こりうる崩壊モードが $t+t$ のみであることを直ちに意味するものではない。中性子は観測できない。また、式 (2.8) によれば、 ${}^5\text{He}$ の運動エネルギーは全体のおよそ $1/6$ (${}^5\text{He}+n$)、さらにこれが $\alpha+n$ に崩壊すれば α は粗く見積って最大でも $1/6 \times 4/5 = 2/15$ 程度となり、ターゲットの中で大きくエネルギーを失って観測されない可能性がある。 $t+t$ 崩壊の分岐比がどれほどになるのか知るために、捕えた triton の総数を求めなければならない。

3.2.2 崩壊 triton の総検出数

図 3.11 はローカスに垂直な軸に対する 2 次元プロット (図 3.10) の射影である。ピークはローカス自身の射影であるが、このピークの領域を ローカスを成す triton のゲートとする。

図 3.8 に対してこのゲートをかけ、ローカスの triton を捕えたイベントだけを選び出したヒストグラムを図 3.12 に示す。これは $t+t$ ローカスの横軸 (E_x) への射影である。図中のバンプを積分して、検出した triton の総数とした。

3.2.3 $t+t$ 崩壊の分岐比

前節で述べた s -hole 状態の生成量と検出した triton の総数から、 s -hole 状態からの崩壊のうち、 $t+t$ モードの分岐比を求める。

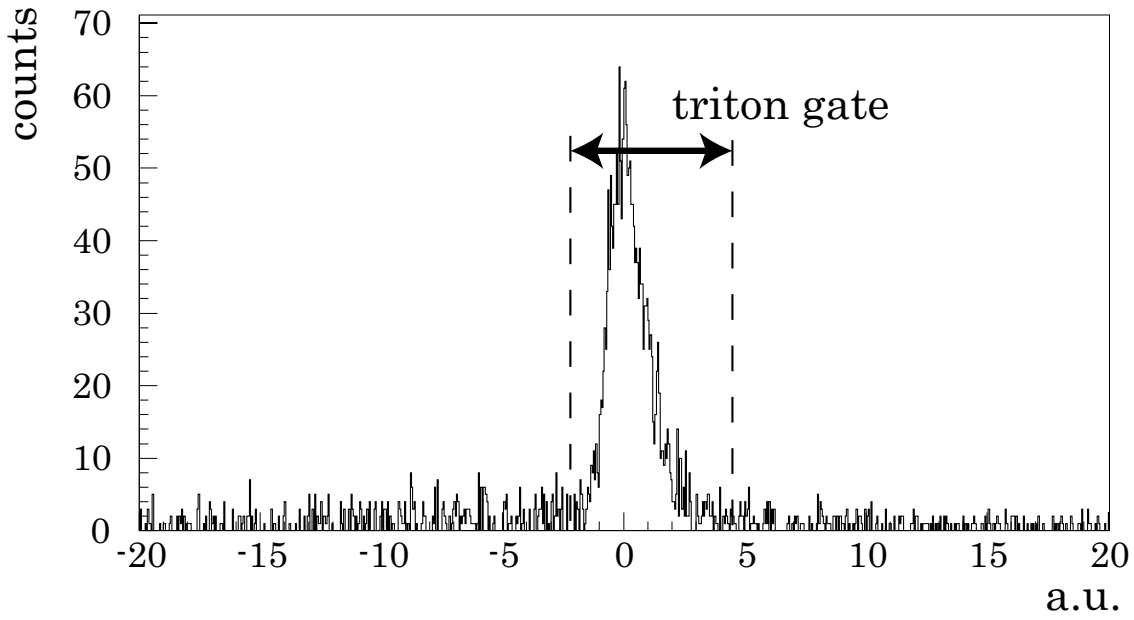


図 3.11: ローカスの射影。矢印の範囲にゲートをかける。

SSD angle	15°	25°	35°	45°	55°	65°	75°	85°	total
75° alive	159	164	194	152	194	133	170	170	1336
75° dead	113	107	143	118	127	105	-	105	818
Y_{t+t}	$2.98 \times 10^5 \pm 6.43 \times 10^3$								

表 3.1: 各 SSD で検出した triton の数と Y_{t+t} の値

実験中、 ${}^7\text{Li}$ ターゲットは一度交換した。分岐比を求める上ではターゲットの交換自体は影響を与えないが、ターゲット交換の後、SSD-array 左翼、外側から 2 番目の ΔE カウンタ (75°) が故障し、その後の測定には用いなかったので、triton の総数を求めるに当ってはターゲットの交換を境に前半と後半に分けて解析を行った。

SSD で測定できる立体角は限られているので、triton の総数は全立体角 4π 分に換算する必要があるが、崩壊の角度分布は図 3.13 のとおり一様と見られるので、立体角の比だけで換算することができる。また、t+t 崩壊 1 回につき 2 つの triton が生成されるのであるから、t+t 崩壊の総数は triton 数の半数である。したがって、t+t 崩壊の総数 Y_{t+t} は

$$Y_{t+t} = \left((\text{前半の triton}) \times \frac{4\pi}{8 \times \Delta\Omega} + (\text{後半の triton}) \times \frac{4\pi}{7 \times \Delta\Omega} \right) \times \frac{1}{2} \quad (3.20)$$

SSD telescope 1 つあたりの立体角 $\Delta\Omega = 5.97\text{msr}$ である。各 SSD での検出数と Y_{t+t} の値を表 3.1 にまとめる。

Y_{t+t} と 3.1.5 節の s-hole の総数の比をとれば直ちに分岐比を得る。その結果、 ${}^6\text{He}$ の s-hole 状態からの崩壊のうち、t+t モードの分岐比は

$$72.1 \pm 1.56\%$$

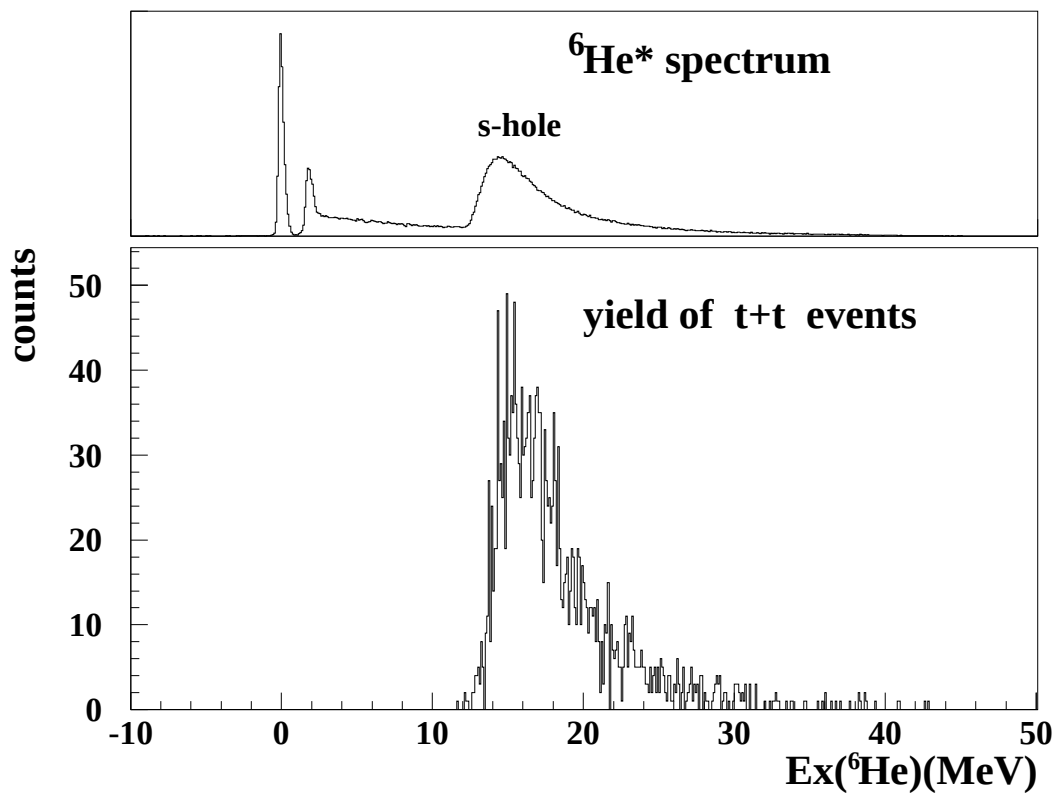


図 3.12: 崩壊 triton の 6He の励起エネルギーに対するヒストグラム。この図はすべての SSD について足し合わせたものである。

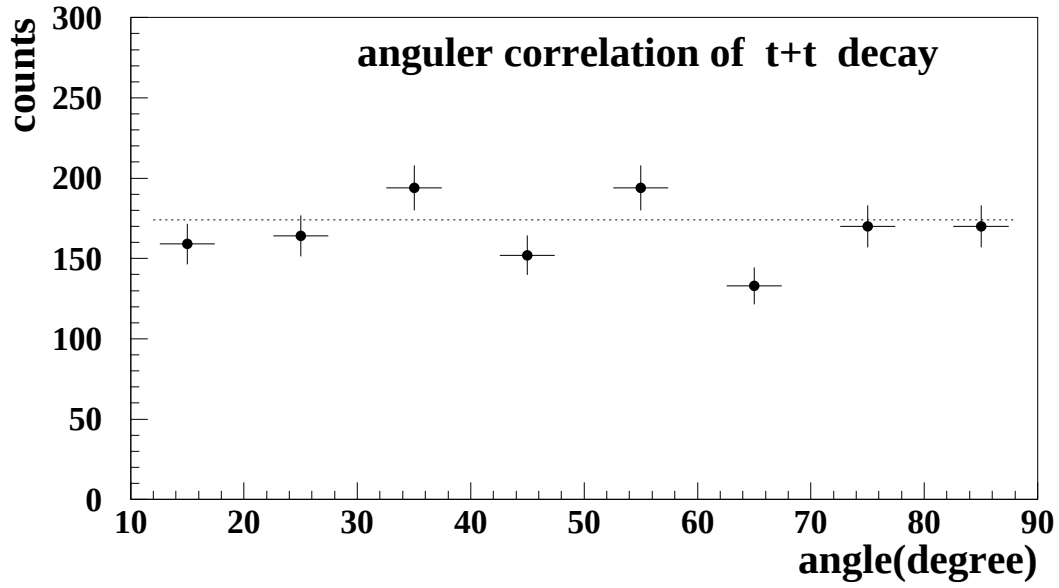


図 3.13: 崩壊の角分布。一様と考えられる。この図は 75° の SSD を用いていた時の測定データのみによるものである。

Y_{t+t}	Y_{s-hole}	分岐比
$2.98 \times 10^5 \pm 6.43 \times 10^3$	$4.13 \times 10^5 \pm 6.43 \times 10^2$	$72.1 \pm 1.56\%$

表 3.2: 分岐比

であった。 Y_{t+t} 、 Y_{s-hole} の値とともに、表 3.2 にまとめる。

3.3 偏極観測量

3.3.1 ビームの偏極度

偏極量の解析を行うために、まずビームの偏極度を求めた。

ビームの偏極度は BLP で測定される (2.4 節参照)。ビームの偏極の向きをそれぞれ $\uparrow$ 、 $\downarrow$ で表すと、偏極度 $P_\uparrow$ 、 $P_\downarrow$ 、偏極分解能 (analyzing power) A_y は以下の式で定義される。

$$L_\uparrow = \frac{d\sigma}{d\Omega_L} (1 + A_y P_\uparrow) B_\uparrow \Omega_L n \varepsilon_L \quad (3.21)$$

$$L_\downarrow = \frac{d\sigma}{d\Omega_L} (1 + A_y P_\downarrow) B_\downarrow \Omega_L n \varepsilon_L \quad (3.22)$$

$$R_\uparrow = \frac{d\sigma}{d\Omega_R} (1 - A_y P_\uparrow) B_\uparrow \Omega_R n \varepsilon_R \quad (3.23)$$

$$R_{\downarrow} = \frac{d\sigma}{d\Omega_R} (1 - A_{\text{y}} P_{\downarrow}) B_{\downarrow} \Omega_R n \varepsilon_R \quad (3.24)$$

ここで、 $L_{\uparrow(\downarrow)}$ 、 $R_{\uparrow(\downarrow)}$ は偏極が上向き (下向き) のときの左右のカウンタでの計数、 $\frac{d\sigma}{d\Omega_{L(R)}}$ は $L(R)$ カウンタで検出される (p,p) 弾性散乱の微分断面積、 $B_{\uparrow(\downarrow)}$ は入射陽子の総数、 Ω はカウンタの立体角、 n は $(\text{CH}_2)_n$ ターゲット中の単位面積あたりの水素原子の数、 ε はカウンタの検出効率である。また、 $P_{\uparrow}$ は正、 $P_{\downarrow}$ は負であるとする。

$(\text{CH}_2)_n$ ターゲットを用いた (p,p) 散乱の A_{yBLP} を既知として式 (3.21)~(3.24) を $P_{\uparrow}$ 、 $P_{\downarrow}$ について解くと

$$P_{\uparrow} = \frac{2B - (L + R)}{A_{\text{yBLP}}(L - R)} \quad (3.25)$$

$$P_{\downarrow} = \frac{2B^{-1} - (L^{-1} + R^{-1})}{A_{\text{yBLP}}(L^{-1} - R^{-1})} \quad (3.26)$$

となる。ただし、 $L = \frac{L_{\downarrow}}{L_{\uparrow}}$ 、 $R = \frac{R_{\downarrow}}{R_{\uparrow}}$ 、 $B = \frac{B_{\downarrow}}{B_{\uparrow}}$ である。 A_{yBLP} は過去の実験から 0.45 ± 0.02 と分かっている。

統計誤差は次式で表される。 A_{yBLP} の誤差は系統誤差として扱う。

$$\Delta P_{\uparrow} = \frac{2}{A_{\text{yBLP}}} \frac{LR}{(L - R)^2} \left[\left(\frac{B}{R} - 1 \right)^2 \left(\frac{1}{L_{\downarrow}} + \frac{1}{L_{\uparrow}} \right) + \left(\frac{B}{L} - 1 \right)^2 \left(\frac{1}{R_{\downarrow}} + \frac{1}{R_{\uparrow}} \right) \right]^{1/2} \quad (3.27)$$

$$\Delta P_{\downarrow} = \frac{2}{A_{\text{yBLP}}} \frac{L^{-1}R^{-1}}{(L^{-1} - R^{-1})^2} \left[\left(\frac{B^{-1}}{R^{-1}} - 1 \right)^2 \left(\frac{1}{L_{\downarrow}} + \frac{1}{L_{\uparrow}} \right) + \left(\frac{B^{-1}}{L^{-1}} - 1 \right)^2 \left(\frac{1}{R_{\downarrow}} + \frac{1}{R_{\uparrow}} \right) \right]^{1/2} \quad (3.28)$$

図 3.14 に示すように、偏極度は全測定を通じてほぼ一定であり、 $P_{\uparrow} \approx 0.68$ 、 $P_{\downarrow} \approx -0.64$ であった。

3.3.2 ${}^7\text{Li}(p,2p)$ 反応の微分断面積と偏極分解能

前節で求めたビームの偏極度を用いて ${}^7\text{Li}(p,2p)$ 反応の微分断面積と偏極分解能を求める。微分断面積 $\frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2}$ と偏極分解能 A_{y} には次式の関係がある。

$$Y_{\uparrow} = \frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} (1 + P_{\uparrow} A_{\text{y}}) B_{\uparrow} n \varepsilon_{\uparrow} l_{\uparrow} \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1 \Delta E_2 \quad (3.29)$$

$$Y_{\downarrow} = \frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} (1 + P_{\downarrow} A_{\text{y}}) B_{\downarrow} n \varepsilon_{\downarrow} l_{\downarrow} \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1 \Delta E_2 \quad (3.30)$$

前節同様 $\uparrow$ 、 $\downarrow$ は偏極の方向を表し、 B は入射陽子の総量、 n はターゲット粒子の単位面積あたりの数、 ε は焦点面検出器全体の検出効率 ($\varepsilon_{\text{GR}} \times \varepsilon_{\text{LAS}}$)、 l は DAQ の live time、 $\Delta\Omega$ はスペクトロメータの立体角、 ΔE はスペクトロメータで測定したエネルギーの幅である。添字 1、2 はそ

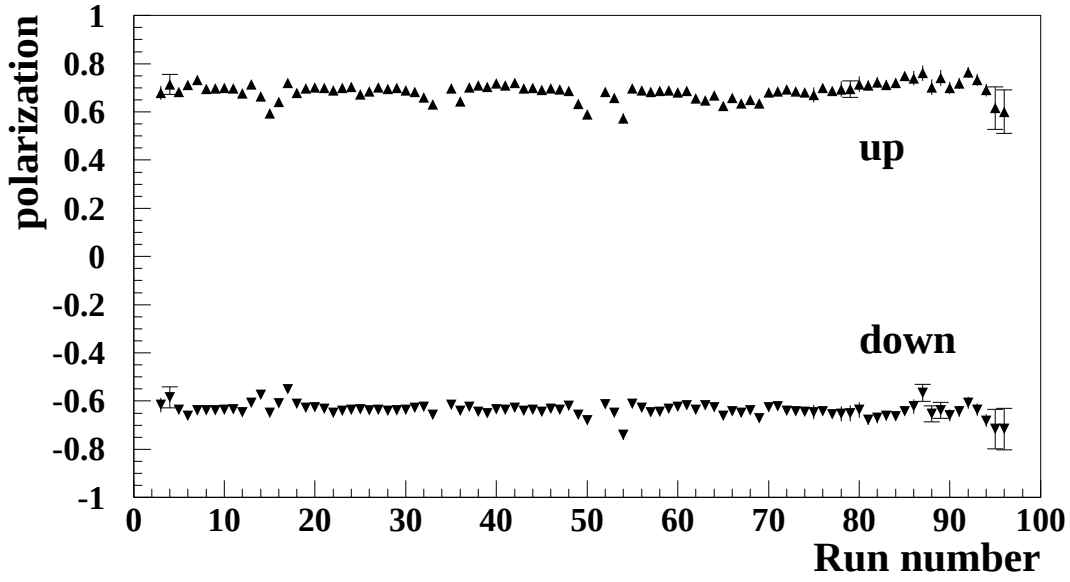


図 3.14: ビームの偏極度

れぞれ GR、LAS に対応する。Y は $\Delta E_1 \times \Delta E_2$ の領域内での収量である。 l はメイントリガーの数に対するデータ処理できたイベントの割合であり、 ε は 3.1.4 節で述べたとおりである。

(3.29)、(3.30) を解いて、

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} = \frac{1}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1 \Delta E_2} \frac{P_\uparrow Z_\downarrow - P_\downarrow Z_\uparrow}{n(P_\uparrow - P_\downarrow)} \quad (3.31)$$

$$A_y = \frac{Z_\uparrow - Z_\downarrow}{P_\uparrow Z_\downarrow - P_\downarrow Z_\uparrow} \quad (3.32)$$

ただし、

$$Z_\uparrow = \frac{Y_\uparrow}{B_\uparrow \varepsilon_\uparrow l_\uparrow}, \quad Z_\downarrow = \frac{Y_\downarrow}{B_\downarrow \varepsilon_\downarrow l_\downarrow} \quad (3.33)$$

である。

統計誤差はそれぞれ

$$\begin{aligned} \Delta \frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} &= \frac{d^4\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} \frac{1}{P_\uparrow - P_\downarrow} \frac{1}{Z P_\uparrow - P_\downarrow} \\ &\times \left[(1 - Z)^2 \{ (P_\downarrow \Delta P_\uparrow)^2 + (P_\uparrow \Delta P_\downarrow)^2 \} + (P_\uparrow - P_\downarrow)^2 \left(\frac{P_\uparrow^2}{Y_\uparrow} + Z^2 \frac{P_\downarrow^2}{Y_\downarrow} \right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (3.34)$$

$$\Delta A_y = \frac{1}{(Z P_\uparrow - P_\downarrow)^2} \left[(1 - Z)^2 (Z^2 \Delta P_\uparrow^2 + \Delta P_\downarrow^2) + Z^2 (P_\downarrow - P_\uparrow)^2 \left(\frac{1}{Y_\uparrow} + \frac{1}{Y_\downarrow} \right) \right]^{1/2} \quad (3.35)$$

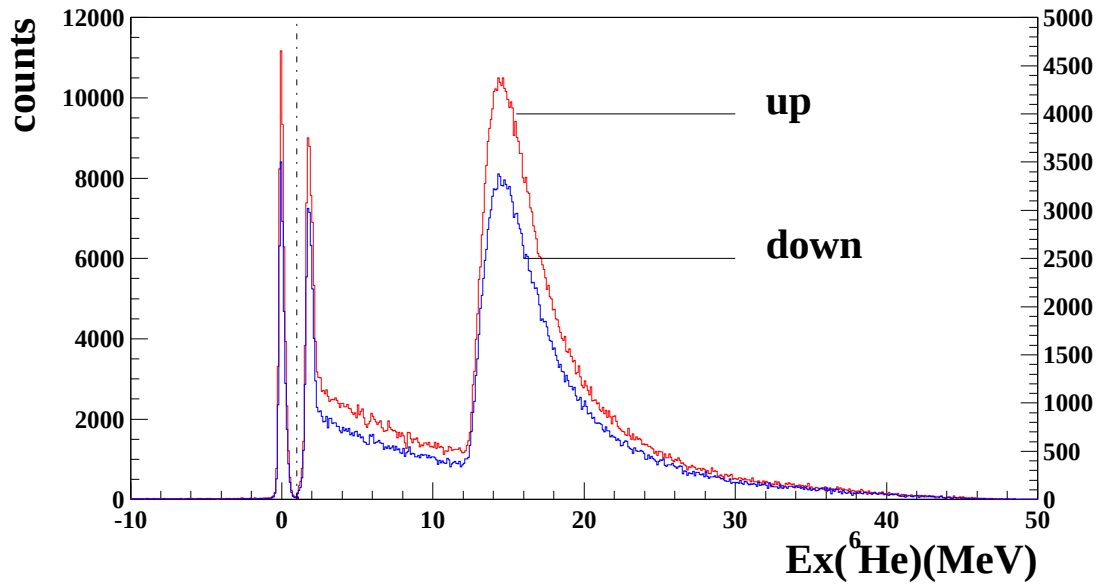


図 3.15: スピンを up と down に分けたスペクトル。点線の左右で計数のスケールが異なることに注意。

ただし、

$$Z = \frac{Z_{\downarrow}}{Z_{\uparrow}} \quad (3.36)$$

と表される。

微分断面積

スピンを up と down に分けたときの ${}^7\text{Li}(p,2p)$ のスペクトルを図 3.15 に示す。図から分かるように、スピンの向きによってスペクトルの形状に違いはなかった。up、down 両スペクトルの各 bin 毎の収量 (/ 0.1MeV) を $Y_{\uparrow}$ 、 $Y_{\downarrow}$ として、式 (3.31)、(3.36) に従って反応の微分断面積を励起エネルギー毎に求める。

GR で検出できる立体角 $\Delta\Omega_1$ は 4.30msr である。また LAS で検出できる立体角は 20msr であったが、解析は水平面内の角度に $\pm 2.0^\circ$ のゲートをかけたので $\Delta\Omega_2 = 13.96\text{msr}$ である。

GR のエネルギー幅は 3.1.5 節のゲートの範囲 (274.25~286.75MeV) から $\Delta E_1 = 12.5\text{MeV}$ とし、LAS のエネルギー幅はスペクトルの bin の幅に合わせ $\Delta E_2 = 0.1\text{MeV}$ とした。

3.2.3 節で述べたとおり、ターゲットは一度交換している。1 枚目の厚さは $1.47\text{mg}/\text{cm}^2$ 、2 枚目の厚さは $1.37\text{mg}/\text{cm}^2$ である。微分断面積はターゲット毎に求め、次式に従い誤差の重みをつけて平均値 σ_{mean} とその誤差 $\Delta\sigma_{\text{mean}}$ を算出した。

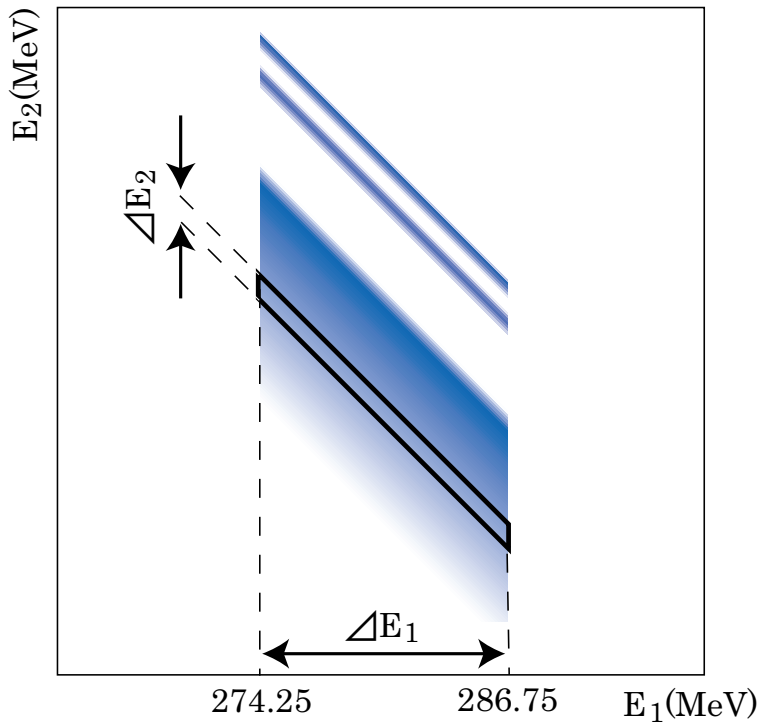


図 3.16: エネルギー幅。太枠で囲んだ領域に対する微分断面積を求める (図 3.6(a) の模式図)。

$$\sigma_{mean} = \frac{\sigma_1/\Delta\sigma_1^2 + \sigma_2/\Delta\sigma_2^2}{1/\Delta\sigma_1^2 + 1/\Delta\sigma_2^2} \quad (3.37)$$

$$\Delta\sigma_{mean} = \frac{1}{\sqrt{1/\Delta\sigma_1^2 + 1/\Delta\sigma_2^2}} \quad (3.38)$$

σ_1 、 σ_2 はそれぞれ1枚目、2枚目のターゲットを用いた測定データから求めた微分断面積、 $\Delta\sigma_1$ 、 $\Delta\sigma_2$ はその誤差である。

図 3.17 にこれを示す。また、各励起エネルギーにおける微分断面積の値を付録 A に載せる。

ここで、 $\Delta\Omega_2$ は垂直面の角度 (200msr) × 水平面の角度 (ゲートにより 4°) から求めたが、スリットがない場合のスペクトロメータの入射口は正しい長方形でないので、この見積もりは厳密に正しいものではない。これが微分断面積の値に影響する恐れがある。一方、後述の recoil momentum 分布の測定においては LAS 側に正確に立体角が分かっているスリット (水平 ±50° 垂直 ±45°) を入れたので、54.2° における測定結果と比較した。その結果、s-hole 領域全体の微分断面積の値が両者でほとんど等しかったため、立体角の若干の違いは微分断面積には影響していないと思われる。

偏極分解能

${}^6\text{He}$ の各励起エネルギーに対して偏極分解能 A_y を求めた。 A_y の計算にはターゲットの厚さは関与しないので、解析は2枚のターゲットについてまとめて行った。計算にあたって、統計を上げて誤差を小さくするために、収量 $Y_\uparrow$ 、 $Y_\downarrow$ を励起エネルギー 1MeV ごとにとった。

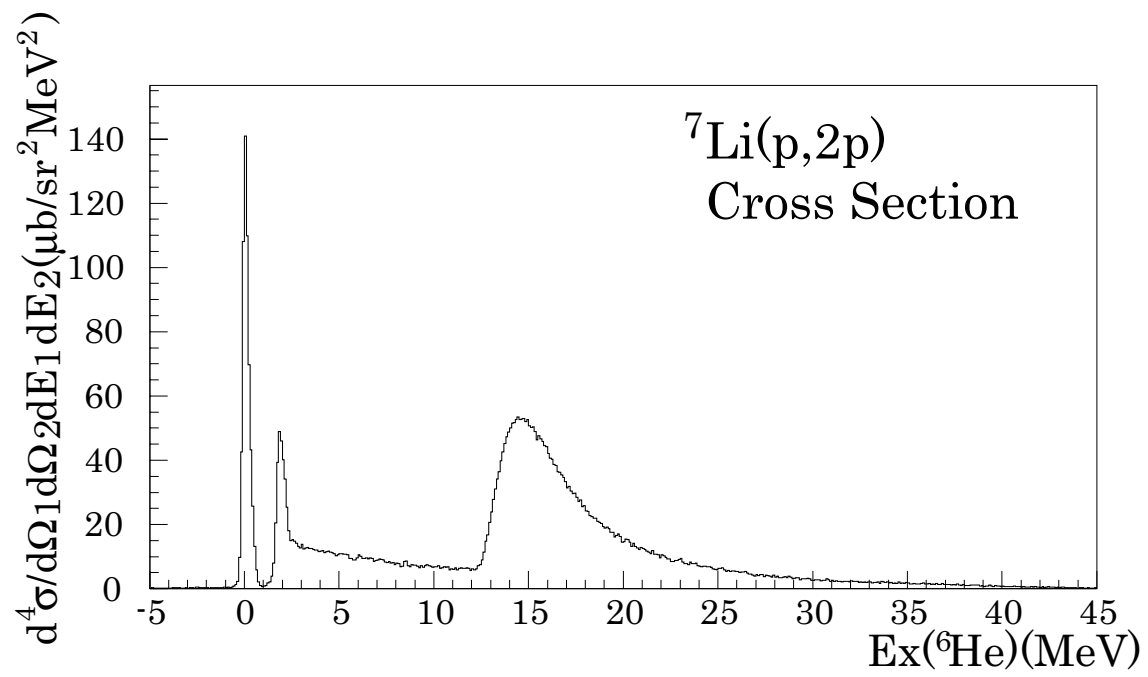


図 3.17: ${}^7\text{Li}(p,2p)$ の微分断面積。ターゲットの厚さの不定性による系統誤差は 10%程度である。

図 3.18 にその結果を示す。s-hole 状態の領域で滑らかに減少していることがわかる。

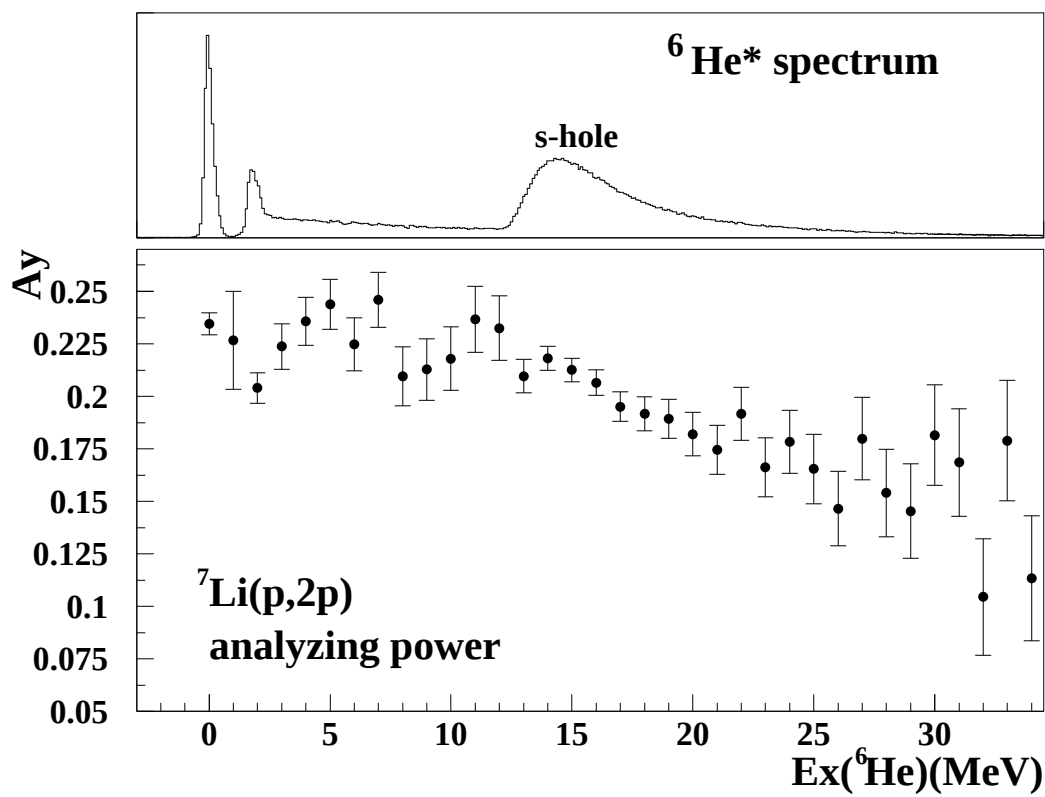


図 3.18: 励起エネルギーと A_y 。s-hole の領域で A_y が滑らかに減少している。

第4章 考察

4.1 ($p,2p$) 反応

4.1.1 recoil momentum 分布

DWIA(Distorted Wave Impulse Approximation, 歪曲波インパルス近似) による計算と比較してバンブが s -hole 状態であることを同定するため、実験では recoil momentum 分布も測定した。2.2.1 節に示したとおり、運動学から recoil momentum $\mathbf{P}_3$ を知ることができるが、スペクトロメータを回転させてバンブの角度分布をとれば、それぞれの角度に対応した $\mathbf{P}_3$ に対する分布をとることになる。すなわち、陽子の Fermi 運動量分布を調べることができる。実際には、両スペクトロメータの磁場と GR の角度は崩壊粒子との同時計測の時と同じ値に設定し、LAS の角度を変えて 30° 、 35° 、 40° 、 45° 、 50° 、 55° 、 65° 、 70° 、 75° の 9 点で測定した。

図 4.1 にバンブの微分断面積の角度分布を示す。収量は ${}^6\text{He}$ の励起エネルギーについて $12.5\text{MeV} \sim 30\text{MeV}$ の範囲を積分しているので微分断面積のエネルギー幅は GR についてのみ考えている。また表 4.1 に測定した LAS の角度における recoil momentum の大きさ P_3 を示す。ただし、GR と LAS で測定する散乱陽子のエネルギーは幅を持ち、さらに s -hole 状態は連続状態で広がっているので、 P_3 は代表点 $E_{GR} = 280\text{MeV}$ 、 $E_{LAS} = 88\text{MeV}$ (図 3.6 の s -hole ローカスの中心) に対する値である。

LAS angle	P_3 [MeV/c]
30	178
35	142
40	105
45	68.4
50	31.8
54.2	0
65	79.3
70	116
75	152

表 4.1: LAS の角度と recoil momentum の値

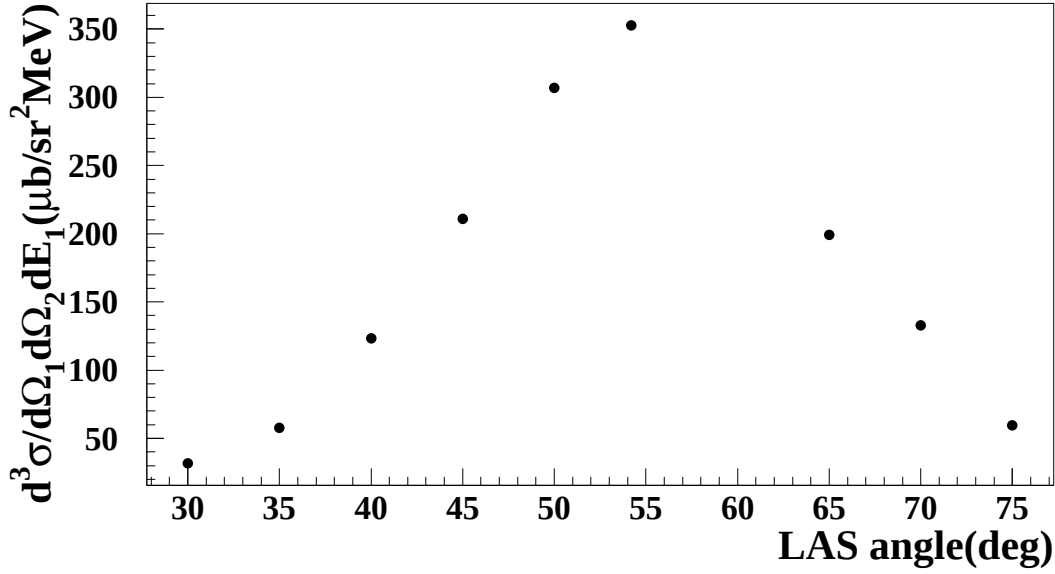


図 4.1: s-hole 状態の recoil momentum 分布

4.1.2 DWIA 計算との比較

DWIA 計算にはコード THREEDEE [17] を用いた。THREEDEE では反応に関わるすべての核子について spin-orbit distortion を考慮している。また factrization 近似を用いている。今、 $A(a,cd)B$ という反応を考える。a は入射陽子、c、d は散乱陽子に対応し、また核内陽子を b として $A=b+B$ である。このとき、準弾性散乱の微分断面積は次式で表される。

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_c d\Omega_d dE} = \frac{2\pi}{\hbar v} \omega_B C^2 S \sum_{\rho_a \rho'_c \rho''_d JM} \frac{\left| \sum_{\sigma_a \sigma'_c \sigma''_d \Lambda \sigma_b} (2L+1)^{1/2} (LAS_b \sigma_b | JM) T_{\sigma_a \sigma'_c \sigma''_d \rho_a \rho'_c \rho''_d}^{L\Lambda} \langle \sigma'_c \sigma''_d | t | \sigma_a \sigma_b \rangle \right|^2}{(2J+1)(2S_a+1)} \quad (4.1)$$

$$T_{\sigma_a \sigma'_c \sigma''_d \rho_a \rho'_c \rho''_d}^{L\Lambda} = (2L+1)^{-1/2} \int \chi_{\sigma'_c \rho'_c}^{(-)*}(\mathbf{r}') \chi_{\sigma''_d \rho''_d}^{(-)*}(\mathbf{r}'') \phi_{L\Lambda}(\mathbf{r}) \chi_{\sigma_a \rho_a}^{(+)*}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (4.2)$$

ここで $S_a = S_b = 1/2$ は a、b のスピン、 v は入射速度、 ω_B は phase space factor、 $C^2 S$ は spectroscopic factor である。 J, M, L, Λ は b の全スピンとその z 成分、及び軌道角運動量とその z 成分である。spin-orbit distortion の効果は $T_{\sigma_a \sigma'_c \sigma''_d \rho_a \rho'_c \rho''_d}^{L\Lambda}$ に含まれている。t 行列は factrization 近似により $T_{\sigma_a \sigma'_c \sigma''_d \rho_a \rho'_c \rho''_d}^{L\Lambda}$ と別れている。 $T_{\sigma_a \sigma'_c \sigma''_d \rho_a \rho'_c \rho''_d}^{L\Lambda}$ はターゲット A 内における b の歪曲運動量分布であり、 χ はスピン空間での歪曲波である。 ϕ は A 内での b と B の相対運動波動関数である。THREEDEE は t 行列に Arndt による位相差解析から得られた自由空間での NN(核子-核子)t 行列を用いている。

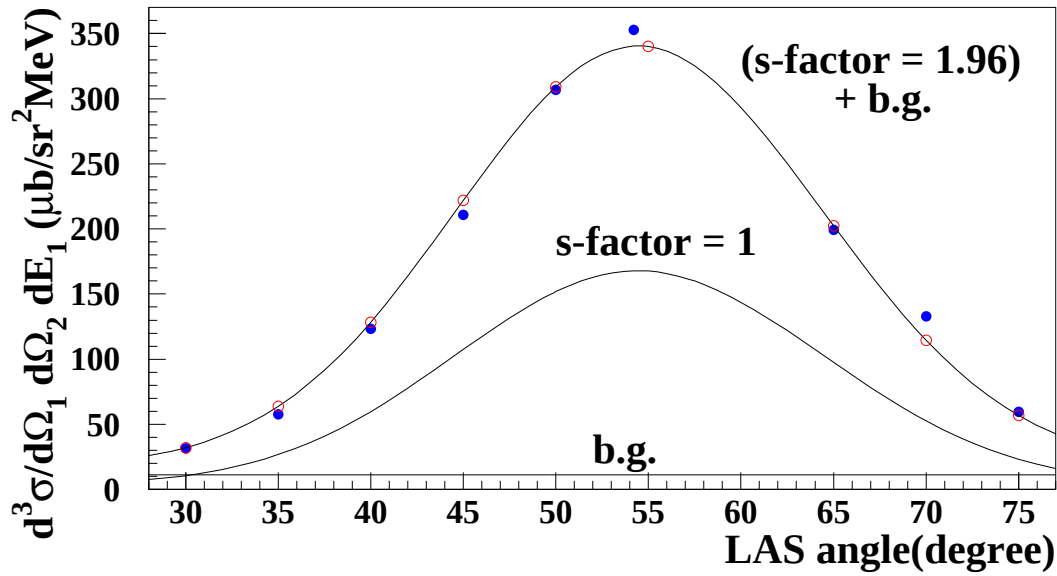


図 4.2: 実験値と DWIA 計算の比較。白抜きの点が DWIA 計算によるプロット。バックグラウンドとなる直線と、s-factor=1 の場合をともに示す。

THREEDEE による DWIA 計算は spectroscopic factor を 1 として行っている。また測定による s-hole 領域の収量は s-hole 状態以外のバックグラウンドを含めて積分している。そのため、バックグラウンドが一様であると考えると、実験により得られた微分断面積とは

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} \right)_{\text{experiment}} = (\text{spectroscopic factor}) \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} \right)_{\text{THREEDEE}} + \text{background} \quad (4.3)$$

の関係にある。そこで、最小二乗法により実験で得られた recoil momentum 分布に THREEDEE の結果をフィットさせて spectroscopic factor とバックグラウンドを求めた。図 4.2 に示すとおり、実験結果と DWIA 計算はよくあっている。また spectroscopic factor は 1.96 であり、殻模型における $1s_{1/2}$ 陽子の spectroscopic factor 2 に十分近い。以上から、 ${}^6\text{He}$ のスペクトル中、励起エネルギー約 15MeV を中心に現れるバンプは確かに s-hole 状態に対応していることが分かった。

バックグラウンドは $11.2 \mu\text{b}/\text{sr}^2\text{MeV}$ であったが、これは崩壊同時計測の設定と同じ recoil 0 の 54.2° における断面積の 3.2% である。一方、崩壊同時計測の解析で見積ったバックグラウンド (図 3.8 参照) は s-hole 領域全体の 15.46% であり、バックグラウンドは多めに見積っている。このため、崩壊の分岐には 10% 程度の不定性があると思われる。

Y_{t+t}	Y_{s-hole}	分岐比
$1.73 \times 10^5 \pm 4.16 \times 10^2$	$1.88 \times 10^5 \pm 4.91 \times 10^3$	$92.3 \pm 2.62\%$

表 4.2: 16.6MeV 以上の t+t 分岐比

4.2 崩壊粒子

4.2.1 エネルギーの低い triton

エネルギーが低い場合に崩壊粒子がターゲットから出てこれないことが考えられる。崩壊の角度などによって最もエネルギーロスする場合を考慮すると、必ず triton が SSD に到達できるような励起エネルギー E_x は 16.6MeV 以上である。さらに SSD においても、表面の不感領域で止まってしまうものは検出できないし、読み出しにおいて discriminator の閾値 (300keV 付近) 以下のものはすべて破棄してしまっている。そのため、エネルギーによっては triton を数え落としている。

そこで、分岐比の E_x 依存性を調べるため、triton のヒストグラム図 3.12 の計数をすべての励起エネルギーにわたって全立体角分に換算し、バンプからバックグラウンドを差し引いた s-hole のヒストグラムと比べてみた (図 4.3)。図から分かるように、17MeV 以上の領域では 2 つのヒストグラムはよくあっている。一方それ以下の領域では t+t 崩壊のヒストグラムは s-hole 状態のヒストグラムの一部が欠け落ちたように見えるが、この欠落部分にはエネルギーロスや discriminator の閾値により観測にかからなかった triton が含まれると思われる。しかし欠落部分がすべて triton であるかどうかは判断できない。

すでに述べたとおり E_x が 16.6MeV 以上であれば triton がターゲットを通過するのに十分であり、また図 3.10 より discriminator の閾値で切られていることもないと思われるので、 $E_x \geq 16.6\text{MeV}$ の範囲で分岐比を求めた。その結果、この領域での t+t 崩壊の分岐比は

$$92.3 \pm 2.62\%$$

であった。

4.2.2 t+t 以外のモード

t+t 以外の主な崩壊モードとしては ${}^5\text{He}+n$ 、 $\alpha+2n$ (崩壊の閾値はそれぞれ 1.771MeV、0.973MeV) が考えられる。 ${}^5\text{He}+n$ の場合、 ${}^5\text{He}$ の運動エネルギーは崩壊の分離エネルギーの 1/6 である。さらに ${}^5\text{He}$ は unbound であるためすぐに ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha+n$ に分離する。s-hole 状態を代表してバンプのほぼ中心 15.0MeV を ${}^6\text{He}$ の励起エネルギー E_x としてとると、 α の運動エネルギー E_α は最大でも $E_\alpha = 3.06\text{MeV}$ となり、ターゲット中を厚さ分だけ通過したとすれば、通過後のエネルギーは 0.67MeV である。ここからさらに SSD の不感領域でエネルギーを失うことを考えると、discriminator の閾値を越えるものはほとんどないと思われる。ゆえにこの連続的な崩壊は、実際に起きてても観測されない。

$\alpha+2n$ の 3 体崩壊の場合も、 α はローカスをなさず、可能な最大エネルギーの下に分布する。 $E_x = 15.0\text{MeV}$ では $E_\alpha \leq (15.0 - 0.973) \times (2/6) = 4.68\text{MeV}$ であるのでエネルギーの大きなほうに分布しているものはターゲット中のエネルギーロスを考慮しても十分観測されるはずであ

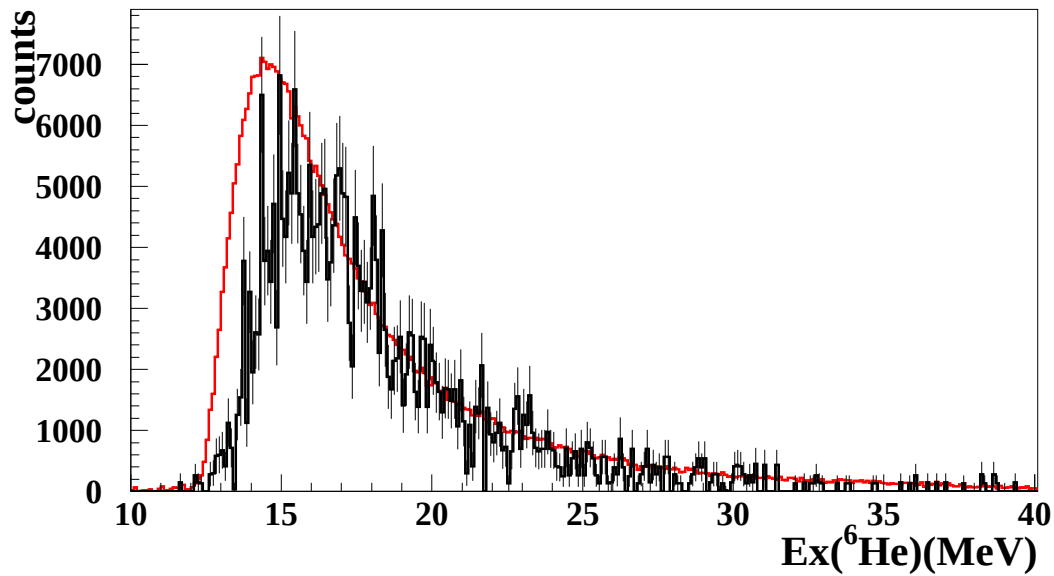
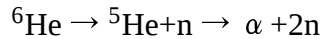


図 4.3: バックグラウンドを差し引いたあとの s-hole バンプと全立体角分に換算した励起エネルギーごとの triton の収量 (誤差付き)。

る (${}^7\text{Li}$ ターゲット中を $1.47\text{mg}/\text{cm}^2$ だけ通過した後のエネルギーは 3.2MeV)。にもかかわらずこれが観測されなかったことから、 ${}^6\text{He}$ の s-hole 状態から直接 $\alpha + 2n \rightarrow 3$ 体崩壊するモードは本当に起こっていないと思われる。また、 2^+ の励起状態が $\alpha + 2n \rightarrow 3$ 体崩壊する場合、 α の最大エネルギーは $(1.793 - 0.973) \times (2/6) = 0.273\text{MeV}$ 、最大飛程は $0.145\text{mg}/\text{cm}^2$ であるため、ターゲット中で止まり観測されない。

以上より、s-hole 状態からの t+t 以外の主な崩壊モードとして考えられるのは



である。

4.3 クラスタ描写

第1章でも述べたとおり、単純な統計崩壊では $\alpha + 2n$ のモードが崩壊の閾値が低く、反応の Q 値が大きくなるため、起りやすいはずである。また逆に t+t モードは閾値が非常に高く、起りにくいと考えられた。

ところが実験の結果、 ${}^6\text{He}(\text{s-hole})$ の崩壊において、2つの triton へ崩壊するモードが極めて大きな分岐比を占めることがわかった。さらに $\alpha + 2n$ モードは十分観測される条件であったにもかかわらず全く観測されなかった。このことは ${}^6\text{He}(\text{s-hole})$ は殻模型 (t+t 崩壊は 24%) だけではうまく記述できないことを意味している。

一方、クラスタ描写の観点からは、次のように解釈できる (図 4.5 参照)。まず、 ${}^7\text{Li}$ の基底状態においては $\alpha + t$ のクラスタ構造がよく成り立っていると考えられる [9]。この ${}^7\text{Li}$ 中の α から陽子を1つ叩き出した状態が、殻模型でいうところの s-hole 状態に対応する。この状態

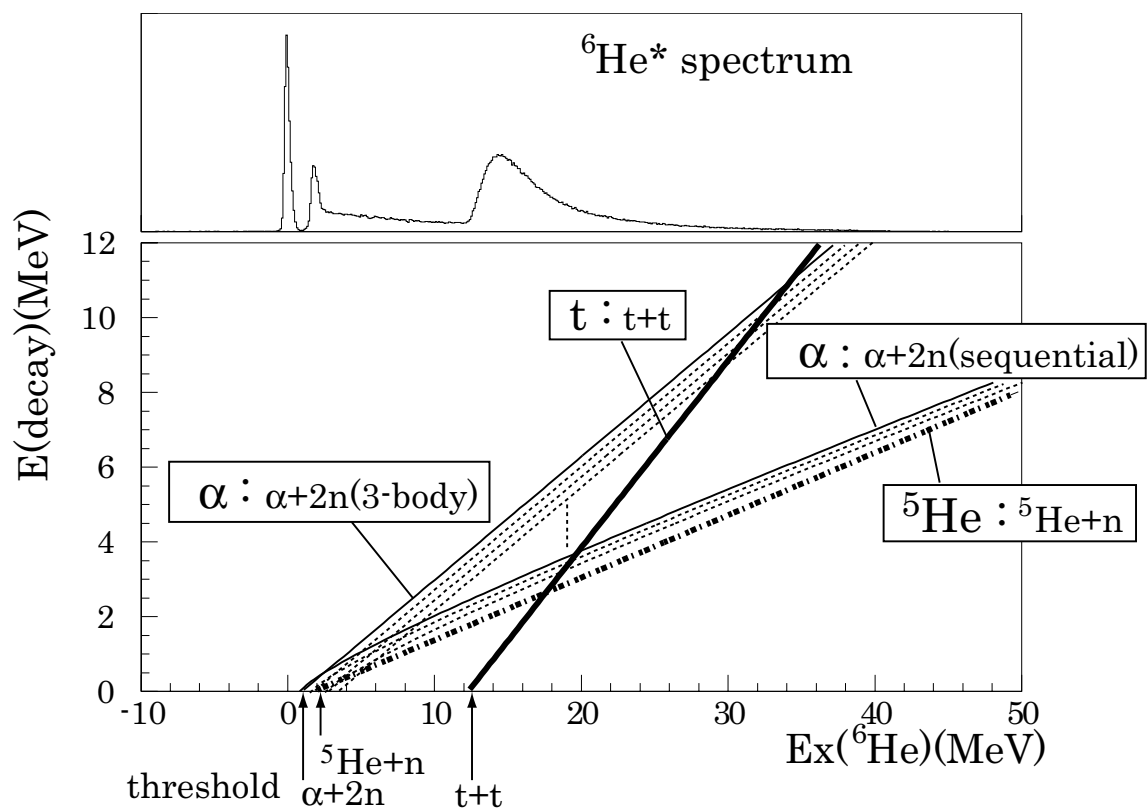


図 4.4: 観測された場合にそれぞれの崩壊荷電粒子がなすローカス。ただし、 $\alpha+2n$ はローカスにはならず分布する。

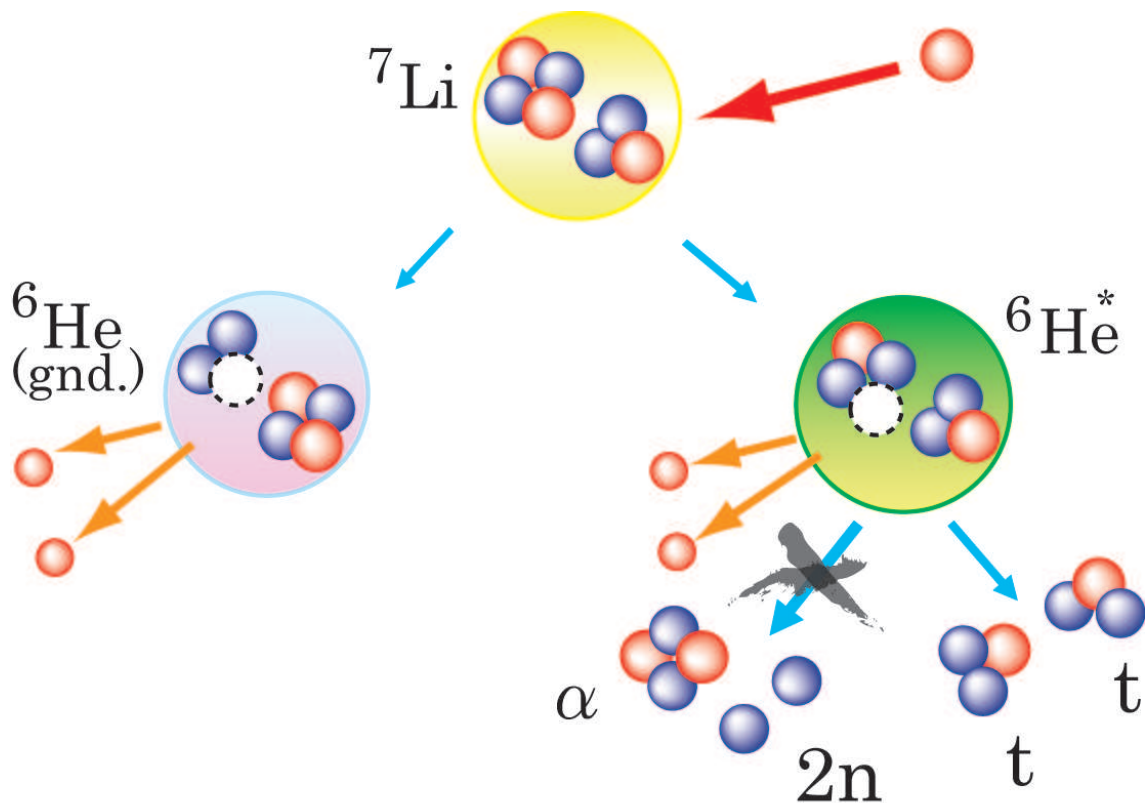


図 4.5: クラスター描像

は2つの triton からなる”di-triton クラスター構造”を持つため、t+t 崩壊が非常によく観測される。また ${}^7\text{Li}$ 中の t から陽子を1つ叩き出した状態が殻模型の p 軌道陽子が抜けた状態 (p-hole 状態) に対応し、スピンによって ${}^6\text{He}$ の基底状態や 2^+ の状態になると考えられる。

4.4 A_y の減少

4.4.1 これまでの研究

核内での核子間相互作用は自由空間とは異っている。その影響の1つとして、核内での核子間準弾性散乱の A_y は自由空間に対して減少しているという報告がある [18]。彼らは複数の核種 (${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$) をターゲットに用いた ($p,2p$) 反応により軌道角運動量 0、運動量の期待値 0 の $1s_{1/2}$ 陽子の準弾性散乱を観測し、 A_y が自由空間の (p,p) 散乱の A_y より減少していることを見出した。さらに A_y は平均核密度に対し単調に減少しており、これを原子核内の媒質効果の現れであるとして報告している。

その一方で、核内での核子や中間子の質量、結合定数の減少などによる相対論的な効果は A_y の減少には効かないとする Hillhouse らの理論があり、準弾性散乱においては反応の off-shell 性が効果として主に現れると報告されている。off-shell 性とは始状態と終状態で運動エネルギーが異なることで、($p,2p$) 反応では原子核中から陽子を叩き出すために必要な Q 値の分だけ必然的に異なる。

また実験的にも、 A_y が反応の Q 値に対して滑かに減少するという結果が得られている [19]。

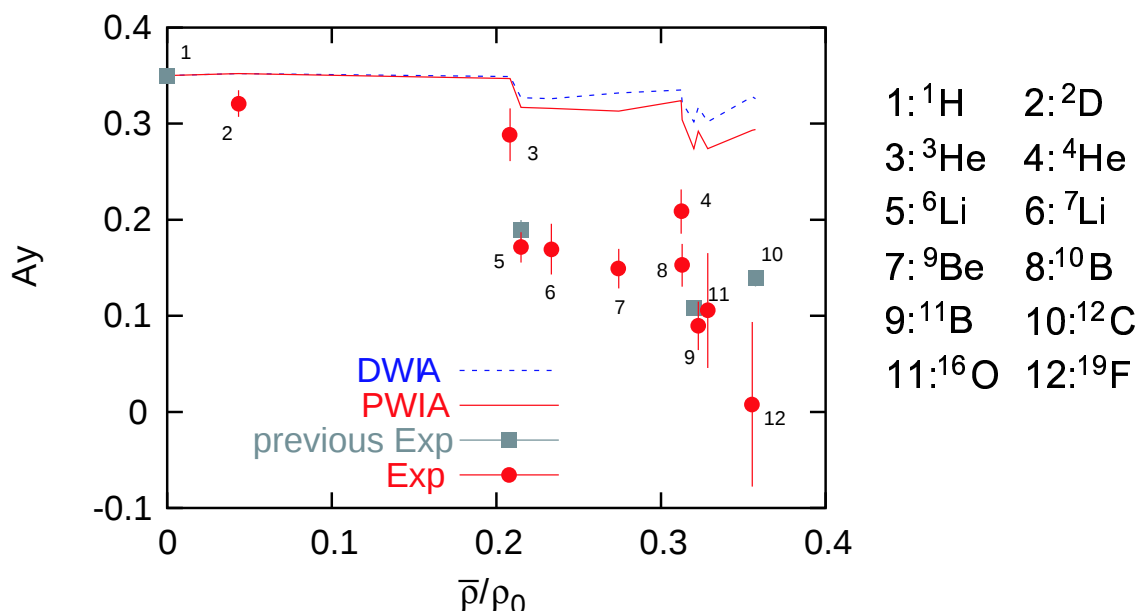


図 4.6: A_y と平均核密度のプロット ([19] より)。四角の点は [18] による。

その実験では、複数の軽い原子核をターゲットにした $(p,2p)$ 反応により $1s_{1/2}$ 陽子を叩き出し、各々のターゲットに対する A_y を求め、 A_y の Q 値依存性を調べた。平均核密度と Q 値は一般に質量数に対して単調に増加するが、軽い核においてはこの傾向が見られないことが知られている。そこで実験では、核密度に依存するのか、 Q 値に依存するのか区別するために軽い原子核 ^2D 、 ^3He 、 ^4He 、 ^6Li 、 ^7Li 、 ^9Be 、 ^{10}B 、 ^{11}B 、 ^{16}O 、 ^{19}F をターゲットに用いている。

図 4.6、4.7 にこの実験結果を示す。それぞれ平均核密度、 Q 値に対する A_y のプロットである。図から分かるように、 A_y は平均核密度よりも Q 値に対して滑らかに減少している。

4.4.2 同一状態における Q 値依存性

前節で述べたこれまでの実験は複数の原子核を用いたものであり、それぞれの A_y は s -hole 状態の Q 値全体で平均したものである。本論 3.3.2 節では、同一状態内での励起エネルギーに対する A_y の変化を調べれば平均核密度の変化を廃して Q 値に対する依存性をよりあらわにできると考え、1 種の原子核 ^6He の励起エネルギーごとに A_y を求めて s -hole 状態の領域に注目した。その結果、この領域では励起エネルギーに対し、 A_y が滑らかに減少することが分かった (図 3.18)。

これを $^7\text{Li}(p,2p)^6\text{He}$ の Q 値と A_y のプロットにしたものが図 4.8 である。[18] によれば自由空間における (p,p) (すなわち ^1H ターゲットによる散乱) では $A_y=0.35$ である。図 4.8 中、 s -hole 状態の領域の点を直線でフィットし、 $Q=0$ まで外挿すると、 A_y の値は 0.330 ± 0.0239 となり、自由空間での値と consistent である。

以上のことは、 A_y の Q 値に対する何らかの依存性を示しているものと思われるが、具体的にどのようなメカニズムで A_y が減少するのかは今後の研究課題である。

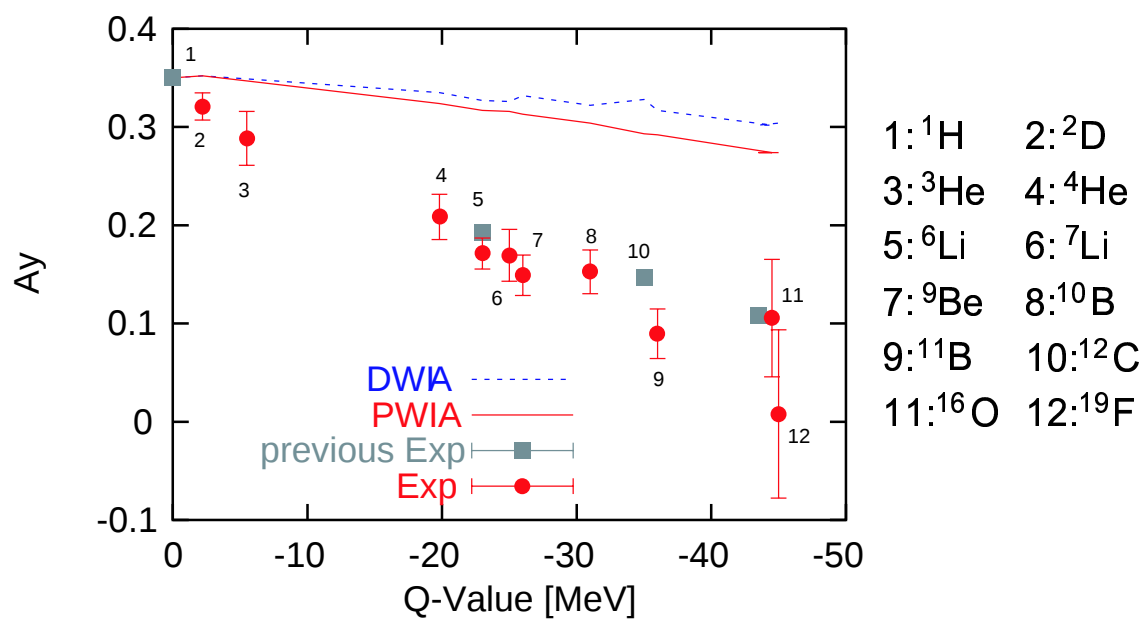


図 4.7: A_y と Q 値のプロット ([19] より)。四角の点は [18] による。

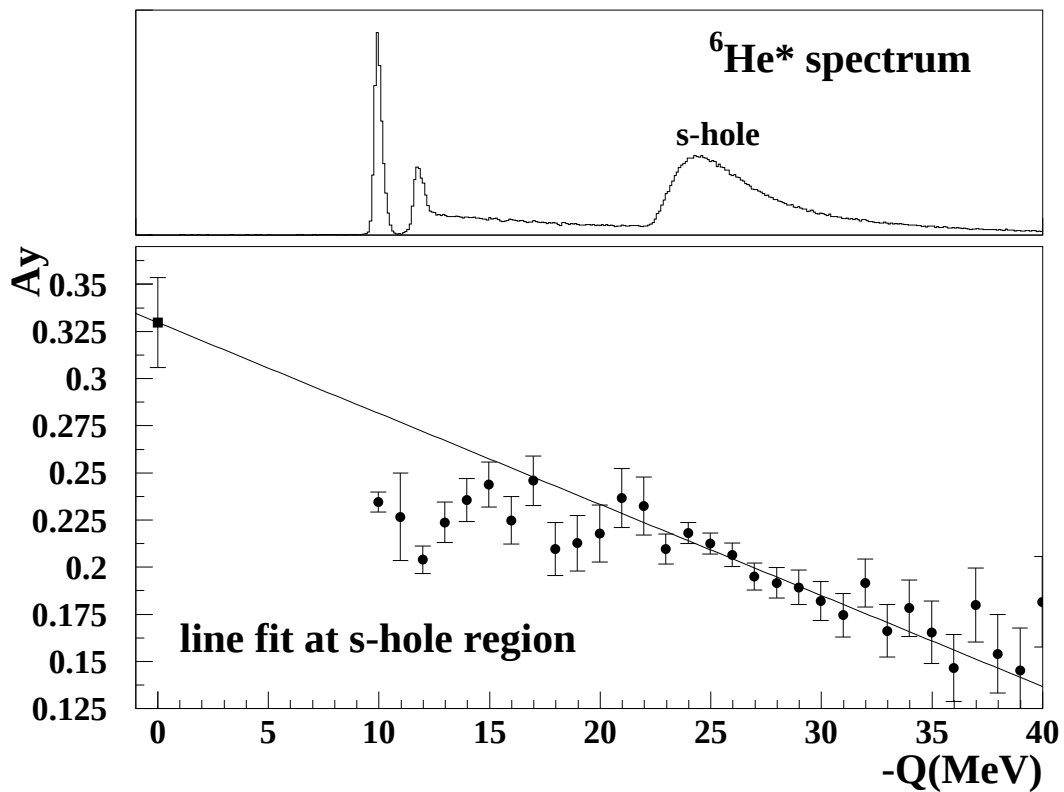


図 4.8: A_y と Q 値のプロット。 ${}^7\text{Li}(p,2p){}^6\text{He}$ 反応は吸熱反応であるので Q 値は負になる。そのため横軸には $-Q$ の値をとっている。直線によるフィットは $-Q=23\sim 33\text{MeV}$ の点に対して行った。 $Q=0$ におけるプロットは実際に測定した点ではなく、このフィットのパラメータとして求めた $Q=0$ のときの A_y の値と誤差を付加したものである。

第5章 結論

殻模型における $1s_{1/2}$ 陽子を 1 つ叩き出した ${}^6\text{He}$ の deep-hole 状態 (s-hole 状態) の崩壊様式を調べるため、大阪大学 RCNP リングサイクロトロン WS コースにおいて、2 つのスペクトロメータ Grand Raiden と LAS、及び 15 組の半導体検出器からなる SSD-array を用いて 392MeV 偏極陽子ビームによる ${}^7\text{Li}(p,2p)$ 反応と崩壊粒子の同時計測を行った。

${}^7\text{Li}(p,2p)$ 反応の測定の結果、 ${}^6\text{He}$ の励起エネルギーが 12MeV 以上の広い領域に s-hole 状態に対応する共鳴が見られた。また、崩壊粒子の測定では、この s-hole 状態の領域において ${}^6\text{He}$ が 2 つの triton へ崩壊するモードが観測された。実際に観測にかかった triton の総数からこの崩壊の分岐比を求めると 72.1% であった。しかしターゲット中でのエネルギーロスなどによりエネルギーによっては観測されなかった triton もありうるので、すべての triton が確実に観測される励起エネルギーの領域でこの分岐比を求めると 92.3% にものぼることがわかった。これは殻模型による予想を大きく上回る。

以上の結果から、 ${}^6\text{He}$ の s-hole 状態は 2 つの triton からなる cluster 構造を持っていると思われる。そしてこれは殻模型よりもむしろ $\alpha + t$ のクラスター構造でよく記述される ${}^7\text{Li}$ の基底状態において α から陽子を 1 つ叩き出すことによって生成されていると考えられる。

第 1 章で述べた荷電交換反応による ${}^6\text{He}$ の励起スペクトルにおいては $t+t$ 崩壊する状態が 18MeV を中心にバンプを形成しており、我々の観測したバンプの中心 15MeV より 3MeV 高い。この違いが何によるものであるかは今後解決されるべき問題である。

また、偏極ビームを用いることで、原子核中での核子間相互作用の性質を探る手がかりとして注目されている (p,p) 散乱の偏極分解能 A_y を ${}^6\text{He}(\text{s-hole})$ の各励起エネルギーに対し求めた。その結果 A_y は励起エネルギーに対し滑らかに減少していることがわかった。これは A_y の減少に対する off-shell 性の影響を示唆するものである。

謝辞

この研究を行うにあたり、たくさんの方々のご協力をいただきました。

指導教官の與曾井優先生には興味深いテーマを提供していただいただけでなく、丁寧にご指導いただきました。また研究活動全般にわたってご支援いただきました。心から感謝申し上げます。

同研究室の坂口治隆先生、安田裕介さん、寺嶋知さん、岸智史さんには実験の後も気軽に質問でき、色々と教えていただきました。同期の銭廣十三君はいっしょに考えてくれる身近な存在でした。

また、大阪大学 RCNP の藤原守先生、伊藤正敏さん、吉田英智さん、中西康介さん、川瀬啓悟さん、橋本尚信さん、奥村瞬さん、甲南大学の山形民穂先生、秋宗秀俊先生、木下麻希さん、徳島大学の中山信太郎先生、伏見賢一先生、神戸常盤短大の田中正義先生、JASRI の豊川秀訓先生には実験にご協力いただきました。関東学院大学の山田泰一先生には理論計算について援助していただきました。九州大学の浅地瞬さんは資料に関するご協力を快く引き受けてくださいました。本当にありがとうございました。

また、私は本研究と平行して、SPring-8/LEPS での実験、及び新しい検出器の開発にも参加してきました。

SPring-8 では同研究室の藤村寿子さん、新山雅之さんをはじめ、LEPS の皆さんから、実験を通して基本的な実験技術や物理について教えていただきました。

東京工業大学の内田誠さんは LEPS の一員として、また本研究の共同研究者として実験のことやコンピュータのことで相談にのってくださいました。同研究室の宮部学さん、三輪浩司さんには初歩的なことから教えていただき、頼りにさせていただきました。

私は修士課程2年次の大半はこの SPring-8 で過しましたが、皆さんに支えられ、ここで得たものはとても大きかったと思います。

最後に、研究を支えてくださった京都大学原子核・ハドロン研究室の皆さんに厚く御礼申し上げます。

2005年2月2日 中津川 洋平

参考文献

- [1] M.Yosoi *et al.*, Physics of Atomic Nuclei **67**(2004) 1810.
- [2] M.Yosoi *et al.*, Phys.Lett.B **511**(2003) 255.
- [3] K.Ikeda, J.Phys.Soc.Jpn.**58**(1983) 277 Suppl.
- [4] H.Horiuchi, J.Phys.Soc.Jpn.**58**(1983) 7 Suppl.
- [5] P.Navrátil *et al.*, Phys.Rev.Lett.**87**(2001) 172502.
- [6] R.B.Wiringa, Nucl.Phys.**A631**(1998) 70c.
- [7] H.Horiuchi and K.Ikeda, Prog.Theor.Phys.**40**(1972) 277 .
- [8] H.Horiuchi and K.Ikeda, Prog.Theor.Phys.Suppl.**52**(1972) 1;**68**(1980) 1.
- [9] Y.Fujiwara and Y.C.Tang, Phys.Rev. **C31**(1985) 342.
- [10] S.Nakayama *et al.*, Phys.Rev.Lett.**85**(2000) 262.
- [11] Triangle Universities Nuclear Laboratory, Nuclear Data Evaluation Project
- [12] T.Yamada, private communication
- [13] H.Akimune *et al.*, Physics of Atomic Nuclei **67**(2004) 1721.
- [14] M.Fujiwara *et al.*, Nucl.Instrum.Methods Phys.Res.**A384**(1997) 575.
- [15] N.Matsuoka *et al.*, RCNP annual report(1991) p.186 ;(1990) p.235.
- [16] T.Noro *et al.*, RCNP annual report(1991) p.177.
- [17] N.S.Chant, P.G.Roos, Phys.Rev. **C27**(1983) 1060.
- [18] K.Hatanaka *et al.*, Phys.Rev.Lett.**78**(1997) 1014.
- [19] T.Yonemura Master Thesis Kyushu Univ(2004),

付録A $^7\text{Li}(p,2p)$ 反応の微分断面積

$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差	$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差
-0.5	1.130626	0.089484	2.7	14.066846	0.315559
-0.4	2.313075	0.127763	2.8	13.760522	0.312363
-0.3	9.117141	0.254451	2.9	13.424567	0.308352
-0.2	39.948416	0.532278	3.0	14.151087	0.316533
-0.1	102.322835	0.851294	3.1	12.809222	0.301445
0.0	138.335633	0.990175	3.2	13.021753	0.303367
0.1	114.660403	0.901587	3.3	13.212114	0.305659
0.2	76.480762	0.736199	3.4	12.893010	0.302138
0.3	47.538186	0.580456	3.5	12.793009	0.300965
0.4	28.290117	0.447722	3.6	12.980623	0.303186
0.5	14.595653	0.321575	3.7	12.630622	0.299113
0.6	6.708281	0.217923	3.8	12.400712	0.296296
0.7	2.615589	0.136014	3.9	11.774652	0.288781
0.8	1.270479	0.095013	4.0	11.926288	0.290858
0.9	0.791600	0.074923	4.1	12.298837	0.295123
1.0	0.862727	0.078536	4.2	11.888182	0.290218
1.1	0.894190	0.079451	4.3	11.929441	0.290620
1.2	1.695377	0.109637	4.4	11.936192	0.290886
1.3	2.094405	0.121869	4.5	11.827556	0.289295
1.4	3.631279	0.160424	4.6	11.426433	0.284635
1.5	7.911433	0.236432	4.7	11.261221	0.282334
1.6	20.288568	0.379091	4.8	10.932351	0.278256
1.7	38.060386	0.519233	4.9	11.278347	0.282505
1.8	48.162637	0.583672	5.0	10.985545	0.278669
1.9	47.589042	0.580182	5.1	11.562142	0.286537
2.0	41.332230	0.540562	5.2	10.948148	0.278371
2.1	36.266367	0.506792	5.3	10.854084	0.277444
2.2	26.843735	0.435979	5.4	10.974770	0.279000
2.3	20.211132	0.378230	5.5	9.926747	0.265281
2.4	16.832990	0.345370	5.6	10.053784	0.266778
2.5	16.036523	0.337184	5.7	9.656542	0.261476
2.6	15.555701	0.332032	5.8	9.417483	0.258360

$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差	$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差
5.9	10.122052	0.267544	9.9	6.865852	0.220336
6.0	10.777888	0.276367	10.0	7.006205	0.222586
6.1	10.738876	0.275662	10.1	6.877303	0.220517
6.2	9.926297	0.265298	10.2	7.268790	0.226968
6.3	9.831689	0.263945	10.3	6.573579	0.215717
6.4	9.618005	0.260932	10.4	6.645338	0.217355
6.5	9.913631	0.264921	10.5	6.760037	0.218803
6.6	9.930395	0.265310	10.6	6.540328	0.215423
6.7	9.549933	0.259954	10.7	6.676957	0.217500
6.8	8.764141	0.249217	10.8	6.037538	0.206622
6.9	8.977535	0.252089	10.9	6.191356	0.209402
7.0	8.777193	0.249368	11.0	6.465151	0.213694
7.1	9.626996	0.261416	11.1	6.602948	0.216307
7.2	9.061441	0.253501	11.2	6.130821	0.208758
7.3	9.012643	0.252746	11.3	6.340962	0.211968
7.4	8.734924	0.248663	11.4	6.462010	0.213982
7.5	8.506305	0.245600	11.5	6.420735	0.213201
7.6	8.677105	0.247842	11.6	6.296247	0.211223
7.7	8.211939	0.240972	11.7	6.366262	0.212468
7.8	8.605751	0.246863	11.8	6.511603	0.214751
7.9	7.984373	0.237811	11.9	5.849714	0.203790
8.0	8.281703	0.242367	12.0	5.968861	0.205628
8.1	8.342848	0.242952	12.1	6.087896	0.207634
8.2	7.289335	0.227231	12.2	6.487913	0.214149
8.3	7.275358	0.226744	12.3	6.922339	0.221436
8.4	8.479070	0.245375	12.4	7.479607	0.230242
8.5	8.844856	0.250357	12.5	8.919246	0.251118
8.6	7.962110	0.237575	12.6	11.282796	0.282595
8.7	7.590075	0.231704	12.7	14.906797	0.324910
8.8	7.714898	0.233715	12.8	16.568827	0.342530
8.9	7.577146	0.231820	12.9	20.878689	0.384439
9.0	7.699748	0.233703	13.0	24.090969	0.413051
9.1	7.395715	0.228759	13.1	28.231322	0.447162
9.2	6.905992	0.221033	13.2	31.014739	0.468269
9.3	7.262158	0.226534	13.3	34.489242	0.494141
9.4	7.109292	0.224167	13.4	37.274398	0.513688
9.5	7.385795	0.228631	13.5	40.696816	0.536879
9.6	7.399608	0.228830	13.6	42.759496	0.550402
9.7	7.117098	0.224439	13.7	46.063239	0.571202
9.8	7.337048	0.227913	13.8	47.822589	0.581975

$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差	$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差
13.9	49.142476	0.589938	17.9	26.276003	0.431227
14.0	50.754945	0.599420	18.0	24.867696	0.419465
14.1	52.676036	0.610824	18.1	24.984917	0.420420
14.2	52.707056	0.611036	18.2	23.802198	0.410372
14.3	52.973587	0.612547	18.3	23.347248	0.406521
14.4	54.791849	0.622822	18.4	22.371718	0.397972
14.5	54.202323	0.619445	18.5	22.171358	0.395961
14.6	53.369756	0.614808	18.6	21.176893	0.387026
14.7	53.883049	0.617889	18.7	21.080794	0.386127
14.8	53.499536	0.615355	18.8	20.607976	0.382195
14.9	53.003969	0.612572	18.9	19.877434	0.374798
15.0	52.095508	0.607279	19.0	19.520586	0.371537
15.1	51.686204	0.604704	19.1	19.458764	0.371269
15.2	51.358472	0.603065	19.2	18.786121	0.364558
15.3	50.546596	0.598355	19.3	18.100908	0.357859
15.4	47.402960	0.579299	19.4	18.457348	0.361275
15.5	48.706250	0.587387	19.5	16.754563	0.344151
15.6	47.541575	0.580012	19.6	16.503694	0.341759
15.7	46.467827	0.573604	19.7	17.106276	0.348108
15.8	45.222153	0.565745	19.8	16.454657	0.341028
15.9	44.926280	0.564010	19.9	14.974293	0.325452
16.0	42.156795	0.546148	20.0	15.082935	0.326494
16.1	40.995251	0.538811	20.1	15.848086	0.334693
16.2	41.520296	0.542226	20.2	15.238112	0.328226
16.3	40.279076	0.533880	20.3	14.454352	0.319823
16.4	39.200423	0.527004	20.4	13.970858	0.314240
16.5	38.005951	0.518658	20.5	14.504566	0.320441
16.6	36.916468	0.511386	20.6	13.217399	0.305650
16.7	36.010136	0.504735	20.7	13.202743	0.305495
16.8	35.137649	0.498615	20.8	12.806785	0.301069
16.9	34.531080	0.494187	20.9	12.599714	0.298547
17.0	32.874884	0.482053	21.0	12.638713	0.298995
17.1	32.098386	0.476515	21.1	12.043954	0.291715
17.2	30.961806	0.468354	21.2	11.925278	0.290235
17.3	30.437703	0.464178	21.3	11.834971	0.289483
17.4	29.925357	0.460281	21.4	11.182745	0.281313
17.5	29.257030	0.454899	21.5	11.756839	0.288321
17.6	28.027647	0.445101	21.6	11.042698	0.279391
17.7	27.757597	0.443345	21.7	11.440248	0.284511
17.8	26.485887	0.432907	21.8	10.603572	0.274006

$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差	$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差
21.9	10.092791	0.267046	25.9	5.501486	0.196963
22.0	10.607000	0.274062	26.0	5.208284	0.191727
22.1	10.696555	0.275250	26.1	5.231041	0.192314
22.2	10.029473	0.266494	26.2	5.116720	0.190259
22.3	9.638175	0.260978	26.3	5.313447	0.193883
22.4	9.647399	0.261127	26.4	5.263067	0.192785
22.5	9.015626	0.252657	26.5	4.982445	0.187459
22.6	8.978509	0.252004	26.6	4.597536	0.180548
22.7	9.084247	0.253392	26.7	4.728742	0.182845
22.8	9.015498	0.252206	26.8	4.536198	0.179065
22.9	8.970248	0.251586	26.9	4.052250	0.169307
23.0	9.022523	0.252801	27.0	4.351914	0.175454
23.1	8.377905	0.243443	27.1	4.302818	0.174402
23.2	8.042775	0.238445	27.2	4.293885	0.174417
23.3	8.134768	0.240180	27.3	4.417428	0.176669
23.4	8.066430	0.238707	27.4	3.975853	0.167806
23.5	8.093227	0.239334	27.5	3.991993	0.167803
23.6	7.911521	0.236525	27.6	4.189024	0.171997
23.7	8.009974	0.238070	27.7	4.092335	0.170095
23.8	7.968737	0.237338	27.8	3.915905	0.166289
23.9	7.528841	0.230575	27.9	4.205461	0.172413
24.0	7.388495	0.228567	28.0	3.855603	0.165235
24.1	6.991456	0.222508	28.1	3.994885	0.167618
24.2	7.053309	0.223580	28.2	3.778867	0.163463
24.3	7.186231	0.225320	28.3	3.447660	0.156112
24.4	6.882552	0.220695	28.4	3.576348	0.158921
24.5	6.961530	0.221817	28.5	3.938384	0.167097
24.6	6.724245	0.218069	28.6	3.655465	0.160778
24.7	6.355571	0.211875	28.7	3.839722	0.164747
24.8	6.296614	0.211028	28.8	3.623962	0.160120
24.9	5.899196	0.204299	28.9	3.310167	0.152744
25.0	6.391864	0.212670	29.0	3.245996	0.151284
25.1	6.350550	0.211889	29.1	3.342207	0.153685
25.2	6.399069	0.212711	29.2	3.334496	0.153394
25.3	6.062757	0.206666	29.3	2.989517	0.145181
25.4	5.742360	0.201690	29.4	3.235559	0.151363
25.5	5.465911	0.196638	29.5	3.162974	0.149666
25.6	5.556794	0.198199	29.6	3.031998	0.146489
25.7	5.839535	0.203364	29.7	3.271317	0.152011
25.8	5.646639	0.199793	29.8	3.010552	0.146220

$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差	$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差
29.9	2.696994	0.137995	33.9	2.076235	0.121210
30.0	2.863273	0.142261	34.0	1.837676	0.113684
30.1	2.725011	0.138803	34.1	1.931002	0.116597
30.2	2.799552	0.140637	34.2	1.898772	0.115723
30.3	2.846098	0.141984	34.3	1.899097	0.115780
30.4	2.751520	0.139392	34.4	1.728486	0.110471
30.5	2.691440	0.137942	34.5	2.013073	0.119304
30.6	2.563384	0.134682	34.6	1.754111	0.111362
30.7	2.835967	0.141548	34.7	1.824590	0.113461
30.8	2.803070	0.140626	34.8	1.661678	0.108298
30.9	2.541691	0.134054	34.9	1.880993	0.115681
31.0	2.623178	0.136333	35.0	1.734532	0.110538
31.1	2.368640	0.129251	35.1	1.627308	0.107391
31.2	2.639878	0.136935	35.2	1.430494	0.100366
31.3	2.467448	0.131912	35.3	1.592845	0.105980
31.4	2.418395	0.130638	35.4	1.570011	0.105471
31.5	2.293687	0.127431	35.5	1.533102	0.104134
31.6	2.548658	0.133999	35.6	1.503317	0.102936
31.7	2.336341	0.128560	35.7	1.577542	0.105378
31.8	2.212717	0.124823	35.8	1.690082	0.109191
31.9	2.371468	0.129470	35.9	1.642969	0.107450
32.0	2.379275	0.129434	36.0	1.507584	0.103378
32.1	2.330510	0.128425	36.1	1.518170	0.103074
32.2	2.244173	0.126258	36.2	1.438369	0.100627
32.3	2.333957	0.128212	36.3	1.597609	0.106254
32.4	1.984320	0.118072	36.4	1.253905	0.094489
32.5	2.110449	0.122149	36.5	1.480039	0.102208
32.6	2.040604	0.120090	36.6	1.363887	0.098208
32.7	2.192140	0.124648	36.7	1.376856	0.098375
32.8	2.049174	0.120382	36.8	1.714374	0.110069
32.9	2.159017	0.123874	36.9	1.343000	0.097622
33.0	2.139173	0.122798	37.0	1.454573	0.101581
33.1	1.926862	0.116671	37.1	1.186833	0.091875
33.2	1.979670	0.118319	37.2	1.446241	0.101123
33.3	1.978898	0.117993	37.3	1.239064	0.093727
33.4	2.161497	0.123708	37.4	1.200850	0.092347
33.5	1.822913	0.113614	37.5	1.116761	0.088943
33.6	2.172621	0.123976	37.6	1.360980	0.098137
33.7	2.220715	0.125336	37.7	1.098099	0.088051
33.8	1.983094	0.118288	37.8	0.995898	0.084352

$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差	$E_x(^6\text{He})$	微分断面積 [$\mu\text{b}/\text{sr}^2 \text{ MeV}^2$]	誤差
37.9	1.233212	0.093416	39.0	0.838433	0.076812
38.0	1.039306	0.085845	39.1	0.873811	0.078684
38.1	1.063896	0.086643	39.2	0.905996	0.079968
38.2	1.054570	0.086514	39.3	1.069399	0.086705
38.3	1.122439	0.088923	39.4	0.807353	0.075524
38.4	1.168423	0.091160	39.5	0.756706	0.073117
38.5	1.114113	0.088952	39.6	1.021595	0.085089
38.6	1.057715	0.086311	39.7	0.874921	0.078593
38.7	1.063425	0.086704	39.8	0.952930	0.082016
38.8	0.866247	0.077830	39.9	0.764851	0.073225
38.9	1.005134	0.084353	40.0	0.798183	0.075066