

修士論文

陽子非弾性散乱実験による中性子一口一  
核 ${}^6\text{He}$ の研究

橋本 佳子



東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻

2006年2月13日

## 概要

近年の重イオン加速器技術の進展により、これまで研究不可能であった中性子ドリップライン上の不安定原子核が二次ビームとして得られるようになり、こうした原子核の核構造の研究が進みつつある。中性子過剰領域の原子核では、安定核領域では見られない特異構造を持つ原子核が発見されており、その一つに、「中性子ハロー核」がある。例えば ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ といった原子核は、二中性子ハロー核と呼ばれる原子核であり、その構造は、通常の原子核密度を持つコアの周囲に、中性子分離エネルギー 1 MeV 以下という非常に小さい値で弱く束縛した二中性子が、薄く広い密度分布で分布しているという構造を持っている。また、この二中性子ハロー核はボロミアン核とも言われ、コア - 中性子、中性子 - 中性子といった二体では束縛状態を持たず、コア - 中性子 - 中性子の、三体でのみ束縛状態を持っている。このような特殊な三体系の束縛メカニズムは、実験的にも理論的にも未だ解明されていない。

本研究では、三体の共鳴状態であると示唆されている ${}^6\text{He}$ の第一励起状態 ${}^6\text{He}(2^+)$ に着目し、 ${}^6\text{He}$ の陽子非弾性散乱実験を行い、この励起状態の性質を調べた。実験は、理化学研究所の加速器研究施設 RARF(RIKEN Accelerator Research Facility)の入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)で行なわれた。 ${}^6\text{He}(2^+)$ の状態から崩壊して放出される ${}^4\text{He}$ と二中性子の運動量を同時測定し、不変質量法を用いて三体の相対エネルギーを求めた。その結果、 ${}^6\text{He}(2^+)$ の共鳴エネルギーとして $0.90 \pm 0.09(\text{sta.}) \pm 0.04(\text{sys.})$  MeV、 ${}^6\text{He}(2^+)$ への散乱断面積は、 $\sigma(0 \leq \theta_{\text{CM}} \leq 60 [\text{deg}], 0 \leq E_{\text{rel}} \leq 1.5 [\text{MeV}]) = 16.7$  mbであった。また、 ${}^6\text{He}(2^+)$ の散乱角度分布を、多チャンネル結合計算コードの計算値との比較を行うことにより、 $\Delta L = 2$ の遷移であることが確かめられた。さらに、コア - 中性子間、中性子 - 中性子間の二体の相対エネルギー - の相関をみた Dalitz plot を調べることにより、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^5\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ という連続崩壊過程 (Sequential decay) を示す相関があることが明らかになった。 ${}^6\text{He}$ という非常にシンプルなボロミアン核の崩壊過程が、非束縛核 ${}^5\text{He}$ を経由する連続崩壊であることを示すこの結果は、他の三体系の束縛メカニズムを探るうえでも非常に重要であると考えられる。

## abstract

Recent development of high-energy heavy-ion accelerators enables us to obtain secondary radioactive ion beam of neutron-rich nuclei on neutron drip line. Such extremely neutron-rich nuclei often possess exotic structures. "Neutron halo" is one of such phenomena, which is characterized by a novel twofold structure composed of a core with normal nuclear density and a halo with the low density with very small neutron separation energy. For example,  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{11}\text{Li}$  are two neutron halo nuclei, which contain two neutrons in the halo. These two neutron halo nuclei are also interesting in terms of the characteristic three body property, so called Borromean. The Borromean nucleus is bound by a three-body system("core + n + n"), but its two-body sub-systems("n + n" and "core + n") are not bound. This type of unique binding mechanism is not well understood both in experimental and theoretical points of view.

In the present study, we have investigated the first  $2^+$  excited state of  ${}^6\text{He}$ , which has been considered to be a resonance with three-body nature. We have done the proton inelastic scattering on  ${}^6\text{He}$  in inverse kinematics. The experiment was performed at the RIPS beam line at the RIKEN Accelerator Reserch Facility. We measured all the decay products,  ${}^4\text{He}$  and two neutrons from this  $2^+$  excited state. We obtained relative energy spectrum of  ${}^4\text{He} + n + n$ . The obtained resonance energy is  $0.90 \pm 0.14$  MeV in the relative energy, and the total inelastic cross section is  $16.7 \pm 2.7$  mb ( $0 \leq \theta_{\text{CM}} \leq 60$  [deg],  $0 \leq E_{\text{rel}} \leq 1.5$  [MeV]). We have analyzed the angular distribution of this reaction for the transition to the first  $2^+$  excited state by using a coupled-channel DWBA code ECIS97 with an appropriate optical potential. We have confirmed that this transition occurs as a  $\Delta L = 2$  transition. We have investigated three-body decay characteristics by using the Dalitz plot, consisting of two-body relative energy  $E_{\text{rel}}(n + n)$  and  $E_{\text{rel}}({}^4\text{He} + n)$ . The result shows an evidence for the sequential decay mechanism:  ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^5\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ . The present result that such a simple Borromean nucleus  ${}^6\text{He}$  decays via the  ${}^5\text{He}$  resonance may indicate that such an intermediate resonance state plays an important role in the Borromean system.

# 目次

第1章 序	8
第2章 実験手法	16
2.1 不変質量法	16
第3章 実験	18
3.1 不安定核ビーム	18
3.1.1 一次ビーム生成	18
3.1.2 二次ビーム生成	20
3.2 実験セットアップ	22
3.3 二次ビーム測定系	25
3.3.1 プラスチックシンチレーター (SF2)	25
3.3.2 サイクロトロンの加速タイミング (RF)	25
3.3.3 PPAC(Parallel plate avalanche counter)	25
3.4 液体水素ターゲット	27
3.5 線検出器群	27
3.6 荷電粒子測定系	28
3.6.1 マルチワイヤードリフトチェンバー (MDC)	28
3.6.2 双極子電磁石 (B-mag)	28
3.6.3 ドリフトチェンバー (FDC3)	29
3.6.4 Plastic Scintillator Hodoscope (HOD)	29
3.7 中性子測定系	31
3.7.1 Veto Counter(VETO)	31
3.7.2 Neutron Counter(NEUT)	34
3.8 トリガー回路	36
第4章 実験データ解析	37
4.1 二次ビーム測定系	37
4.1.1 二次ビームの粒子識別	37
4.1.2 PPAC 解析	39
4.2 荷電粒子測定系	40
4.2.1 Plastic Scintillator Hodoscope(HOD) の解析	40
4.2.2 ドリフトチェンバー MDC の解析	41
4.2.3 ドリフトチェンバー FDC3 の解析	44

4.3	中性子検出器の解析	50
4.3.1	プラスチックシンチレーターの左右の時間差 $dT$ による位置合わせ	50
4.3.2	プラスチックシンチレーター中の光速度	52
4.3.3	slew 補正	54
4.3.4	プラスチックカウンターの gain 合わせ	59
4.3.5	中性子検出器の絶対時間合わせ	64
4.3.6	中性子検出器の検出効率	66
<b>第 5 章</b>	<b>結果と考察</b>	<b>68</b>
5.1	${}^6\text{He}$ の相対エネルギー	68
5.2	${}^6\text{He}(2^+)$ の散乱角度分布	71
5.3	Dalitz Plot	73
5.4	2 中性子の相対角度分布	76
<b>第 6 章</b>	<b>まとめと展望</b>	<b>80</b>
<b>第 7 章</b>	<b>APPENDIX</b>	<b>81</b>
7.1	ベータ・プロットホの式	81
7.2	多重中性子解析について	81
7.2.1	多重中性子検出時のクロストーク現象について	82
7.2.2	多重中性子解析の詳細	82
7.2.3	中性子検出器系のアクセプタンス補正	84
7.3	相対エネルギー - スペクトルのフィッティング	86
7.4	相対エネルギー - の測定分解能	88
7.5	三体崩壊の位相空間	90
7.6	ランダウ分布について	91
7.6.1	物質が厚い場合	92
7.6.2	物質が薄い場合	92
7.6.3	ランダウ分布	93
7.7	He 同位体のエネルギー準位	95

## 目次

1.1	軽原子核付近の核図表。 . . . . .	8
1.2	質量数と核半径の相関図 ([27])。 . . . . .	10
1.3	2 中性子分離エネルギーと、核半径の相関図 ([22])。 . . . . .	10
1.4	三体系束縛核 (Borromean 核) の概念図。 . . . . .	11
1.5	${}^6\text{He}$ のエネルギー準位図 . . . . .	12
1.6	Missing mass method による ${}^6\text{He}(2^+)$ の共鳴状態研究 ([6])。 . . . . .	13
1.7	C 標的による ${}^6\text{He}$ の一中性子ロックアウト反応での ${}^5\text{He}(2/3^-)$ の運動量分布 ([5])。 . . . . .	14
1.8	三体系束縛核 (Borromean 核) ${}^6\text{He}$ の概念図。 . . . . .	15
2.1	実験手法の概念図。 . . . . .	16
2.2	散乱粒子の運動量の合成による、散乱角度の求め方。 . . . . .	17
2.3	相対エネルギー ( $E_{\text{rel}}$ ) と分離エネルギー ( $S_n$ )、励起エネルギー ( $E_x$ ) の関係。 . . . . .	17
3.1	RIKEN Accelerator Reserch Facility(RARF) のビームライン。 . . . . .	19
3.2	RIKEN Projectile fragment Separator(RIPS) のビームライン。 . . . . .	21
3.3	二次ターゲット下流の実験エリア内セットアップ (1)。 . . . . .	23
3.4	二次ターゲット下流の実験エリア内セットアップ (2) : 図 3.3 を上から見た図。 . . . . .	24
3.5	F3 に配置された PPAC([9] 参照)。 . . . . .	26
3.6	線検出器 (ビーム上流から見た図) . . . . .	27
3.7	上段は、MDC を荷電粒子入射方向から見た図。有感領域は $190\text{ mm} \times 140\text{ mm}$ である。下段は MDC を真上から見た図。センス面は、X 面が 4 面、U,V 面が各 2 面ずつの合計 8 面から構成されている ([10] より)。 . . . . .	28
3.8	Plastic scintillater hodscope の構成 : 厚さ $10\text{ mm}$ $100 \times 450\text{ mm}^2$ のプラスチックシンチレーターで作られた、7 本のプラスチックカウンターで構成されている。 . . . . .	30
3.9	Veto counter の構成: 合計 23 本のプラスチックカウンターで構成されている。ターゲットからビームラインに沿って下流へ $4414\text{ mm}$ の位置 (ターゲット中心から VETO 中心までの距離) に配置した。 . . . . .	33
3.10	Neutron Counter の構成。 . . . . .	35
3.11	トリガー回路。 . . . . .	36
4.1	RIPS の F2 焦点面における二次ビームの粒子識別 . . . . .	38

4.2	二次標的における二次ビーム ${}^6\text{He}$ の位置と角度: (a) 横軸 X [mm] と縦軸 $\theta_x$ [mrad] の相関 (b) 横軸 Y [mm] と縦軸 $\theta_y$ [mrad] の相関。 . . . . .	39
4.3	二次標的で散乱された、荷電粒子の識別:(a)HOD で測定された波高と TOF の相関。 (b) は、(a) を補正して、電荷 Z の一次元ヒストグラムにした図である (Trigger は Neutron Trigger (N*B) である)。 . . . . .	40
4.4	MDC の X 面の解析: (a) 横軸: ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸: ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 8.0 mm である。 (b) は、MDC の分解能にあたる残差分布。これより、X 面の位置分解能は、 $\sigma_x = 45.7[\mu\text{m}]$ であった。 . . . . .	42
4.5	MDC の UV 面の解析: (a) 横軸: ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸: ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 8.0 mm である。 (b) は、MDC の分解能にあたる残差分布。これより、UV 面の位置分解能は、Y 方向の位置分解能に換算すると $\sigma_y = 32.3[\mu\text{m}]$ であった。 . . . . .	42
4.6	PPAC と MDC の位置 X と位置 Y の相関。 . . . . .	43
4.7	PPAC と MDC のと角度 $\theta_x$ と角度 $\theta_y$ の相関。 . . . . .	44
4.8	FDC3 の位置 X の解析: (a) 横軸: ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸: ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 20.0 mm である。 (b) 横軸: ドリフト時間と縦軸: ドリフト距離の差 ( $dd_1 - dd_2$ ) (c) は、(b) を y 軸方向へ投影した一次元ヒストグラム。ピークの幅は FDC3 の分解能にあたる。X の位置分解能は、 $\sigma_x = 164.0[\mu\text{m}]$ であった。 . . . . .	45
4.9	FDC3 の位置 Y の解析: (a) 横軸: ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸: ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 20.0 mm である。 (b) 横軸: ドリフト時間と縦軸: ドリフト距離の差 ( $dd_1 - dd_2$ ) (c) は、(b) を y 軸方向へ投影した一次元ヒストグラム。ピークの幅は FDC3 の分解能にあたる。Y の位置分解能は、 $\sigma_y = 130.5[\mu\text{m}]$ であった。 . . . . .	46
4.10	$\delta_1$ による質量数の分離 ( $A_1$ )。 . . . . .	48
4.11	$\delta_2$ による質量数の分離 ( $A_2$ )。 . . . . .	48
4.12	質量数 $A_1, A_2$ の平均。 . . . . .	49
4.13	dT 分布の例。点線はプラスチックカウンターの左右の中心位置合わせの方法を模式化したもの (LN1-2)。 . . . . .	50
4.14	中心合わせを行なった後の、LN1 の 12 本のシンチレーター dT の分布。LN1 の最上段に設置した LN1-1 は、信号が取れていなかったので解析から除外している。また、LN2-1, SN6-8 も同様に信号が取れていなかったので解析から除外している。 . . . . .	51
4.15	プラスチックカウンター (LN1-L) 中での光速の決定。X の幅を、2140mm に揃えるように合わせている。 . . . . .	53
4.16	A による、T の相関を現した図。A が小さいほどタイミングがずれて、T は遅くなる様子がみられる。 . . . . .	54
4.17	slew 補正前の SN6-L における、A と T の相関。 . . . . .	55
4.18	slew 補正後の SN6-L における、A と T の相関。時間は原点 $T = 0$ に合わせられた。 . . . . .	56

4.19	LN1,2 をビーム下流から見た図。 . . . . .	57
4.20	LN3,4 をビーム下流から見た図。 . . . . .	58
4.21	SN5,6 をビーム下流から見た図。 . . . . .	58
4.22	プラスチックカウンター (LN1-L) 中での、宇宙線のエネルギー損失 ( $A_L$ [channel]) のスペクトル。 . . . . .	60
4.23	プラスチックシンチレーター中の飛程 6.1 cm とした、GEANT によるエネルギー損失のシミュレーション。(a): GEANT から出力されるエネルギー損失の分布。(b): GEANT の出力を、中性子検出器の分解能で鈍らせた分布。 . . . . .	61
4.24	プラスチックカウンター (LN1-7, LN1-9) での、宇宙線のエネルギー損失 $A$ [MeV] と $dT$ [ns] の相関分布。PMT に近い位置ほど集光率がよく、波高は大きくなる。 . . . . .	62
4.25	波高の位置依存性を考慮して gain 合わせした後の、プラスチックカウンター (LN1-7, LN1-9) での、宇宙線のエネルギー損失 $A$ [MeV] と $dT$ [ns] の相関分布。 . . . . .	63
4.26	中性子検出器の絶対時間: 早い時間の位置に見えている鋭いピークがガンマ線のピークである。 . . . . .	65
4.27	LN1 における $\beta$ の分布。1 本のピークが見えているが、これは ${}^7\text{Be}$ の基底状態と第一励起状態の 2 本のピークの重なりである。 . . . . .	67
4.28	中性子検出器の各面 LN1,2,3,4, SN5,6 における、 $\beta$ の分布。 . . . . .	67
5.1	散乱角度 $0.0 [\text{deg}] \leq \theta_{\text{CM}} \leq 60 [\text{deg}]$ の範囲で積分した相対エネルギー $E_{\text{rel}}$ のスペクトル。実線は、Bright-Wigner 関数と、分布を再現するような適切な background を足した関数によるフィッティングの結果である。 . . . . .	69
5.2	光学ポテンシャルの値 [17],[18] . . . . .	71
5.3	${}^6\text{He}$ . . . . .	72
5.4	共鳴状態 ${}^6\text{He}(2^+)$ の崩壊過程。 . . . . .	73
5.5	(a): シミュレーションによって求めた、運動学的に許容される位相空間に一樣に崩壊した場合の二体の相対エネルギーの相関。横軸が $E_{\text{rel}}(n+n)$ 、縦軸が $E_{\text{rel}}(\alpha+n)$ 。(b): 実験データを解析した結果の、二体の相対エネルギーの相関。横軸が $E_{\text{rel}}(n1+n2)$ 、縦軸が $E_{\text{rel}}(\alpha+n1)$ 。(c): 実験データを解析した結果の、二体の相対エネルギーの相関。横軸が $E_{\text{rel}}(n1+n2)$ 、縦軸が $E_{\text{rel}}(\alpha+n2)$ 。 . . . . .	74
5.6	(a): 図 5.5 の (c) と同じ図。実験データを解析した結果の、二体の相対エネルギーの相関。横軸が $E_{\text{rel}}(n1+n2)$ 、縦軸が $E_{\text{rel}}(\alpha+n2)$ 。(b): 図 (a) を Y 軸方向へプロジェクションした図。実線は、ローレンツ分布関数と二次関数の合成関数でフィッティングした結果である。フィッティングの結果、ローレンツ分布のピークは $\approx 0.6$ MeV であった。(c): 図 (a) を X 軸方向へプロジェクションした図。実線は、ガウシアン関数と二次関数の合成関数でフィッティングした結果である。フィッティングの結果、ガウシアン分布のピークは $\approx 0$ MeV であった。 . . . . .	75
5.7	相対散乱角度の概念図。 . . . . .	77

5.8	相対散乱角度分布。横軸は $\cos \theta_{nn}$ 、縦軸は $d\sigma/d(\cos \theta_{nn})$ である。二中性子が一個ずつ放出されて崩壊していく場合には、 $\cos \theta_{nn} = 0$ の軸を中心に、対称な分布が得られるはずである。(図中の点線は中間状態 $j = 1/2, j = 3/2$ の場合の関数を示している。)しかし実験データは、 $\cos \theta_{nn} = 1$ つまり $\theta_{nn} = 0$ 方向に偏りがみられ、非対称分布になっている。これは、崩壊過程に ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$ という Di-neutron の過程が含まれていることを示していると解釈できる (図 5.9 参照)。	78
5.9	崩壊過程のモデル図。(a) は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^5\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ という ${}^5\text{He}$ を経由する Sequential decay。(b) は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^4\text{He} + 2n(\text{di-neutron}) \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ という、 $n+n(\text{di-neutron})$ を経由する Sequential decay。(c) は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$ という、直接三体へ分解する decay。	79
7.1	アクセプタンス計算方法 1 による、 $\theta_{CM}$ アクセプタンスのマップ。	85
7.2	アクセプタンス計算方法 2 による、 $\theta_{CM}$ アクセプタンスのマップ。	86
7.3	ランダウ分布 ([11] より)。	93
7.4	${}^5\text{He}$ のエネルギー準位図	95

## 表目次

3.1	二次ターゲット位置における二次ビームのビームプロファイル。 . . . . .	20
3.2	二次ターゲット。 . . . . .	20
3.3	プラスチックシンチレーターの組成。 . . . . .	25
3.4	VETO を構成するプラスチックシンチレーターの寸法。 . . . . .	32
4.1	陽子数 $Z$ を識別する分解能。 . . . . .	41
4.2	質量数 $A$ の分解能。 . . . . .	49
4.3	中性子検出器を構成している各プラスチックカウンター中でのシンチレーション光の伝搬速度 (次の 4.3.3 章における、slew 補正後の値)。単位は mm/ns である。 . . . . .	52
4.4	Neutron Counter の時間分解能 ( $\sigma$ ) . . . . .	57
4.5	Brass target から中性子検出器各面までの TOF の計算値。 . . . . .	64
4.6	${}^7\text{Li}$ の標的厚。 . . . . .	66
4.7	中性子検出器の各面の検出効率。 . . . . .	66
5.1	Bright-Wigner 共鳴関数から求められた物理量 . . . . .	69
7.1	70MeV/nucleon のエネルギー領域における $n$ と $C$ との反応 . . . . .	82
7.2	Different Wall event のヒットパターンと解析条件。 . . . . .	83
7.3	Same Wall event のヒットパターンと解析条件。 . . . . .	84
7.4	$v_l$ の $l$ 依存性。ただし、 $x = k R$ 。 . . . . .	87
7.5	中性子検出器の分解能。 . . . . .	89
7.6	荷電粒子測定系の分解能。標的なしの RUN において、弾性散乱した ${}^6\text{He}$ の上流と下流での運動量の差から荷電粒子測定系の分解能を求めた。ただし、 $P_{\text{total}} = 2218.1\text{MeV}/c$ である。 . . . . .	89

# 第1章 序

近年の重イオン加速器技術の発展により、軽い中性子過剰核領域において、魔法数の消失といった殻構造の変化や、中性子スキン、中性子ハロー、中性子と陽子の密度分布の違いといった特異構造が発見されるなど、安定核では見られなかった性質を持つ原子核の存在が確認されている。

図 1.1 は、軽い原子核領域における核図表である。この中で、紫色で示された原子核は、いずれも中性子分離エネルギーが 1 MeV 以下と大変小さく、そのため価中性子が非常に薄く広く分布するというハロー構造を持っており、中性子ハロー核と呼ばれる。中性子ハロー核には、 $^{11}\text{Li}$  のような一中性子ハロー核と、 $^{11}\text{Li}$  のような二中性子ハロー核がある。本研究の対象である  $^6\text{He}$  も、後に述べるように二中性子ハロー核の一つと考えられている。本研究の目的は、この  $^6\text{He}$  の第一励起状態を調べ、励起状態からの崩壊メカニズムを調べることである。

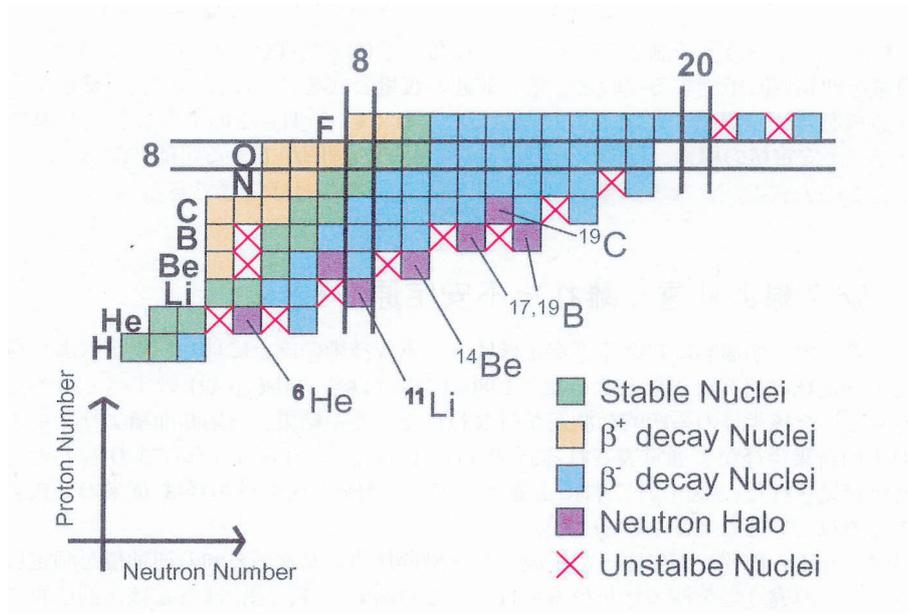


図 1.1: 軽原子核付近の核図表。

安定核付近の原子核は、質量数  $A$  に依存せず原子核密度が一定であることが知られている (原子核密度の飽和性)。これは、核力が短距離力であることに由来する。そのため、原子核半径  $R_0$  は、

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (r_0 \cong 1.2 \text{ fm}) \quad (1.1)$$

という関係がよい近似で成り立っている。

この式 1.1 を中性子過剰核領域の原子核に適用してみる。例えば、 ${}^6\text{He}$  の場合、

$$R_{{}^6\text{He}} = r_0 6^{1/3} = 2.18 \text{ fm} \quad (1.2)$$

となる。しかし、実際の  ${}^6\text{He}$  の原子核半径  $R_0$  は、2.52 fm [19] であり、系統的な値に比べて大きな値を持っている。これは、中性子過剰になったことで、中性子と陽子のフェルミ面の違いが顕著になり中性子スキンが形成されたためとする見方や、一方では、 ${}^6\text{He}$  は非常に小さな二中性子分離エネルギー ( $S_{2n} = 0.973 \text{ MeV}$ ) を持っており、かつ価中性子が  $p$  軌道で弱い遠心力ポテンシャル ( $=l(l+1)\hbar^2/2\mu r^2$ ) しか持たないために、トンネル効果によって価中性子が核外へ広く薄く浸みだしている中性子ハローの構造を持っているためである、という見方がある。(  ${}^6\text{He}$  が中性子スキンであるか中性子ハローであるかの議論は、GANIL において研究され [6, 7]、中性子ハロー核の描像がよく合うという報告がある。) 価中性子の中性子分離エネルギーを  $S_n$ 、換算質量を  $\mu$ 、原子核中心からの距離を  $r$  とすると、核外の波動関数は漸近的に以下のように表される。

$$\varphi_{2n} \propto \exp(-\kappa r)/r, \quad \kappa = \sqrt{2\mu S_{2n}}/\hbar \quad \text{for } l=0 \quad (1.3)$$

中性子過剰核の核半径の様子を表した図が、図 1.2 と図 1.3 である。2 中性子分離エネルギーが非常に小さい ( $< 1.0 \text{ MeV}$ ) 中性子ハロー核は、他の原子核に比べ核半径が大きく広がっていることが分かる。

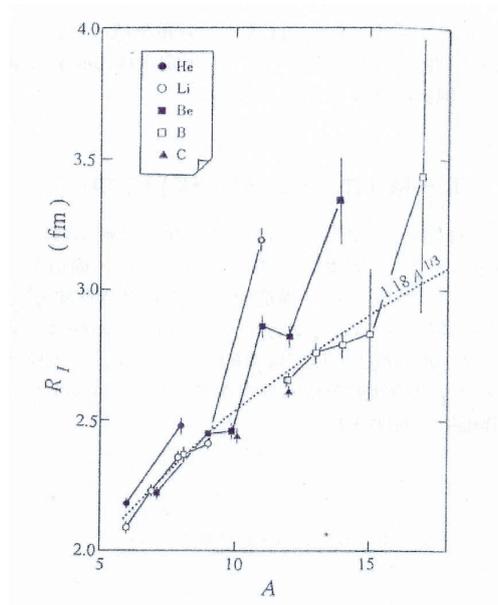


図 1.2: 質量数と核半径の相関図 ([27])。

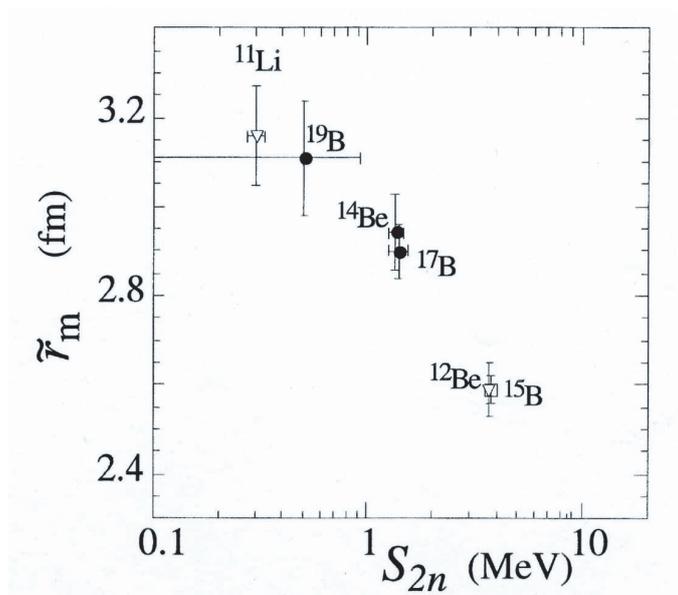


図 1.3: 2 中性子分離エネルギーと、核半径の相関図 ([22])。

また、これら 2 中性子ハロー核は、構成要素である中性子 - コア核、中性子 - 中性子の二体では束縛状態を持たず、三体系になってはじめて束縛状態を持つという性質も兼ね備えている。この構造を持つ原子核を Borromean 核と呼んでいる (図 1.4)。Borromean 核がどのようにして束縛状態を保っているのか、また、どのようにして励起されるのかという問題は、Borromean 核構造を知る上で、非常に興味深い研究対象の一つであり、理論的にも実験的にも様々な研究がなされている。

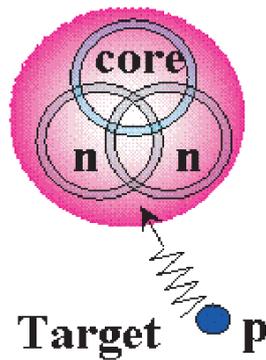


図 1.4: 三体系束縛核 (Borromean 核) の概念図。

${}^6\text{He}$  はもっとも軽い Borromean 核であり、 $\alpha + n + n$  という非常にシンプルなクラスタ構造、または、6 体の核子の多体系として考えることが出来るので、実験結果を精密な理論計算と比較しやすく、様々な研究がなされている。図 1.5 は、これまで知られている  ${}^6\text{He}$  のレベル図である。

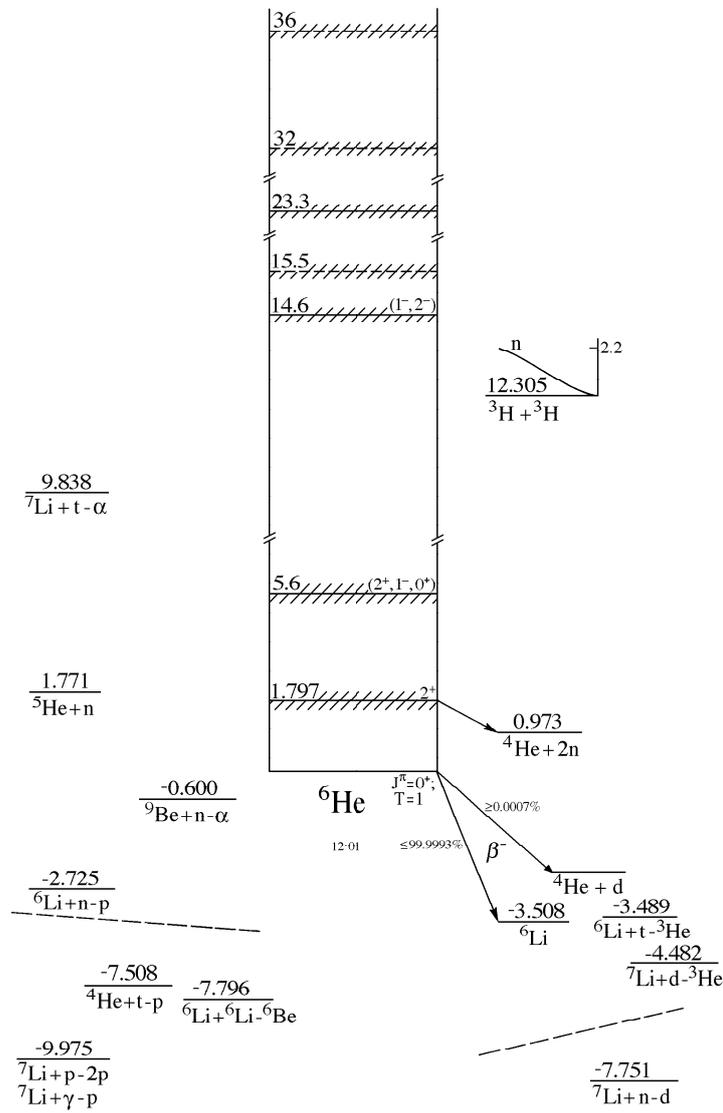


図 1.5:  ${}^6\text{He}$  のエネルギー準位図

GANILにおける[6, 7]の実験では、標的に $(\text{CH}_2)_3$ を使った ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}(p,p'){}^6\text{He}(2^+)$  反応を調べている。ここでは、反跳陽子と ${}^4\text{He}$ の運動量を測定するMissing mass法を用いて実験している。弾性散乱のデータから光学ポテンシャルを求め、その光学ポテンシャルを使って非弾性散乱の散乱角度分布を、 ${}^6\text{He}$ がハロ-とした場合と、スキンとした場合の2通りの理論計算と比較することで、 ${}^6\text{He}$ がハロ-構造であることを示している。

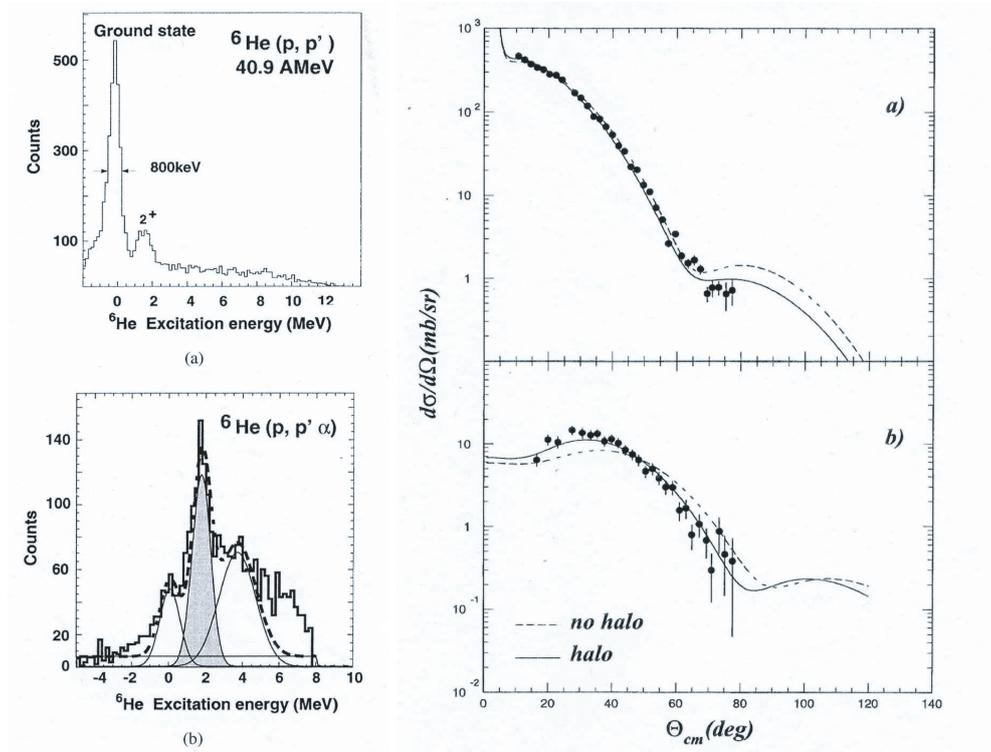
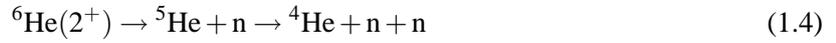


図 1.6: Missing mass method による  ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態研究 ([6])。

また、GSIにおける実験では [5]、C 標的を用いた  ${}^6\text{He}$  の 1 中性子ノックアウト反応から放出される  ${}^4\text{He}$  と  $n$  の運動量を測定している。図 1.7 のように、 $P_{5\text{He}} = P_{4\text{He}} + P_n$  より求められる、 ${}^5\text{He}$  の運動量運動量を調べることで、 ${}^6\text{He}$  中の価中性子の運動量分布が求められる。その運動量分布は、価中性子の空間的広がりや軌道成分に依存するものである。さらに、 ${}^5\text{He}(3/2^-)$ ,  ${}^4\text{He}, n$  の運動量分布の幅から、



といった、 ${}^6\text{He}$  の連続崩壊過程 (Sequential decay) の情報を導き出そうとしている。しかし、図 1.7 のように、理論計算は実験結果を再現せず、 ${}^4\text{He} - n$  が相関しているという確定した結論が得られていない。

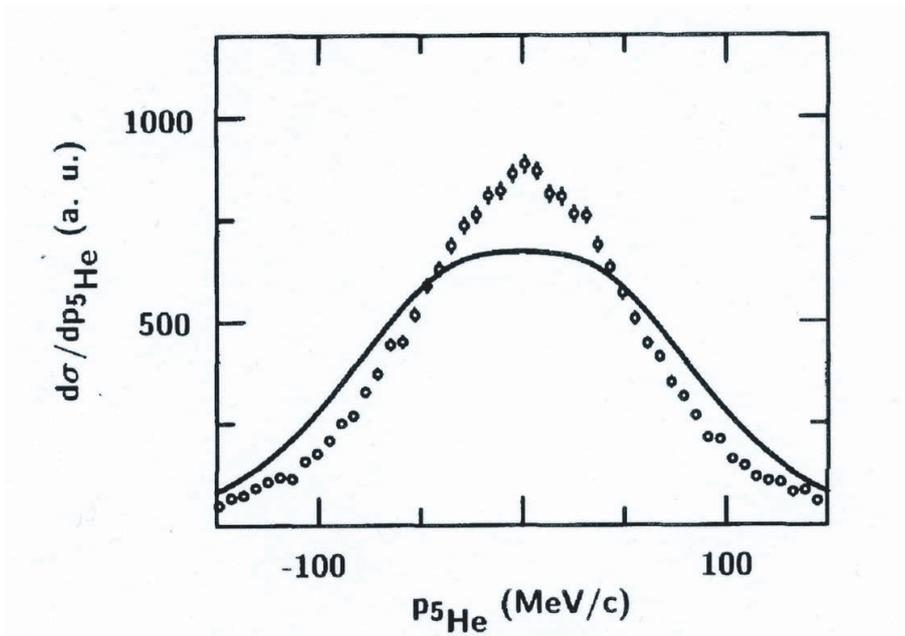


図 1.7: C 標的による  ${}^6\text{He}$  の一中性子ノックアウト反応での  ${}^5\text{He}(2/3^-)$  の運動量分布 ([5])。

${}^6\text{He}$  の第一励起状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  は、理論的に、三体力がつくり出すポテンシャルに支えられた共鳴状態であることが示唆されている。我々は、この第一励起状態に注目して、エネルギー - 領域 70 MeV における、 ${}^6\text{He}$  の陽子非弾性散乱実験を、理化学研究所の加速器研究施設 RARF(RIKEN Accelerator Research Facility) の入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator) を用いて行なった。

本研究では、 ${}^6\text{He}$  の相対エネルギー - スペクトルの解析から、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴エネルギー - 、非弾性散乱断面積を求め、さらに、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の散乱角度分布を理論計算と比較する。また、共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  の崩壊により放出される  ${}^4\text{He}_{n,n}$  の全てを測定しており、得られる Dalitz Plot (APPENDIX 7.5 参照) を用いて、その崩壊過程について定性的に議論する。

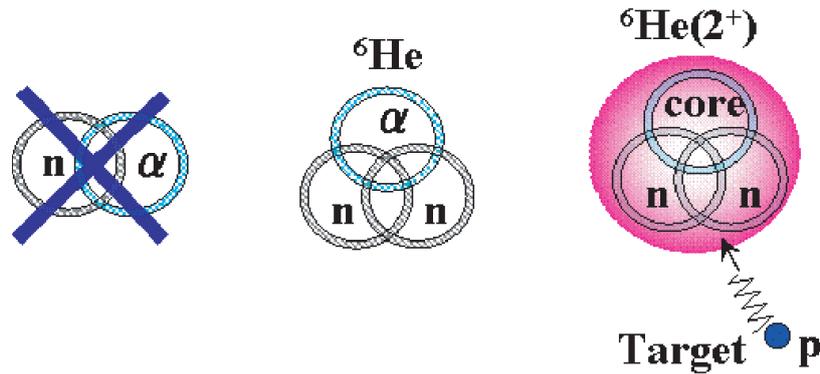


図 1.8: 三体系束縛核 (Borromean 核) ${}^6\text{He}$  の概念図。

以下、第二章では実験手法について、第三章では実験に用いた検出器について、第四章では実験データの解析について、第五章では解析結果について、第六章では本研究のまとめと今後の展望について述べる。

## 第2章 実験手法

### 2.1 不変質量法

ここでは、実験手法として用いた、不変質量法について述べる。図 2.1 は、今回の実験で測定した粒子について図式化したのもである。実験では、入射粒子の運動量  $P_{6\text{He}}$ 、放出粒子の運動量  $P_{4\text{He}}, P_n, P_n$  を各イベントごとに測定している。この放出粒子の3つの運動量ベクトルから、励起状態のエネルギーを求めることができる。

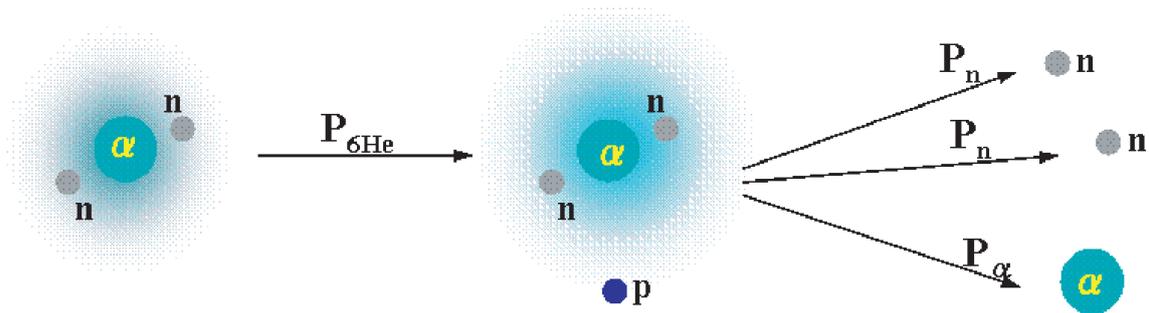


図 2.1: 実験手法の概念図。

静止質量  $M$  の粒子が、 $n$  個の粒子に崩壊したとする。崩壊粒子  $i$  に対して、全エネルギー  $E_i$ 、運動量  $p_i$  とすると、

$$M = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right)^2} \quad (2.1)$$

となる。よって、崩壊して出てきたすべての粒子の質量が既知の場合、励起状態から崩壊して出てくる粒子の運動量を測定することで、励起状態の質量を求めることができる。この不変質量法を用いることの利点は、放出粒子の測定だけで  $E_{\text{rel}}$  が求まり、二次ビームの運動量の広がりや入射角度の広がりに依存しない点である。また、 $\alpha + n + n$  の終状態の質量和を基準点にとった、相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  は、以下のようにして求めることができる。

$$E_{\text{rel}} = M(^6\text{He}(2^+)) - M(\alpha) - M(n) - M(n) \quad (2.2)$$

図 2.3 は、相対エネルギー ( $E_{\text{rel}}$ ) と分離エネルギー ( $S_n$ )、励起エネルギー ( $E_x$ ) の関係を示したものである。次に、散乱角度の求め方について述べる。図 2.2 は、散乱角度の求め方を示した図である。散乱角度は、放出粒子の運動量の合成ベクトル  $P_{6\text{He}^*} = P_{4\text{He}} + P_n + P_n$  と、入射粒子の運動量ベクトル  $P_{6\text{He}}$  との内積から求めることができる。

$$P(^6\text{He}^*) = P(^4\text{He}) + P(n) + P(n)$$

図 2.2: 散乱粒子の運動量の合成による、散乱角度の求め方。

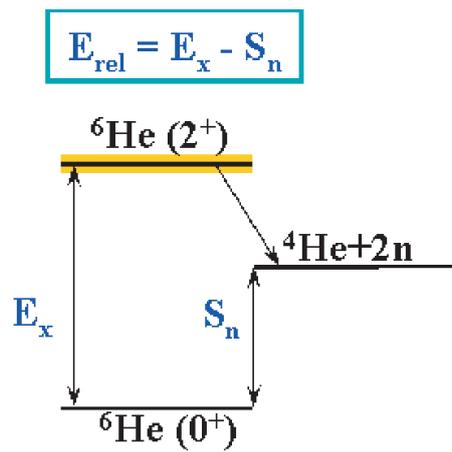


図 2.3: 相対エネルギー ( $E_{\text{rel}}$ ) と分離エネルギー ( $S_n$ )、励起エネルギー ( $E_x$ ) の関係。

## 第3章 実験

実験は、理化学研究所の不安定核ビーム生成ライン RIPS を用いて行なわれた。この章ではまず、RIPS による二次ビームの生成と分離について述べ、次に二次標的まわりの検出器群を、二次ビーム測定系、荷電粒子測定系、中性子測定系に分けて述べる。

### 3.1 不安定核ビーム

本実験では、中性子過剰核  ${}^6\text{He}$  をビームとして用い、陽子を標的として  $p({}^6\text{He}, {}^6\text{He}^*)p'$  の反応を起こしたイベントを取り出し、目的とする中性子過剰核の励起状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  を測定するという、逆運動学の方法をとっている。不安定核ビームの生成には、理化学研究所の加速器研究施設 RARF(図 3.1)にある入射核破砕片分離装置 RIPS(図 3.2)を用いた。

#### 3.1.1 一次ビーム生成

本実験の一次ビーム生成について述べる。  
イオン源で生成された  ${}^{18}\text{O}$  イオンは、AVF サイクロトロンによって前段加速され、リングサイクロトロンでさらに加速される。これらの加速器施設によって、RARF では大強度重イオンビームを利用する実験が可能である。生成された重イオンビームは、四重極電磁石によって収束を保ち、双極子磁石によって軌道を曲げられながら、一次ターゲットのある E6 実験室 (RIPS) まで輸送される。実験では  $100\text{ MeV/nucleon}$  の  ${}^{18}\text{O}$  イオンビームを一次ビームとして用い、 $1.1\text{ g/cm}^2$  厚の一次ターゲット、 ${}^9\text{Be}$  に入射した。

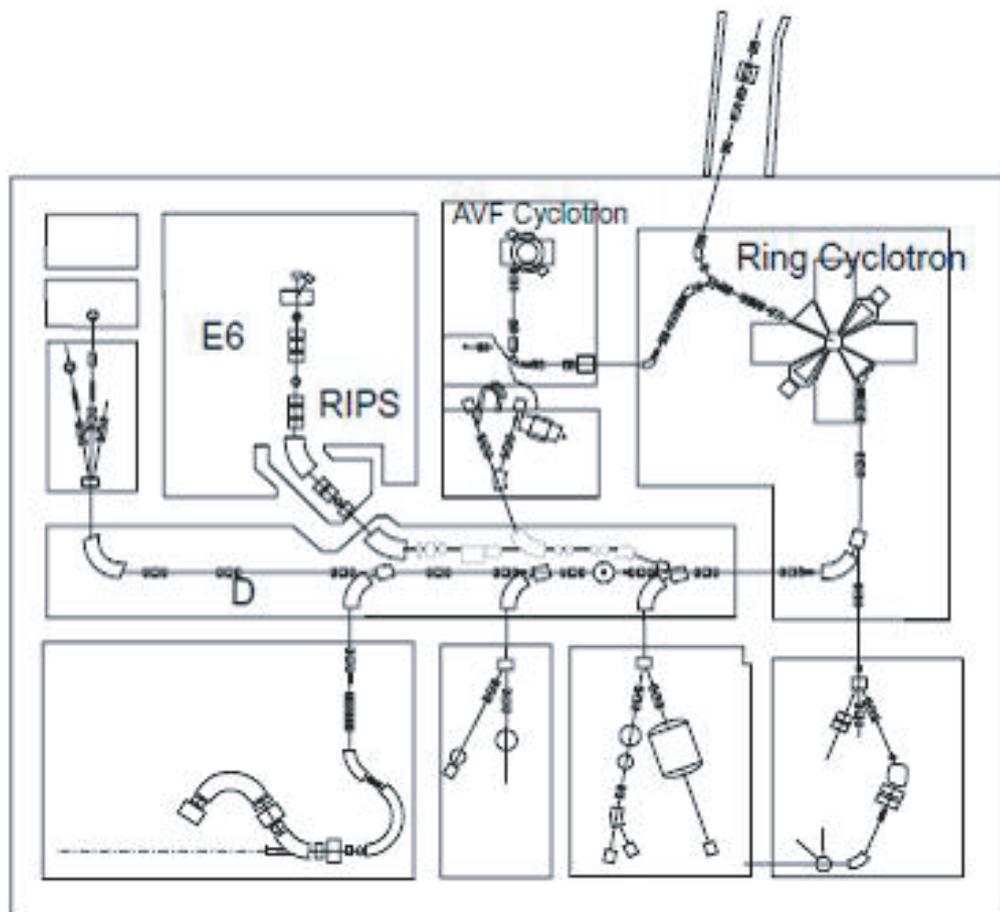


図 3.1: RIKEN Accelerator Research Facility(RARF) のビームライン。

Energy	70 MeV/nucleon
Intensity	$\sim 2 \times 10^4$ cps
$\Delta P/P$	0.1 %
Beam purity	96.9 %

表 3.1: 二次ターゲット位置における二次ビームのビームプロファイル。

Target	Proton(Liquid H <sub>2</sub> )
Thickness	$229.2 \pm 5.8$ mg/cm <sup>2</sup>

表 3.2: 二次ターゲット。

### 3.1.2 二次ビーム生成

本実験の二次ビーム生成について述べる。前述のようにして生成した <sup>18</sup>O の一次ビームを一次標的 <sup>9</sup>Be に入射し、入射核破碎反応により不安定核ビームを生成する。入射核破碎反応では、様々な核種が一度に大量に生成されるため、RIPS(図 3.2) を用いて、目的とする不安定核種を選別して二次ターゲットまで輸送する。

RIPS では、質量電荷比 ( $A/Z$ ) $\times v$  に依存する、重イオンの磁気硬度 (Magnetic rigidity =  $B\rho$ ) の違いと、電荷 ( $Z$ ) に依存するエネルギー減衰板でのエネルギー損失  $\Delta E$  の違いを利用して、目的の ( $A, Z$ ) のイオンを選択する。ビームラインは、中間分散焦点面を持つ二重アクロマティックな光学系となっており、運動学の広がりによらず、位置、角度を収束させることが出来る。通常の運動量アクセプタンスは  $|\Delta P/P| \leq 3.0\%$  であるが、本実験では十分な量の <sup>6</sup>He ビーム量が得られたため、表 3.1 のように、中間焦点面 (F2) の運動量スリットにより、 $|\Delta P/P| \leq 0.1\%$  とアクセプタンスを絞って実験を行なった。

二次ターゲット位置における二次ビーム <sup>6</sup>He のビームプロファイルと、二次ターゲットについての情報を表 3.1、表 3.2 にまとめる。

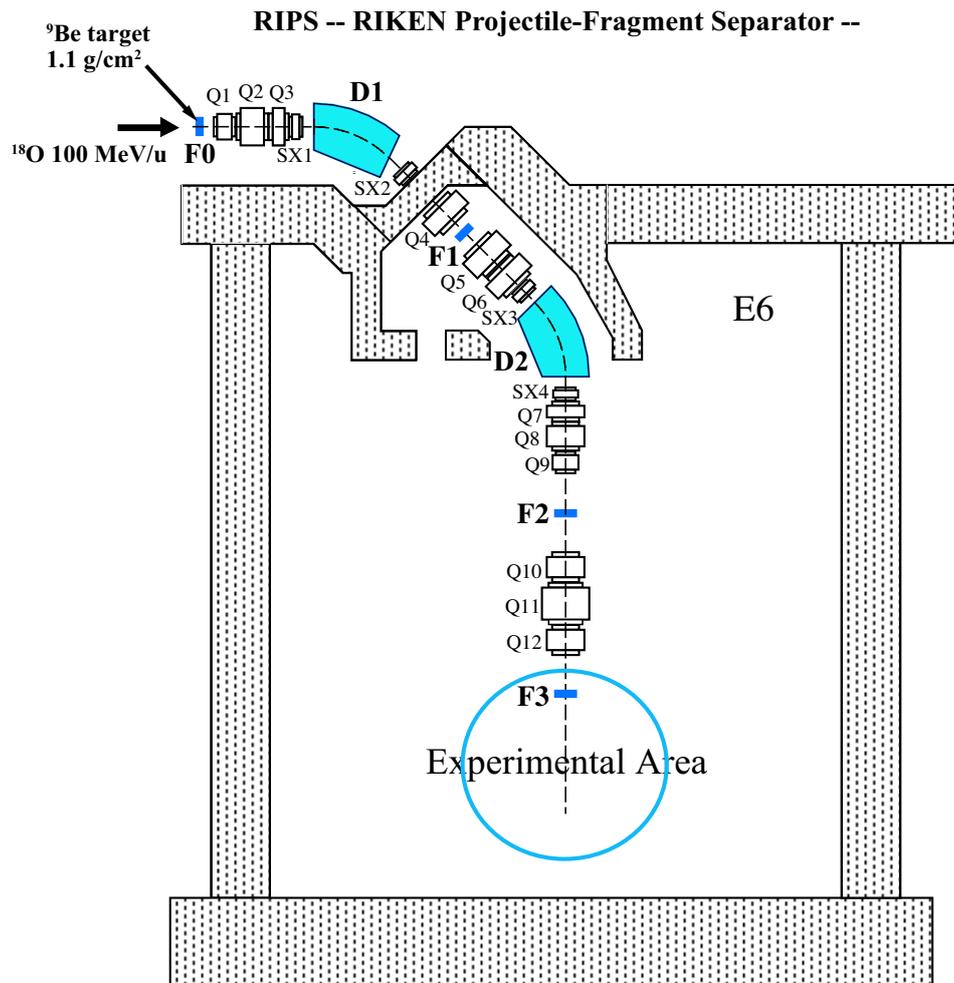


図 3.2: RIKEN Projectile fragment Separator(RIPS) のビームライン。

## 3.2 実験セットアップ

図 3.3、図 3.4 は、二次ターゲット付近の、陽子非弾性散乱を測定するための実験セットアップを示したものである。セットアップの構成要素について上流から説明する。

RIPS で得られた二次ビーム  ${}^6\text{He}$  は、ターゲット直前に配置された二つの PPAC (Parallel Plate Avalanche Counters) によって、ターゲットに入射する入射角と、ターゲット上での入射位置を測定する (二次ビーム測定系)。 ${}^6\text{He}$  が液体水素ターゲットに入射し、反応を起こして生成された荷電粒子、中性子は、ターゲット下流に配置された荷電粒子測定系と中性子測定系でそれぞれ測定される。荷電粒子測定系は、マルチワイヤードリフトチェンバー (MDC)、双極子電磁石 (B-mag)、ドリフトチェンバー (FDC3)、プラスチックシンチレーターホドスコープ (HOD) から構成されている。二次標的から放出してくる散乱荷電粒子は、まず MDC によって、その出射角度が測定される。その後、荷電粒子は、双極子電磁石の磁場中で質量電荷比  $(A/Z) \times V$  に依存する重イオンの磁気硬度 (Magnetic rigidity =  $B\rho$ ) の違いによって軌道を曲げられるので、その飛跡を FDC3 で測定する。そして最下流に位置する HOD で、飛行時間 (TOF) と電荷 ( $Z$ ) に依存するエネルギー損失  $\Delta E$  に対応する Pulse height (A[channel]) を測定する。<sup>1</sup> 中性子測定系は、中性子検出器での荷電粒子イベントを排除するための VETO カウンターと、その下流に、 $6.0\text{ cm} \times 6.0\text{ cm} \times 214.0\text{ cm}$  のプラスチックシンチレーターを 13 段積んだものを 2 面と、 $6.0\text{ cm} \times 6.0\text{ cm} \times 108.5\text{ cm}$  のプラスチックシンチレーターを 15 段積んだものを 2 面、合計 6 面から構成される中性子検出器である。二次標的で生成された中性子は、B-mag による磁場の影響を受けずに、ビームラインに沿って運動を続け、これら 6 面の中性子検出器によって測定される。

次に、各々の検出器について、上流から順に述べる。また、検出器の実験室系の座標系は、解析上、全て以下のように定義した。

X 方向：ビームに乗って水平方向左の側を + とする。

Y 方向：鉛直上向きの方を + とする。

Z 方向：ビームラインで、下流方向を + とする。

図 3.4 には、実験セットアップとともに、この座標系も記している。

<sup>1</sup> エネルギー損失と波高は完全には比例していない。

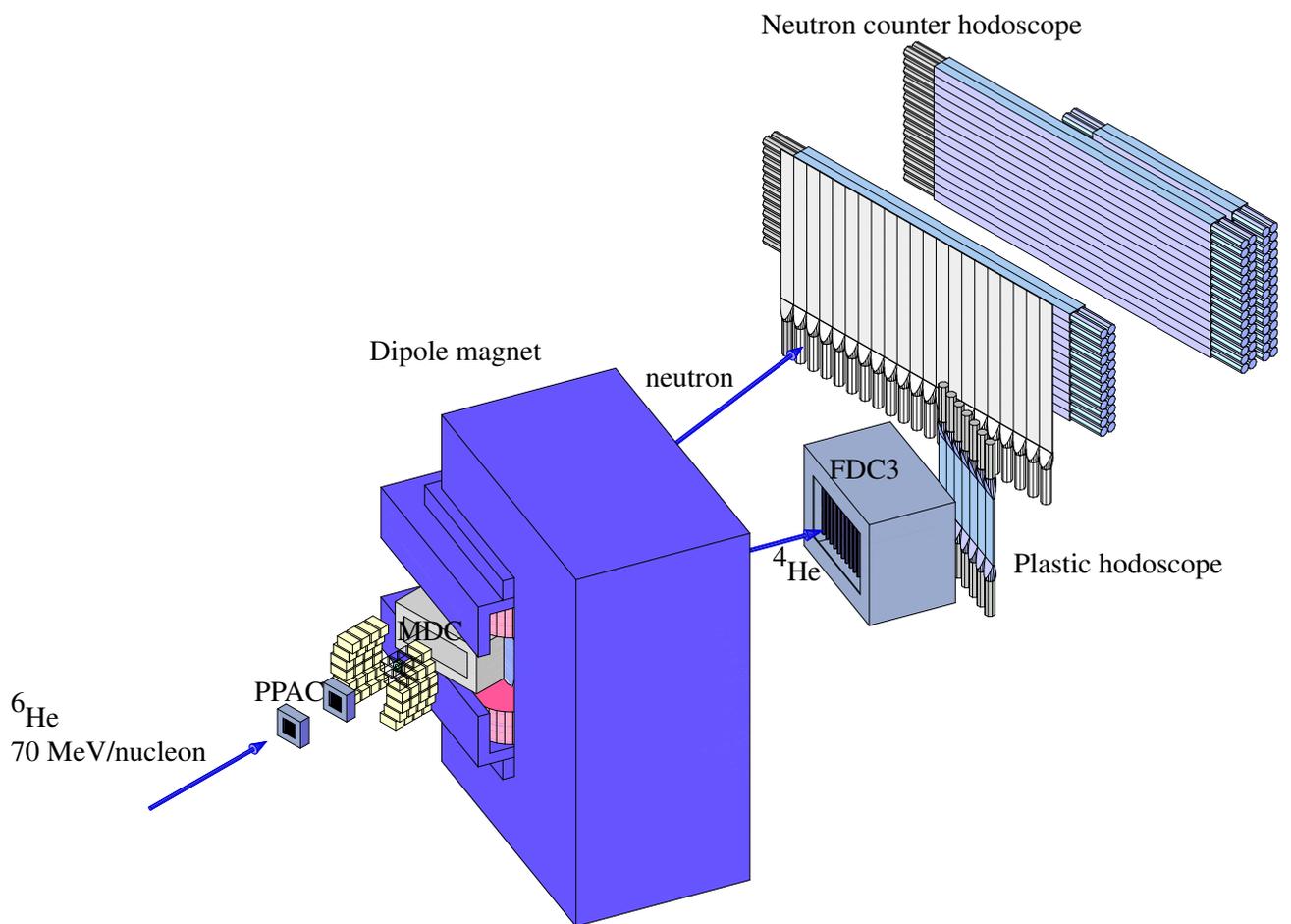


図 3.3: 二次ターゲット下流の実験エリア内セットアップ (1)。

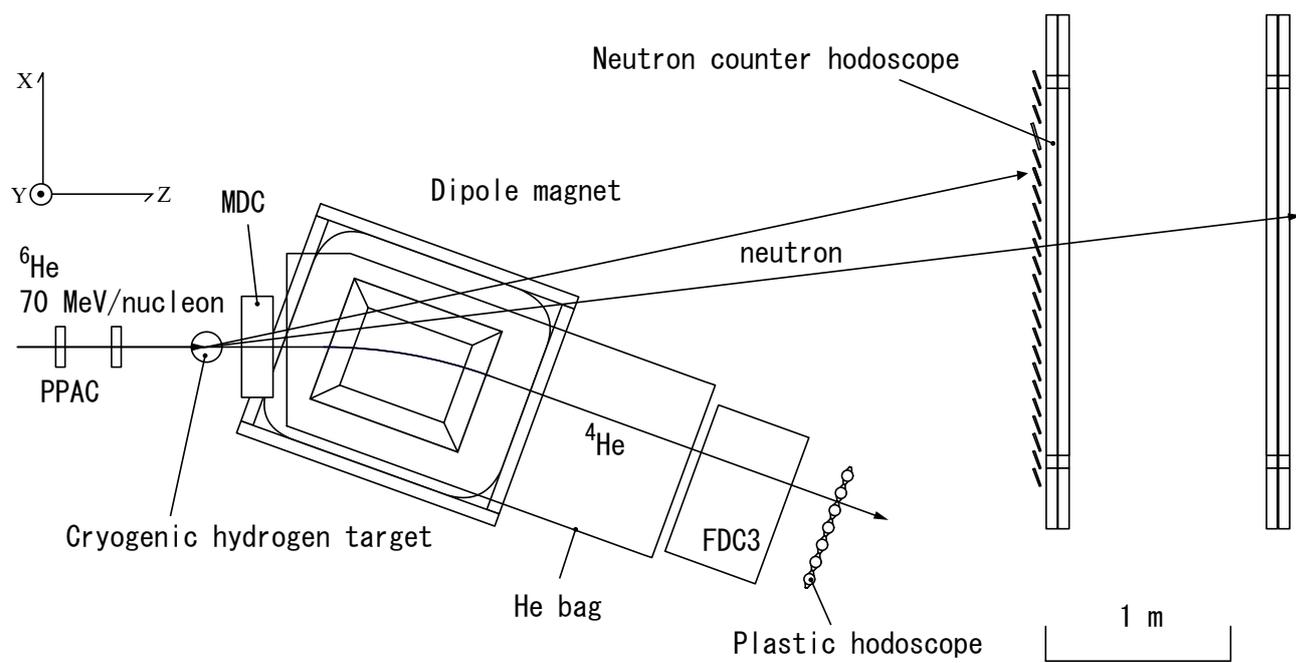


図 3.4: 二次ターゲット下流の実験エリア内セットアップ (2) : 図 3.3 を上から見た図。

Density	1.032 g/cm <sup>3</sup>
(No. of H atoms)/(No. of C atoms)	1.104
Refractiveindex	1.581

表 3.3: プラスチックシンチレーターの組成。

### 3.3 二次ビーム測定系

ここでは、一次ターゲットにおいて、入射核破碎反応で生じた二次ビームの測定系について

#### 3.3.1 プラスチックシンチレーター (SF2)

RIPS の F2 チェンバー内 (図 3.2 参照) に、二次ターゲットより上流 5510.6mm の位置に、厚さ 1.0 mm のプラスチックシンチレーターを設置した。用いたプラスチックシンチレータは、表 3.3 に示した組成のものを用いた。SF2 からの信号は、ADC で波高、TDC で時間信号を読み出し、記録した。この情報はビームトリガー条件に用いた。

#### 3.3.2 サイクロトロンの加速タイミング (RF)

リングサイクロトロンの加速タイミング (RF) 信号を読み出し、記録している。一次ビームは、リングサイクロロンから一次標的までは一定速度で飛行し、その分は定数なので、RF と SF2 の時間差から、一次標的から SF2 間の TOF (Time of Flight) を知ることができる。

#### 3.3.3 PPAC (Parallel plate avalanche counter)

図 3.5 は、PPAC の構造図である。PPAC は荷電粒子の通った位置情報を検出するガスカウンターであり、3 面の電極で構成されている。中央にアノード面、その上流と下流に間隔は 4 mm を空けてカソード面が配置された構成をとる。カソードは幅 2.4 mm の 40 本のストリップで構成されている。カソードの両端 (X 方向 : X1, X2, Y 方向 : Y1, Y2) で信号を読み出ししており、この上下左右の信号の時間差から、100 mm × 100 mm の有感領域において、荷電粒子が通過した位置を測定することが出来る ([9] 参照)。F3 チェンバーには、ターゲット上流にこの PPAC を 2 台 (PPACa, PPACb) 300 mm の間隔で設置した。PPACa, b で検出された荷電粒子は、その 2 点の位置情報から、二次標的に入射する入射角と標的上での位置を導出することが出来る。PPAC に用いたガスは C<sub>3</sub>F<sub>8</sub> で、気圧 30 torr で用いた。

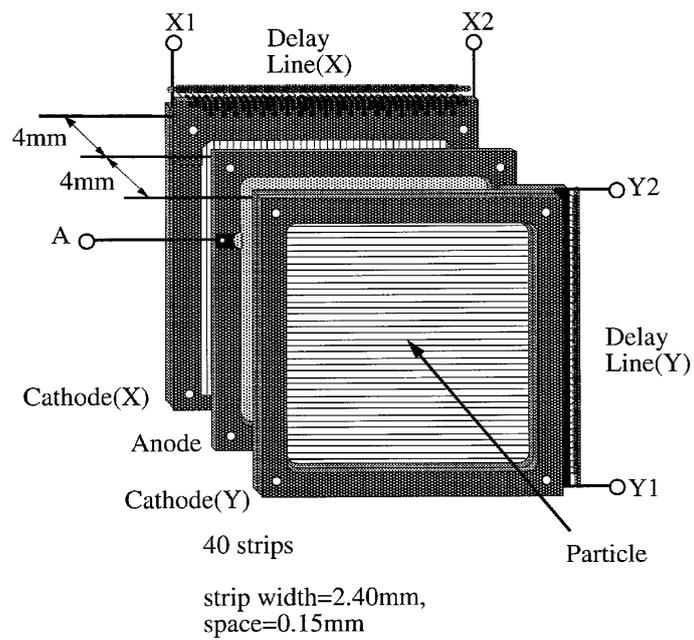


図 3.5: F3 に配置された PPAC([9] 参照)。

### 3.4 液体水素ターゲット

実験では、二次ターゲットとして液体水素標的を用いた。液体水素標的の標的厚の測定は、二次ビーム  $\Delta P/P = 0.1\%$  となるようにモーメントスリットを限定した run において、標的ありと無しの場合で、下流で検出される荷電粒子のエネルギーの差から標的厚を導出した。求められた液体水素標的の厚さは、 $229.2 \pm 5.8 \text{ mg/cm}^2$  であった。

### 3.5 線検出器群

二次標的の周囲には、48 個の NaI シンチレーターが、ガンマ線検出器として配置された。(図 3.6 参照) NaI クリスタルの大きさは、 $61 \times 61 \times 122 \text{ mm}^3$ 、1 層は、12 本の NaI カウンターから構成され、これを 4 層並べた。なお、今回の  ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$  の実験の解析では、娘核の  ${}^4\text{He}$  に束縛励起状態が存在していないため、使用していない。

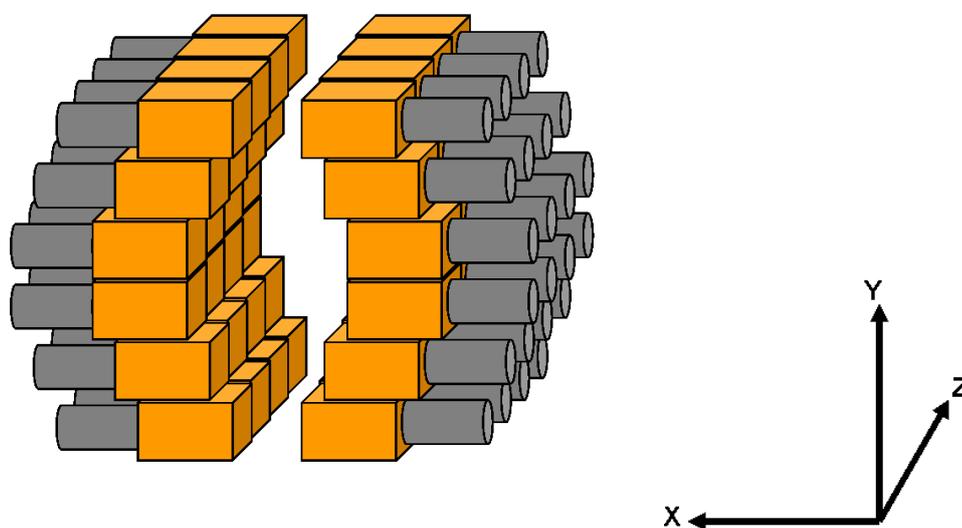


図 3.6: 線検出器 (ビーム上流から見た図)

### 3.6 荷電粒子測定系

ここでは、二次ターゲットでの反応後に放出される荷電粒子の測定系について述べる。

#### 3.6.1 マルチワイヤードリフトチェンバー (MDC)

MDCは二次ターゲット中心から下流 152.5 mm(二次ターゲット中心から MDC 最前面までの距離)に設置されたドリフトチェンバーである。MDCは、散乱荷電粒子の飛跡を測定し、B-mag 入射直前の方向を求めることが出来る。その構成は 8面のセンス面と9面のカソード面から成り、8面のセンス面の構成は、図 3.7にあるように荷電粒子の水平方向の位置を測定する X面が4面、U,V面はそれぞれ右下がり 45°、右上がり 45°でワイヤーが張られた面である。これらの面の内の半数は、left-right ambiguityを解消するために半セル分、ワイヤー位置をずらして張ってある。有感領域は 190 mm(横方向) × 140 mm(縦方向)である。MDCの詳細は、この開発者である松井氏の修士論文 [10] に述べられている。

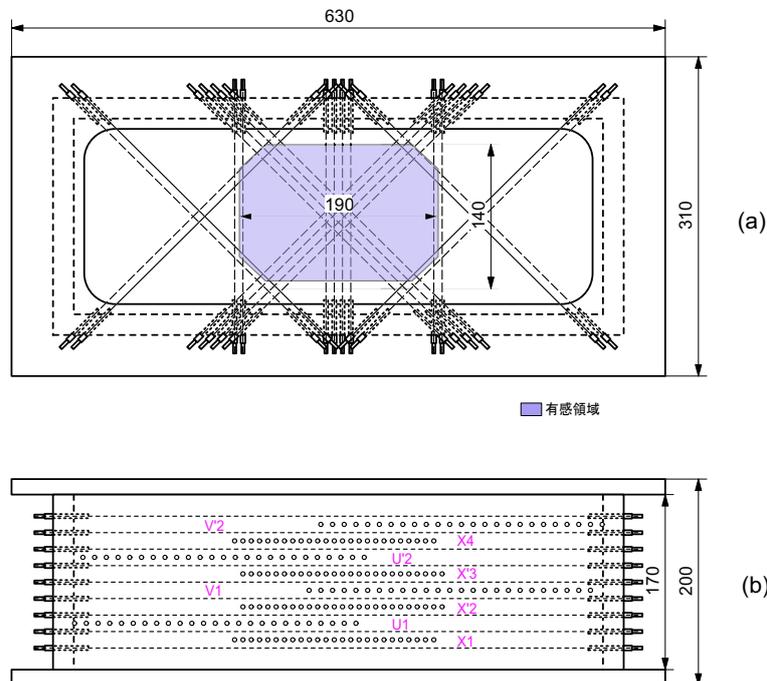


図 3.7: 上段は、MDC を荷電粒子入射方向から見た図。有感領域は 190 mm × 140 mm である。下段は MDC を真上から見た図。センス面は、X面が4面、U,V面が各2面ずつの合計8面から構成されている ([10] より)。

#### 3.6.2 双極子電磁石 (B-mag)

B-magは、ターゲットから下流 1064 mm の位置(ターゲット中心から B-mag 中心までの距離)に配置された双極子電磁石である。B-mag,FDC3,HODの系は、ビーム上流から見て、ビー

△軸に対して 20 °右に回転した軌道に沿って配置されている (図 3.2 参照)。<sup>6</sup>He ビームラン中の B-mag 磁束密度は約 12 kGauss である (実際の解析には詳細な三次元磁場マップを用いている)。

### 3.6.3 ドリフトチェンバー (FDC3)

FDC3 は B-mag から下流 1662 mm の位置 (B-mag 中心から FDC3 前面までの距離) に配置されたドリフトチェンバーである。FDC3 は、磁場中を回転運動した後の荷電粒子の軌道を測定する。FDC3 の構造は、ワイヤー 16 本が鉛直に張られた水平方向測定面が 5 面、ワイヤー 16 本が水平に張られた鉛直方向測定面が 4 面の、合計 9 面から構成される。各面のワイヤーからの時間信号から、荷電粒子がドリフトチェンバー内を通った飛跡を最小二乗法によって求めることができる。

### 3.6.4 Plastic Scintillator Hodoscope (HOD)

FDC3 より下流 261 mm の位置 (FDC3 最下流面から HOD 中心までの距離) に、HOD は設置されている。HOD は、プラスチックシンチレーターの両端 (上下) に PMT をつけて、波高と時間信号を読み出すようにしたプラスチックカウンター 7 本で構成されている (図 3.8 参照)。1 本のシンチレーターの寸法は、厚さ 10 mm 面積  $100 \times 450 \text{ mm}^2$  である。このシンチレーターの組成は SF2 に使われているプラスチックと同じものである (3.3 参照)。HOD で測定されたエネルギー損失値から荷電粒子の電荷量が求められ、ターゲットから HOD 間の TOF から荷電粒子の運動量の絶対値を求めることができる。

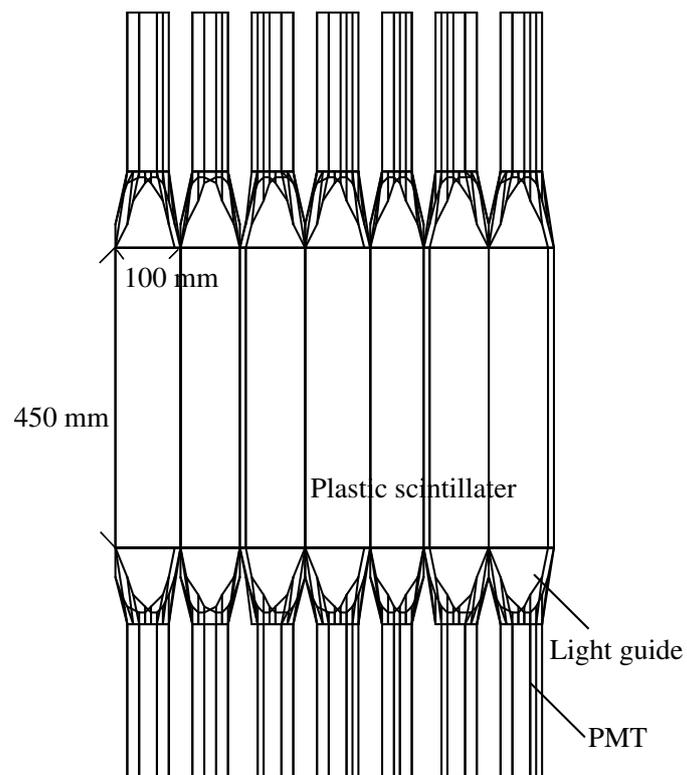


図 3.8: Plastic scintillator hodoscope の構成 : 厚さ 10 mm  $100 \times 450 \text{ mm}^2$  のプラスチックシンチレーターで作られた、7本のプラスチックカウンターで構成されている。

## 3.7 中性子測定系

二次標的に入射した二次ビームが起こす反応によって散乱された中性子は、B-mag の磁場に影響されず、そのまま二次ビームライン方向へ飛行する。この中性子を検出する測定系は、B-mag で曲がりきれずに、二次ビームライン方向へと散乱してきた荷電粒子を排除するための Veto Counter と、中性子の運動量を測定する Neutron Counter で構成される。

### 3.7.1 Veto Counter(VETO)

VETO は、中性子検出器の前面にすき間無く配置された、プラスチックカウンター群である。VETO は、表 4.3 には、VETO を構成する計 23 本のプラスチックシンチレーターの大きさを記している。このシンチレーターの組成は SF2 に使われているプラスチックと同じものである (3.3 参照)。配置位置は、ターゲットからビームラインに沿って下流へ 4414 mm の位置 (ターゲット中心から VETO 中心までの距離) に配置されている (図 3.9 参照)。中性子は電荷をもたないので、プラスチックシンチレーターでの反応は、プラスチックシンチレーター内の C,H の原子核との反応断面積で決まっている。それに対して荷電粒子は、物質中での電離作用によりエネルギー損失するため、必ず検出される。このことを利用して、薄いプラスチックシンチレーターを中性子検出器の前面に配置することで荷電粒子を検出し、その VETO ヒットのイベントを除くことで中性子検出器内での荷電粒子イベントを除くことが出来る。

VETONo.	厚さ [mm]	縦幅 [mm]	横幅 [mm]
No.1	5.0	850	100
No.2	5.0	1000	100
No.3	10.0	850	150
No.4	5.0	1000	100
No.5	4.0	1000	100
No.6	4.0	1000	100
No.7	4.0	1000	100
No.8	4.0	1000	100
No.9	4.0	1000	100
No.10	4.0	850	100
No.11	4.0	850	100
No.12	4.0	1000	100
No.13	5.0	850	100
No.14	5.0	850	100
No.15	5.0	850	100
No.16	5.0	1000	100
No.17	5.0	1000	100
No.18	5.0	1000	100
No.19	5.0	850	100
No.20	5.0	850	100
No.21	5.0	850	100
No.22	10.0	850	100
No.23	10.0	850	100

表 3.4: VETO を構成するプラスチックシンチレーターの寸法。

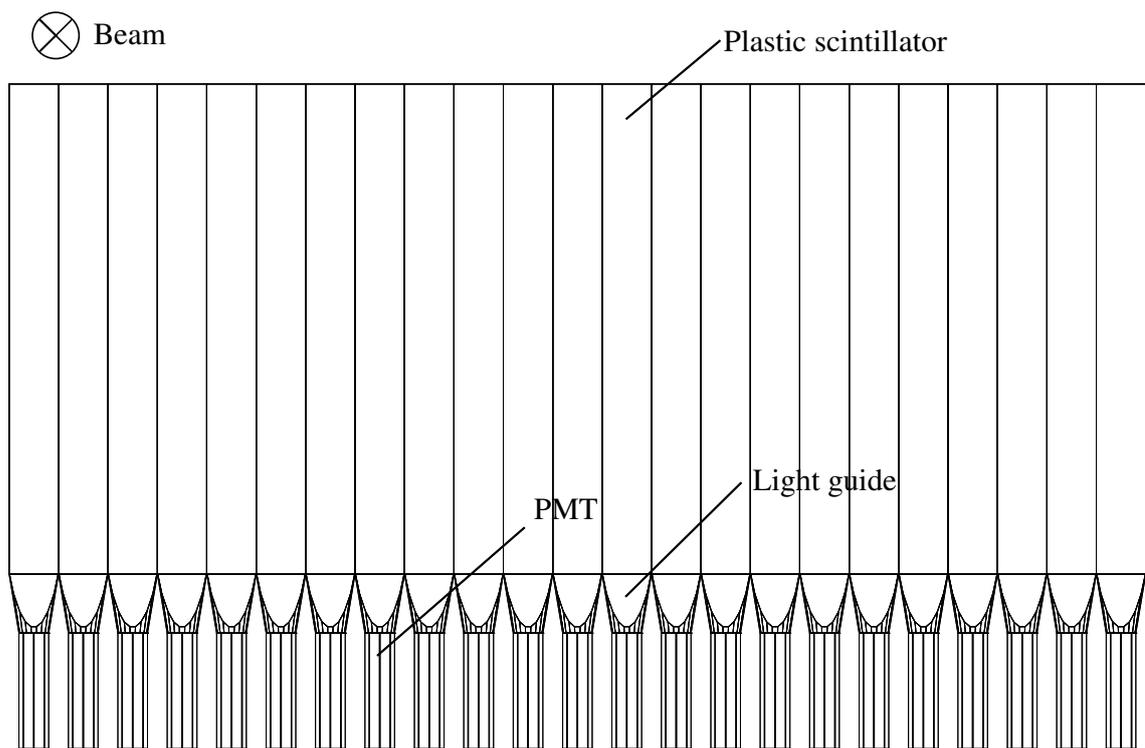


図 3.9: Veto counter の構成: 合計 23 本のプラスチックカウンターで構成されている。ターゲットからビームラインに沿って下流へ 4414 mm の位置 (ターゲット中心から VETO 中心までの距離) に配置した。

### 3.7.2 Neutron Counter(NEUT)

Neutron Counter は、図 3.10 にあるように、6 面から構成される。上流から説明すると、1,2 面 (LN1,2) は、 $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$  の大きさのプラスチックシンチレーターを 13 本積んで配置している。3,4 面 (LN3,4) も、同じ  $60 \times 60 \times 2140 \text{ mm}^3$  の大きさのプラスチックシンチレーターを 15 本積んで配置している。5,6 面 (SN5,6) は、 $60 \times 60 \times 1085 \text{ mm}^3$  の大きさのプラスチックシンチレーターを 15 本積んで配置した。

各シンチレーターの組成は SF2 に使われているプラスチックと同じものである。(3.3 参照) 各面の配置位置は、LN1 が、ターゲットからビームラインに沿って下流 4555 mm の位置 (ターゲット中心から LN1 中心までの距離。以下同様。) に、LN2 が 4619 mm、LN3 が 5745 mm、LN4 が 5811 mm、SN5 が 5916 mm、SN6 が 5977 mm の位置にそれぞれ配置された。また、出来るだけ広いアクセプタンスを確保するために、この Neutron Counter の中心は、ビームラインよりも X 方向へずらしている。そのずれは、LN1,2,3,4 が、ビームラインから X 方向へ 409 mm (ビームラインから LN1,2,3,4 の中心位置の間の距離) の位置、SN5,6 が、ビームラインから X 方向へ 27.5 mm (ビームラインから SN5,6 の中心位置の間の距離) の位置である。LN1,2 の間は、空間を開けずに配置している。LN1,2 から構成されるプラスチックカウンター群を Cluster A と呼ぶことにする。同様に、LN3,4 から構成されるプラスチックカウンター群を Cluster B、SN5,6 から構成されるプラスチックカウンター群を Cluster C という。このような配置にした理由は、多重中性子同時検出の際に起きるクロストーク除去のためである (APPENDIX 7.2 参照)。

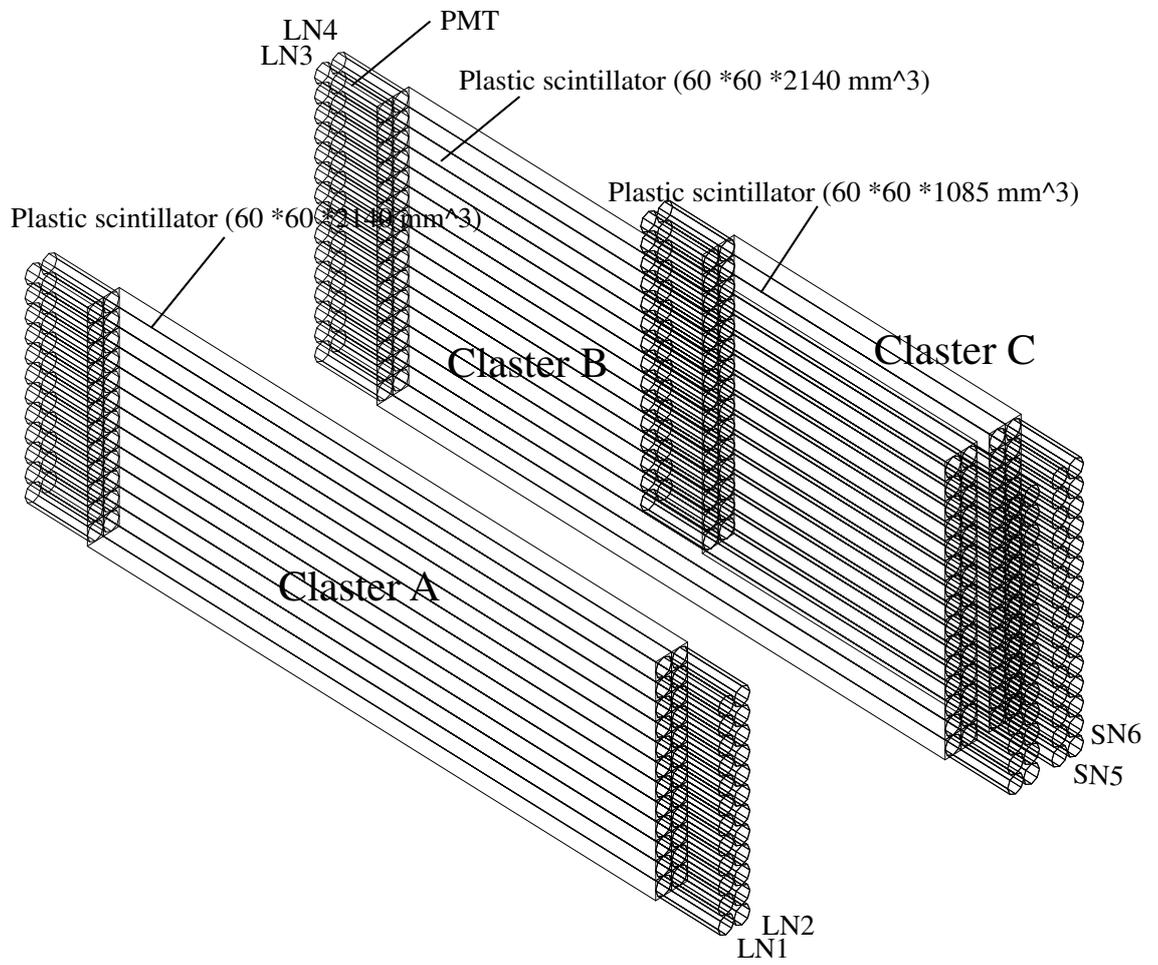


図 3.10: Neutron Counter の構成。

### 3.8 トリガー回路

実験に用いた各検出器からの信号は、図 3.11 のようなトリガー回路を組んで、トリガー条件の下でコンピュータに取り込んだ。

- SF2L and SF2R : SF2 で二次ビームが検出された
- SF2Z : SF2 で、スレッシュホールド値以上の波高が検出された
- LN1,2,3,4, SN5,6 : Neutron counter の 1 ~ 6 面で検出された
- NaI 1,2,3,4 : NaI シンチレータの 1 ~ 4 面で検出された
- Computer VETO : コンピュータがデータを取り込み中、または電子デバイスが各検出器からの信号をデータに変換中

BEAM, D.S.BEAM, NEUT, NaI の各トリガーは単独、または組合せて使うことができる。

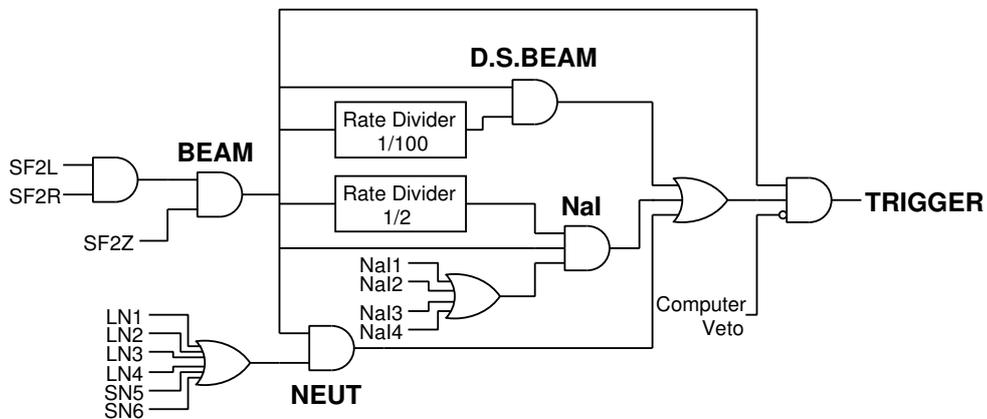


図 3.11: トリガー回路。

## 第4章 実験データ解析

この章では、実験データの解析について述べる。

実験では、RIPS で生成された二次ビームの識別、二次標的から放出される荷電粒子の  $Z, A$  の識別をイベント毎に行なっている。下流の粒子識別によって、 ${}^6\text{He}(2^+)$  状態から崩壊して出てきた  ${}^4\text{He}$  を選びだし、それと同時に Neutron Counter で測定した 2 中性子イベントを選び出して、3 粒子の運動量ベクトルから相対エネルギー  $E_{\text{rel}}({}^4\text{He}+n+n)$  を求める。また、 ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}(2^+)$  チャンネルについて角度分布を求める。以下、この解析手順について述べる。

### 4.1 二次ビーム測定系

#### 4.1.1 二次ビームの粒子識別

RIPS によって、生成、分離された二次ビームの中には  ${}^6\text{He}$  以外の核種も混入している。そのため、SF2 のプラスチックシンチレーターでの波高 (エネルギー損失  $\Delta E$  に対応している) と、リングサイクロトロン RF 信号と SF2 間の時間差から TOF の情報から、二次ビームの粒子識別をイベントごとに行なっている。

荷電粒子の物質中でのエネルギー損失  $\Delta E$  は、ベータ・ブロッホの式より、粒子の電荷  $Z$  と粒子の速度  $v$  と以下の関係にある。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (4.1)$$

また、RIPS の Dipole magnet は磁場  $B$  が固定され、曲率半径は  $\rho = 3.6 \text{ m}$  と定数であるので、磁気硬度  $B\rho$  は実験中は定数に固定されている。この  $B\rho$  中を運動する荷電粒子は、以下の関係が成り立つ。

$$B\rho \propto v \frac{A}{Z} \propto \frac{I}{\text{TOF}} \frac{A}{Z} \quad (4.2)$$

但し、 $A$  は粒子の質量数である。

よって、測定される SF2 の波高と TOF という 2 つの物理量の相関をみることで、二次ビームの粒子識別が可能となる。解析の結果、図 4.1 のようになり、二次ビーム中の  ${}^6\text{He}$  の割合は 97% であった。

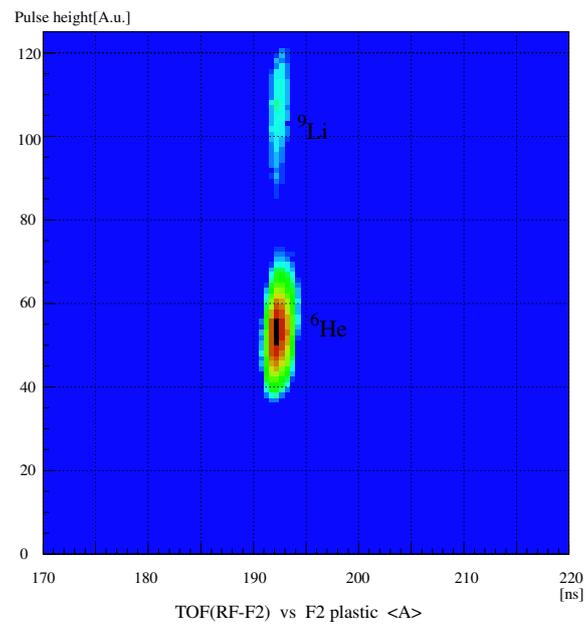


図 4.1: RIPS の F2 焦点面における二次ビームの粒子識別

#### 4.1.2 PPAC 解析

標的上流に配置した2つのPPACa,bから得られる、荷電粒子の位置情報を外挿することで、二次ビームの標的に入射する位置と入射角度を求めることが出来る。図4.2(a),(b)は、それぞれ、X方向の位置と角度、Y方向の位置と角度の相関をみたものである。図(b)の中央に見える欠けは、PPACの中央のワイヤーが、実験中に壊れたためである。

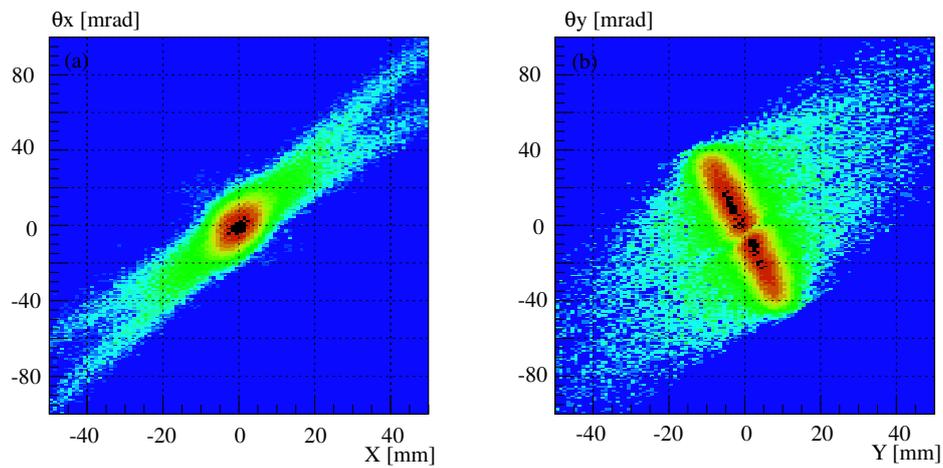


図 4.2: 二次標的における二次ビーム  ${}^6\text{He}$  の位置と角度: (a) 横軸 X [mm] と縦軸  $\theta_x$  [mrad] の相関 (b) 横軸 Y [mm] と縦軸  $\theta_y$  [mrad] の相関。

## 4.2 荷電粒子測定系

二次標的から放出される荷電粒子の粒子識別には、荷電粒子測定系を用いる。放出された荷電粒子はまず、MDCによって、そのターゲット上での位置と散乱角度が測定される。その後、双極子電磁石、FDC3を用いて散乱荷電粒子の質量数  $A$  の識別をイベントごとに行なった。また、最下流のHODでは、波高(物質中での荷電粒子のエネルギー損失に対応する)と、TOFを測定し、原子番号  $Z$  をイベントごとに識別した。以下、その解析結果を示していく。

### 4.2.1 Plastic Scintillator Hodoscope(HOD) の解析

HODで測定した Pulse height(A[channel]) と TOF から、式 4.1 と同様にして、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2}$$

の関係式から陽子数  $Z$  の識別を行なうことが出来る。

図 4.3(a) は、HODで測定した Pulse height と TOF の相関を示したものである。粒子の電荷の違いによって分離されていることがわかる (Trigger は Neutron Trigger (N\*B) である)。これを陽子数  $Z$  の値に変換して 1 次元ヒストグラムに投影したものが図 4.3(b) である。陽子数  $Z = 2$  での分解能は、 $\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})} = 25.1$  であった (表 4.1 参照)。

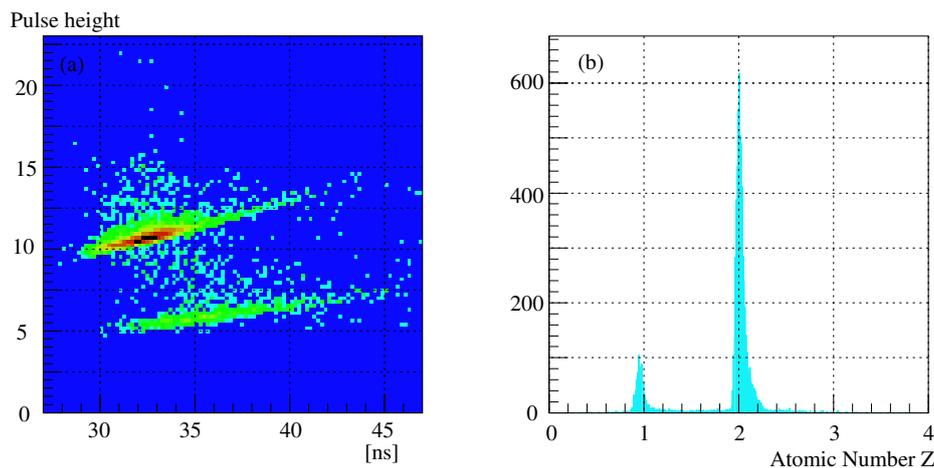


図 4.3: 二次標的で散乱された、荷電粒子の識別:(a)HODで測定された波高と TOF の相関。(b)は、(a)を補正して、電荷  $Z$  の 1 次元ヒストグラムにした図である (Trigger は Neutron Trigger (N\*B) である)。

陽子数 $Z$	1	2
$\frac{Z}{\Delta Z(\text{FWHM})}$	6.9	25.1

表 4.1: 陽子数  $Z$  を識別する分解能。

#### 4.2.2 ドリフトチェンバー MDC の解析

ドリフトチェンバー MDC では、ワイヤーごとに時間信号が測定されている。この時間信号は、ドリフトチェンバー内で電離された電子がワイヤーに到達する時間 (ドリフト時間) である。このドリフト時間から、ドリフト距離 (荷電粒子の通った位置とワイヤー間の距離) が導かれるので、各面での位置情報から飛跡は最小自乗法によって求められる。

ドリフト時間からドリフト距離を導くには、ドリフト時間分布を積分して求められる。ビームが一様に当たっている場合、計測されるイベント数は anode wire からの距離に依存しないことを用い、

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dx} \frac{dx}{dt} \quad (4.3)$$

$$\frac{dN}{dx} = \text{Const.} \rightarrow x(t) = C \int_0^t \frac{dN}{dt'} dt' \quad (4.4)$$

となる。しかし、実際にはビームが一様に当たっているという仮定は粗いので、このままの式では正確な変換式にはならない。そこで、この関係式から求めたドリフト距離  $dd_1$  と、トラッキングによる飛跡から求めたドリフト距離  $dd_2$  の差 ( $dd_1 - dd_2$ ) を考慮して、これをドリフト距離に加え、再度、ドリフト時間とドリフト距離の関係式を求めるという操作を繰り返すことで、 $dd_1$  と  $dd_2$  の差はなくなる。結果、残差分布は、図 4.4, 図 4.5 の (b) のようになる。分布の幅は、MDC の分解能である。MDC の位置分解能は  $X$  が  $\sigma_X = 45.7[\mu\text{m}]$ ,  $\sigma_Y = 32.3[\mu\text{m}]$  であった。

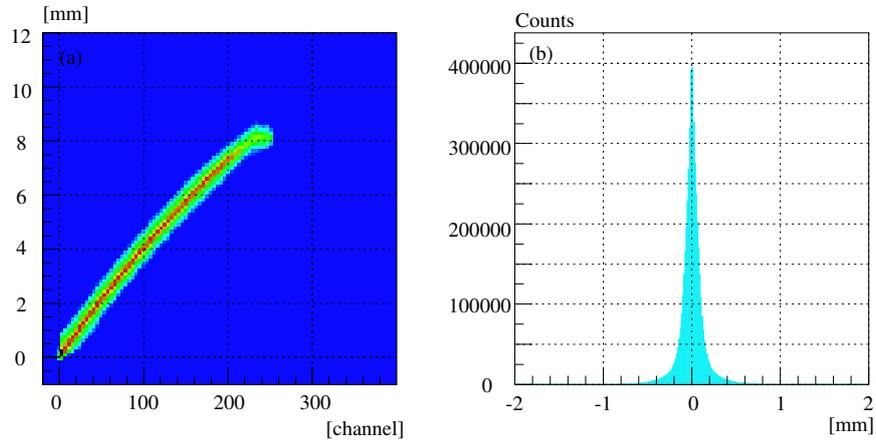


図 4.4: MDC の X 面の解析 : (a) 横軸 : ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸 : ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 8.0 mm である。(b) は、MDC の分解能にあたる残差分布。これより、X 面の位置分解能は、 $\sigma_X = 45.7[\mu\text{m}]$  であった。

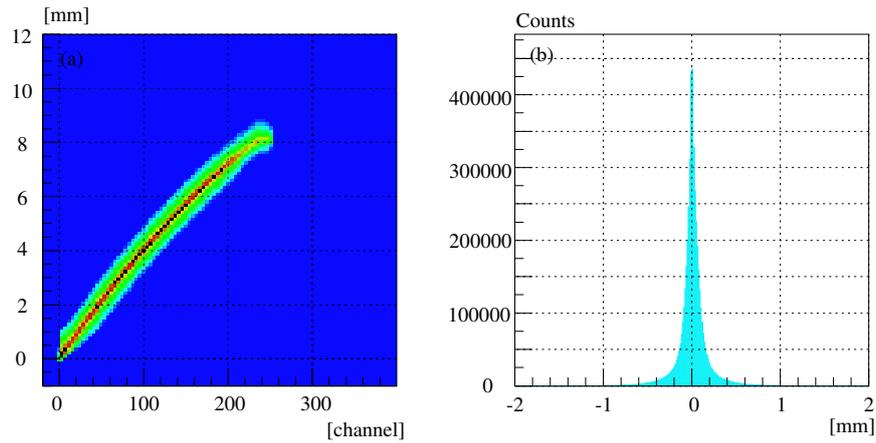


図 4.5: MDC の UV 面の解析 : (a) 横軸 : ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸 : ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 8.0 mm である。(b) は、MDC の分解能にあたる残差分布。これより、UV 面の位置分解能は、Y 方向の位置分解能に換算すると  $\sigma_Y = 32.3[\mu\text{m}]$  であった。

また、MDCでは二次標的から散乱される荷電粒子の飛跡から、二次標的上での位置を外挿して求めることができる。この位置は、標的上で反応が起きた位置と考えることができるので、標的が無い場合には、PPACによって求められる、二次ビームの入射位置情報と整合性が合うはずである。それを示した図が、図 4.6, 図 4.7 である。

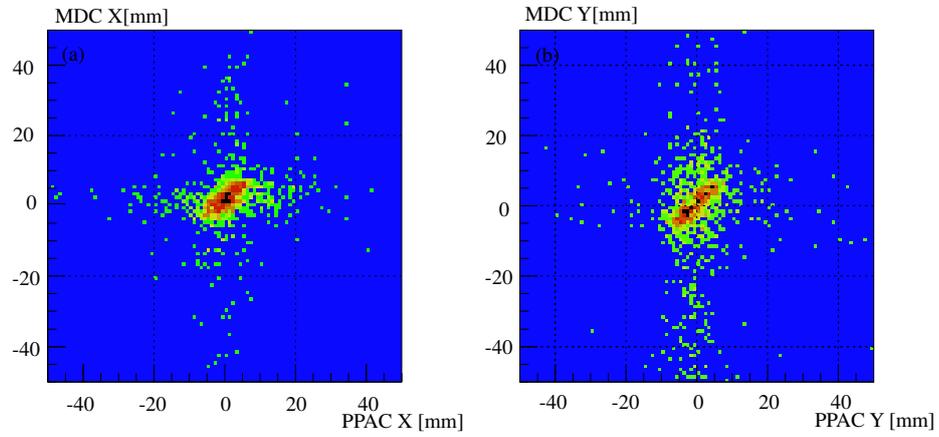


図 4.6: PPAC と MDC の位置 X と位置 Y の相関。

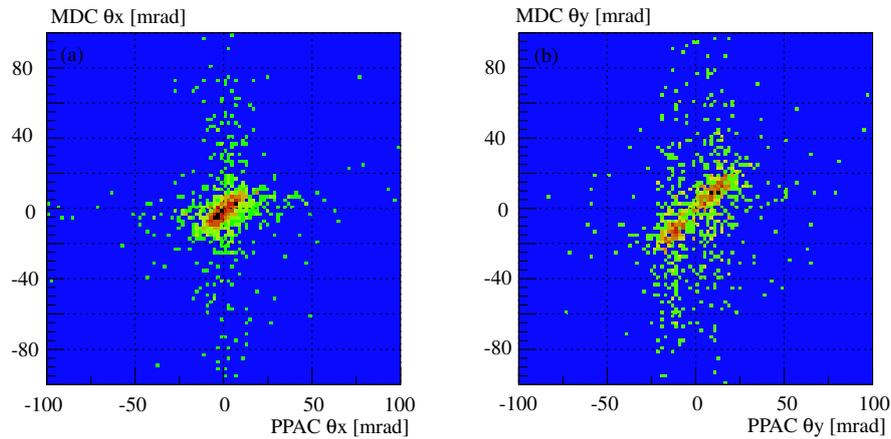


図 4.7: PPAC と MDC のと角度  $\theta_x$  と角度  $\theta_y$  の相関。

#### 4.2.3 ドリフトチェンバー FDC3 の解析

ドリフトチェンバー FDC3 も MDC と同様に、ドリフト時間から、ドリフト距離を導いている。ドリフト時間からドリフト距離を導くには、やはり、MDC の時と同様にドリフト時間の分布を積分して求めることができる。(式 4.4 参照) しかし、これだけでは、MDC の時のように、正確な変換式ではない。そこで、MDC の時と同様に、関係式から求めたドリフト距離と、トラッキングによる飛跡から求めたドリフト距離の差が出来るだけ 0 に収束するように、ドリフト時間とドリフト距離の関係式を求めるという操作を繰り返す。その結果が図 4.8, 図 4.9 である。(b) を y 軸方向へ投影した一次元ヒストグラムに、(図 4.8, 図 4.9 の (c)) FDC3 の分解能が幅として現れる。FDC3 の位置分解能は X が  $\sigma_X = 164.0[\mu\text{m}]$ , Y が  $\sigma_Y = 130.5[\mu\text{m}]$  であった。

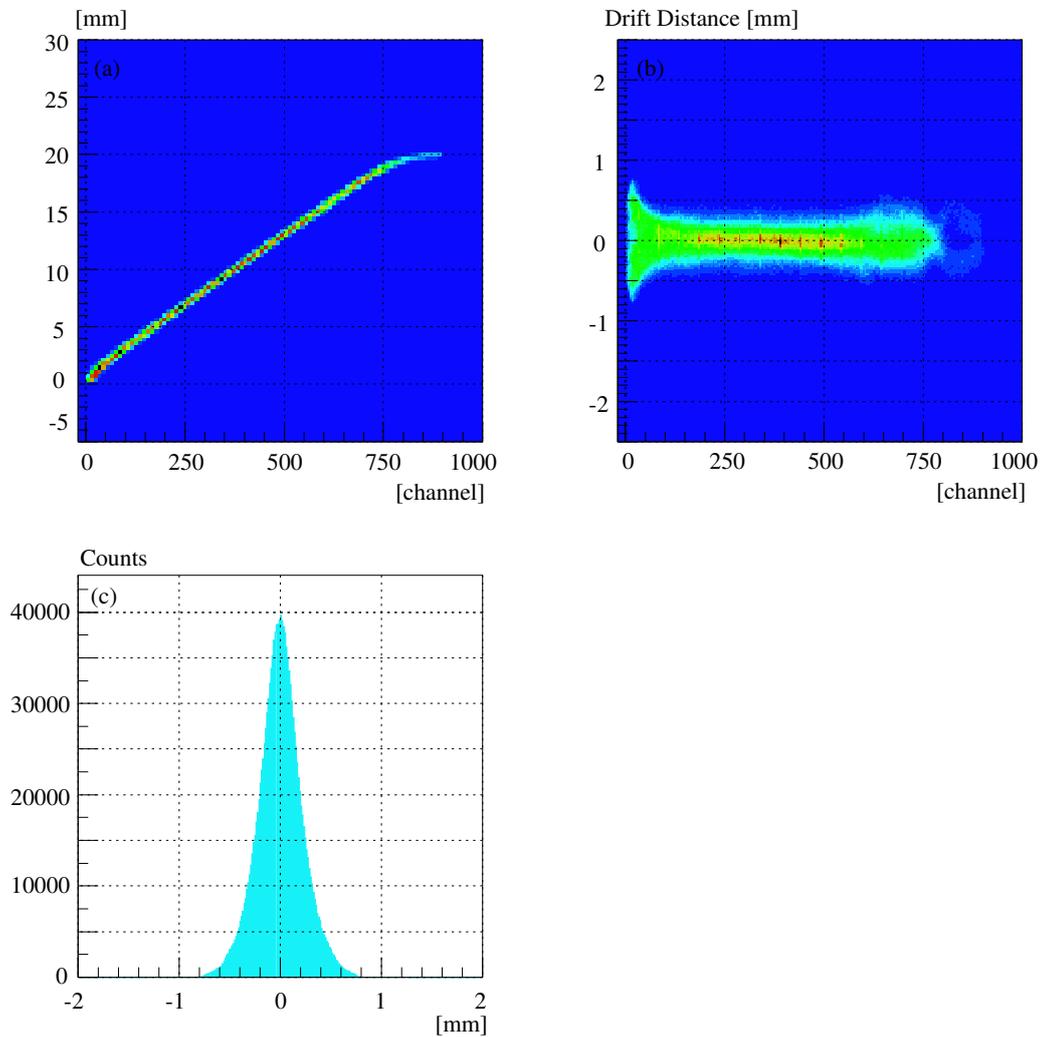


図 4.8: FDC3 の位置 X の解析 : (a) 横軸 : ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸 : ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 20.0 mm である。(b) 横軸 : ドリフト時間と縦軸 : ドリフト距離の差 ( $dd_1 - dd_2$ ) (c) は、(b) を y 軸方向へ投影した一次元ヒストグラム。ピークの幅は FDC3 の分解能にあたる。X の位置分解能は、 $\sigma_x = 164.0[\mu\text{m}]$  であった。

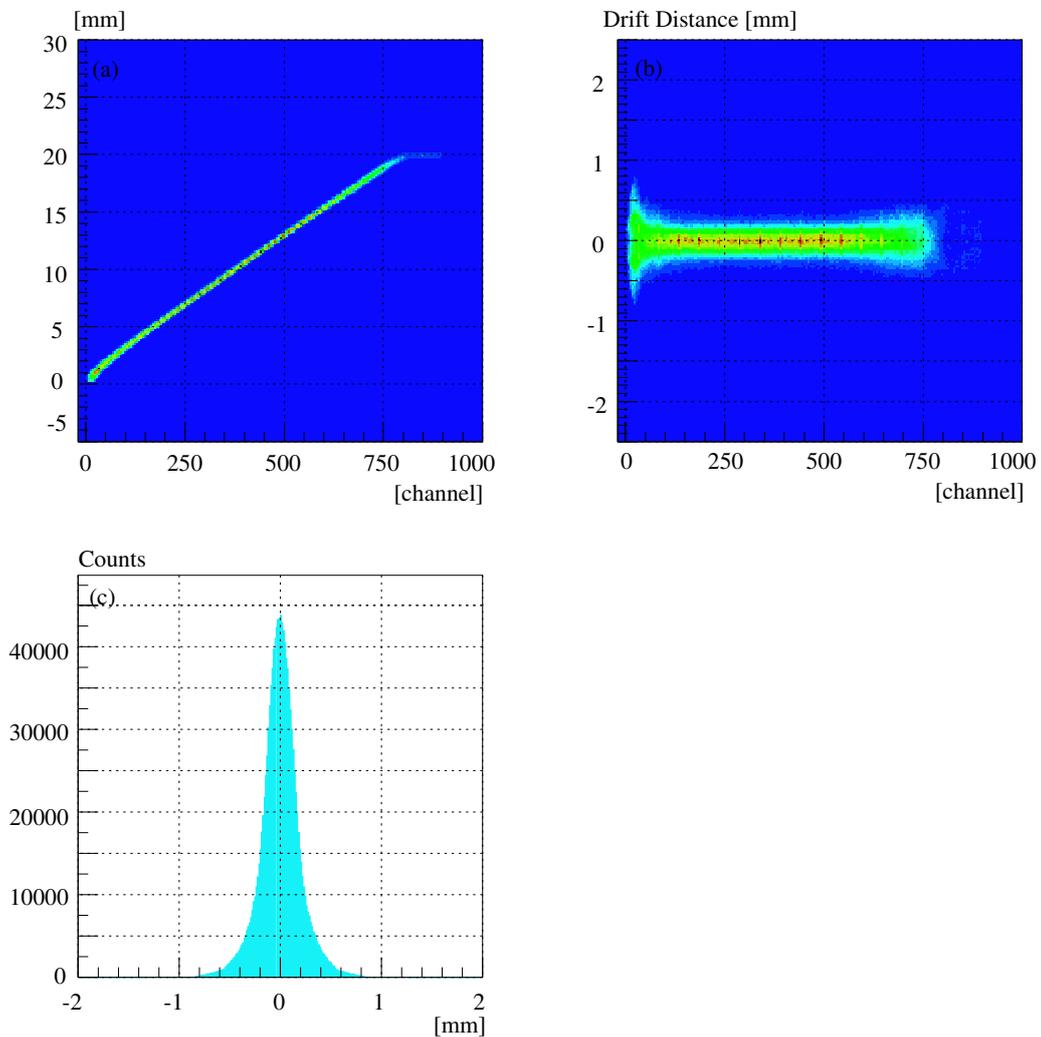


図 4.9: FDC3 の位置 Y の解析 : (a) 横軸 : ドリフト時間 (Drift Time[channel]) と縦軸 : ドリフト距離 ([mm]) の対応関係。最大ドリフト長は 20.0 mm である。(b) 横軸 : ドリフト時間と縦軸 : ドリフト距離の差 ( $dd_1 - dd_2$ ) (c) は、(b) を y 軸方向へ投影した一次元ヒストグラム。ピークの幅は FDC3 の分解能にあたる。Y の位置分解能は、 $\sigma_Y = 130.5[\mu\text{m}]$  であった。

質量数 A の識別は、双極子電磁石の上流と下流での位置、角度と磁場の情報をイオン光学計算コード OPTRACE に入力し、粒子の運動量変化量を計算することで、質量数の分離を行なった。磁気硬度と荷電粒子の質量、電荷、速度は、式 4.2 の関係がある。荷電粒子の Z を固定した場合、 $\frac{\Delta B\rho}{B\rho}$  は、中心軌道からの運動量のずれ  $\frac{\Delta p}{p}$  に対応しているので、この運動量の変化から mass の分離を行なうことができる。具体的には、イオン光学計算における始点(始点は、MDC によって求められる、二次標的上で荷電粒子の位置)での荷電粒子の位置情報  $X_0$ 、および、終点(終点は、FDC3 によって求められる、FDC3 の背面での荷電粒子の位置)での荷電粒子の位置情報  $X_1$  は、近似的に一次のトランスファー行列 ( $M$ )(式 4.6, 式 4.7 参照)で以下のように書ける。ここで、 $\delta$  は運動量の変化  $\frac{\Delta p}{p}$ (%) を表す。

$$X_1 = M \cdot X_0 \quad (4.5)$$

$$(4.6)$$

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \\ z_1 \\ \delta_1 \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ z_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

式 4.7 をみると、 $x$  と  $\theta$  それぞれから独立に、 $\delta$  が求められる。この独立に求められた  $\delta$  を各々、 $\delta_1$   $\delta_2$  とする。この  $\delta_1$  と  $\delta_2$  の TOF との相関を見た図が、図 4.10, 図 4.11 の (a) である。今、電荷 Z を Z=2 と選んで固定しているため、式 4.2 より、

$$B\rho \propto \frac{A}{\text{TOF}} \quad (4.8)$$

となり、質量数による分離がはっきりと現れていることが確かめられる。この相関を質量数 A に変換して一次元ヒストグラムにしたものが、図 4.10, 図 4.11 の (b) である。解析では、独立に得られた  $A_1, A_2$  の平均を  $\bar{A}$  をつかって、質量数の分離を行なった。(図 4.12 参照) 質量数の分解能は、表 4.2 にまとめている。

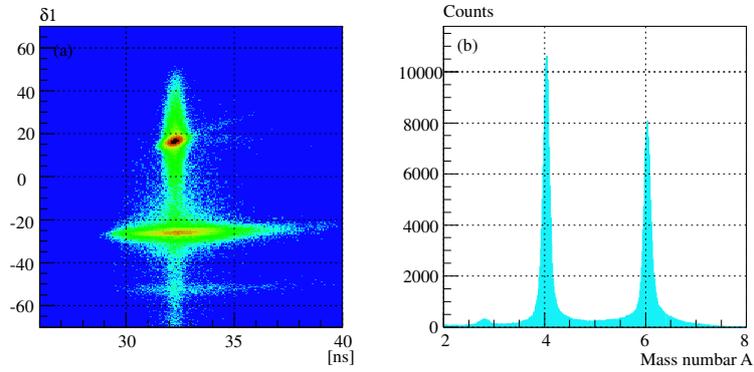


図 4.10:  $\delta_1$  による質量数の分離 ( $A_1$ )。

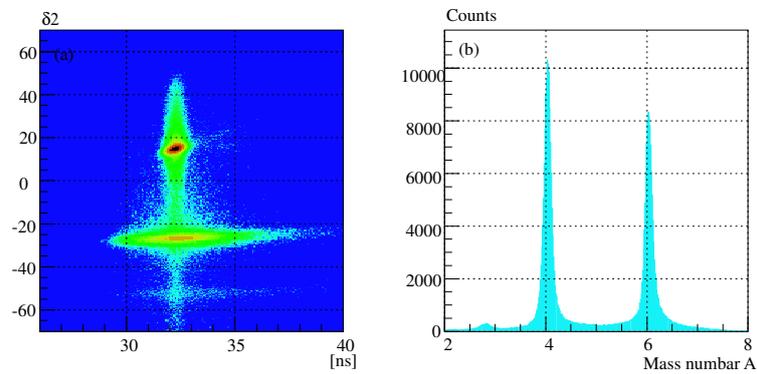


図 4.11:  $\delta_2$  による質量数の分離 ( $A_2$ )。

質量数 $A$	4	6
$\frac{A_1}{\Delta A_1(\text{FWHM})}$	27.7	36.6
$\frac{A_2}{\Delta A_2(\text{FWHM})}$	26.3	36.4
$\frac{A}{\Delta \bar{A}(\text{FWHM})}$	28.5	38.3

表 4.2: 質量数  $A$  の分解能。

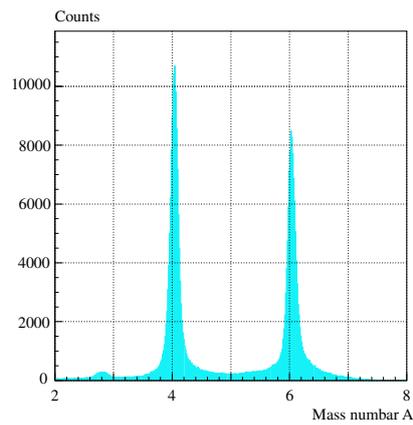


図 4.12: 質量数  $A_1, A_2$  の平均。

## 4.3 中性子検出器の解析

### 4.3.1 プラスチックシンチレーターの左右の時間差 $dT$ による位置合わせ

中性子検出器での時間情報は、検出器の両端に接合された PMT の時間シグナル ( $T_L, T_R$ ) を用いる。TDC キャリブレーションにより得られた  $T_L, T_R$  のチャンネルを ns 単位に変換し、この変換された  $T_L, T_R$  に対して、時間差情報

$$dT = T_R - T_L \text{ [ch]} \propto X \quad (4.9)$$

および、時間情報

$$T = \frac{T_R + T_L}{2} \quad (4.10)$$

が得られる。前者は水平方向 ( $X$  方向) の位置情報に対応し、後者は到着時間の情報に対応する。

$dT$  の分布を用いて、Neutron Counter を構成する各プラスチックカウンター (86 本) の中心位置合わせを行なう。図に  $dT$  分布の例を示す。この  $dT$  の分布は、図にあるように台形をしている。両端は、プラスチックシンチレーターの境界であり、鋭く分布は落ちている。 $dT$  の offset は、この分布を台形で近似した場合の、上底の高さの半分に相当する左端、右端の位置の中点が  $dT=0$  に一致するように決定する。

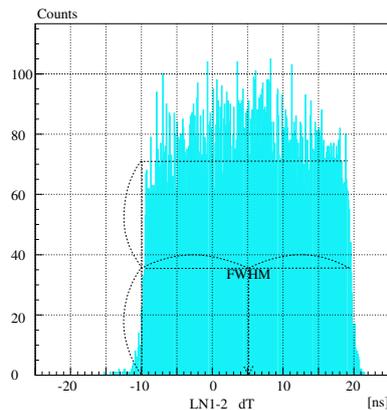


図 4.13:  $dT$  分布の例。点線はプラスチックカウンターの左右の中心位置合わせの方法を模式化したもの (LN1-2)。

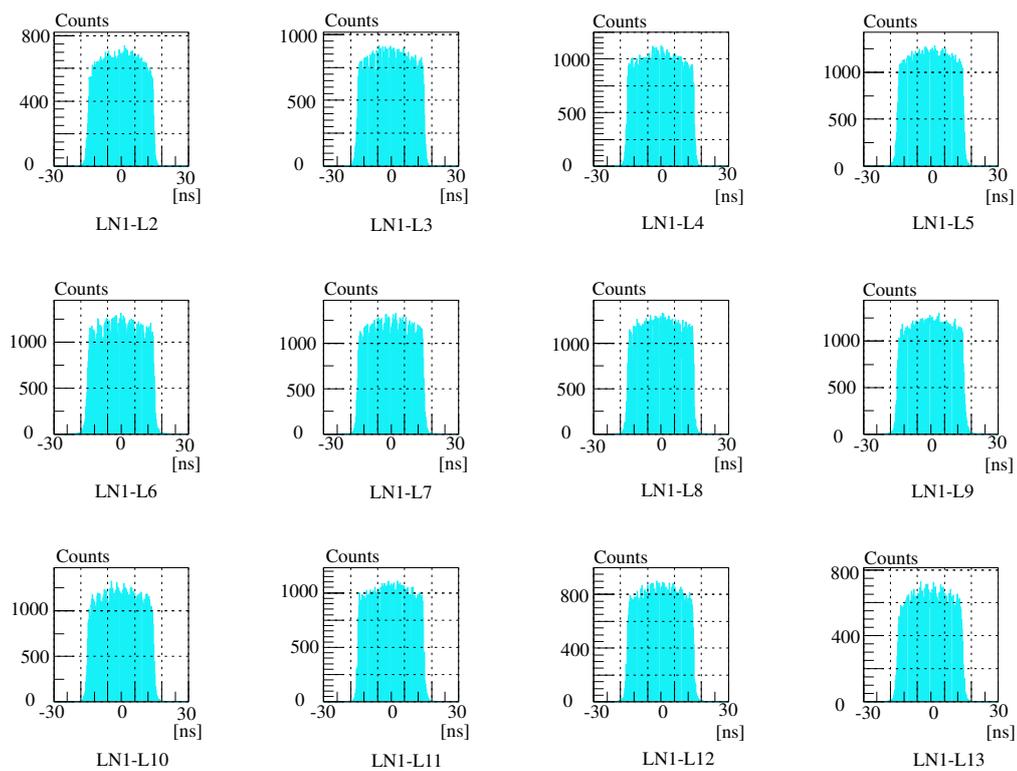


図 4.14: 中心合わせを行なった後の、LN1 の 12 本のシンチレータ dT の分布。LN1 の最上段に設置した LN1-1 は、信号が取れていなかったため解析から除外している。また、LN2-1,SN6-8 も同様に信号が取れていなかったため解析から除外している。

中性子検出器 No.	LN1	LN2	LN3	LN4	SN5	SN6
No.1	—	—	169.5	164.2	117.5	121.2
No.2	153.7	157.5	157.0	166.3	114.5	116.4
No.3	156.1	156.2	160.0	171.9	119.9	119.7
No.4	156.5	153.9	174.4	159.7	114.9	115.6
No.5	157.1	157.2	158.6	164.1	115.6	115.3
No.6	157.4	156.4	168.2	165.6	114.6	119.2
No.7	153.7	156.8	172.3	161.8	123.0	117.5
No.8	157.2	152.8	151.5	167.7	118.5	—
No.9	154.3	154.9	166.0	160.8	116.0	119.2
No.10	158.4	154.7	160.0	168.1	112.6	116.1
No.11	155.7	155.1	168.0	166.5	114.3	121.6
No.12	155.5	155.2	168.6	165.4	122.2	111.2
No.13	155.7	154.5	166.7	163.0	121.1	122.2
No.14	—	—	166.5	172.8	118.2	119.1
No.15	—	—	160.5	170.4	118.6	120.7

表 4.3: 中性子検出器を構成している各プラスチックカウンター中でのシンチレーション光の伝搬速度(次の 4.3.3 章における、slew 補正後の値)。単位は mm/ns である。

#### 4.3.2 プラスチックシンチレーター中の光速度

ここでは、プラスチックシンチレーター中のシンチレーション光の伝搬速度を求める解析について述べる。プラスチックシンチレーター中での X 位置の情報は、左右に設置された PMT の時間信号の差  $dT$  を用いて、次のように書ける。

$$X = \frac{dT}{2} \times C_{\text{eff}} \quad (4.11)$$

ここで、 $C_{\text{eff}}$  は、シンチレーター中でのシンチレーション光の伝搬速度である。宇宙線 run を解析することで、この定数、 $C_{\text{eff}}$  が求められる。まず、 $C_{\text{eff}}$  の初期値として、プラスチックシンチレーターの屈折率 1.581 (表 3.3) から求めた値、189.8 mm/ns に対し X の分布を調べる。その分布は、図 4.13 の  $dT$  分布と同じ形をした分布である。よって、図 4.13 と同様に、上底のカウント数の平均を求め、その平均の 1/2 にあたる部分の幅 (FWHM) を読み、この幅が、プラスチックシンチレーターの X の長さ 2140 mm になるように  $C_{\text{eff}}$  の値を求める。その結果を図 4.15 に示す。求められた  $C_{\text{eff}}$  の値を表??に示す。

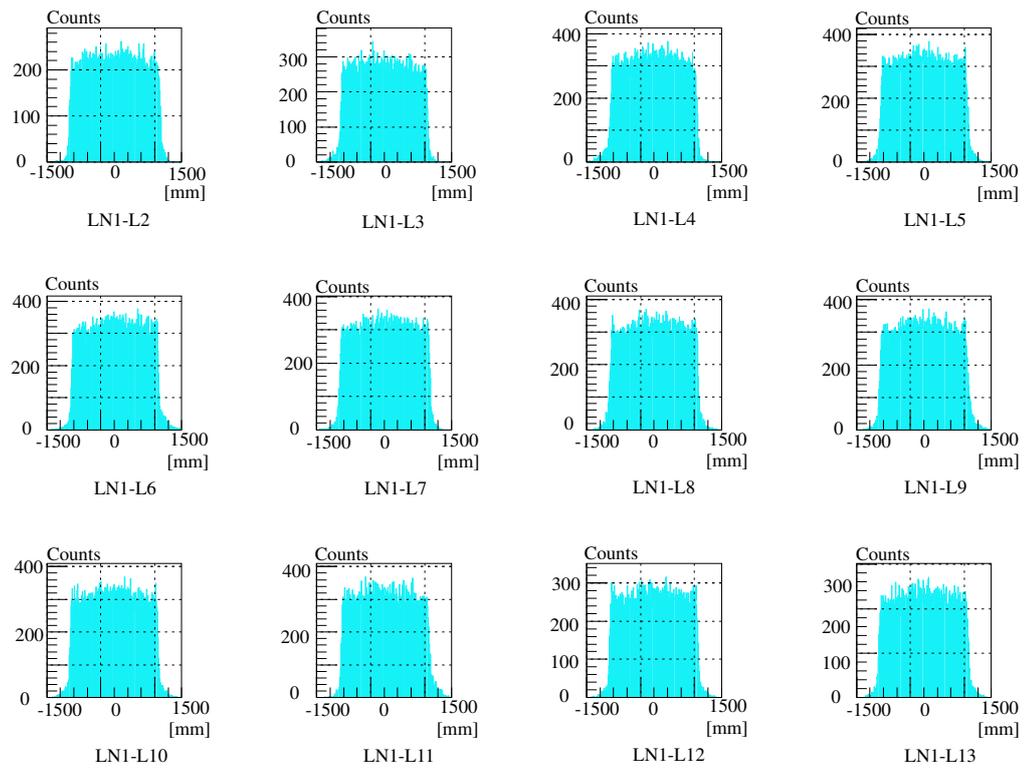


図 4.15: ラスチックカウンター (LN1-L) 中での光速の決定。X の幅を、2140mm に揃えるように合わせている。

### 4.3.3 slew 補正

以上の解析では、Neutron Counter からの時間信号 (T) と、Pulse height (A [channel]) の相関は全く無視されている。しかし、実際には、時間信号をつくるタイミングは、A について定められたスレッシュホールド (定数) で決まるので、A の大きさに応じてタイミングのズレが生じる。これを slew と呼ぶ。slew は、A が小さい場合ほど顕著に現れる。図 4.16 は、この slew が起こる原因を模式的に示したものである。slew による時間のずれは補正して正しい時間情報に直す必要がある。これは、以下のような手順で行われた。

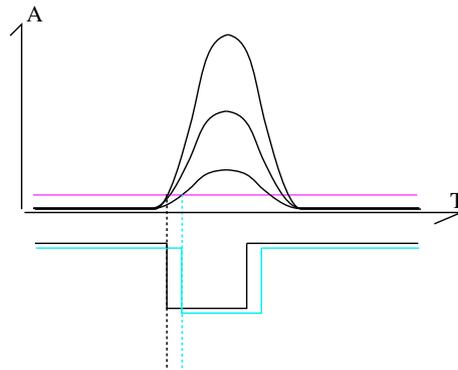


図 4.16: A による、T の相関を現した図。A が小さいほどタイミングがずれて、T は遅くなる様子がみられる。

解析には、 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  の run を用いた。まず、Neutron Counter の X の中央付近、

$$|X| \leq 150.0 \text{ [mm]} \quad (4.12)$$

を選ぶ。これは、散乱角度の小さいイベントを選ぶことに相当する。この条件のもとで、A と T の相関を見た図が図 4.17 である。A が小さいほど、タイミングがずれて、T は遅くなっている現象が現れている。このずれを補正するために、この A と T の相関に対応した関数、

$$\text{TOF} = a_1 + \frac{a_2}{A^{a_3}} \quad (4.13)$$

を用いる。実験データをこの式を用いて fit し、パラメーター  $a_1, a_2, a_3$  を求める。ただし、ここでの A は、各 PMT からの信号  $A_L$  [channel] (または  $A_R$ ) である。図 4.18 にその結果を示す。このように slew 補正後の時間を原点  $T = 0$  に合わせている。絶対時間は、後に述べる 4.3.5 にあるように、Brass run によるガンマ線の解析によって各面一律に合わせられた。

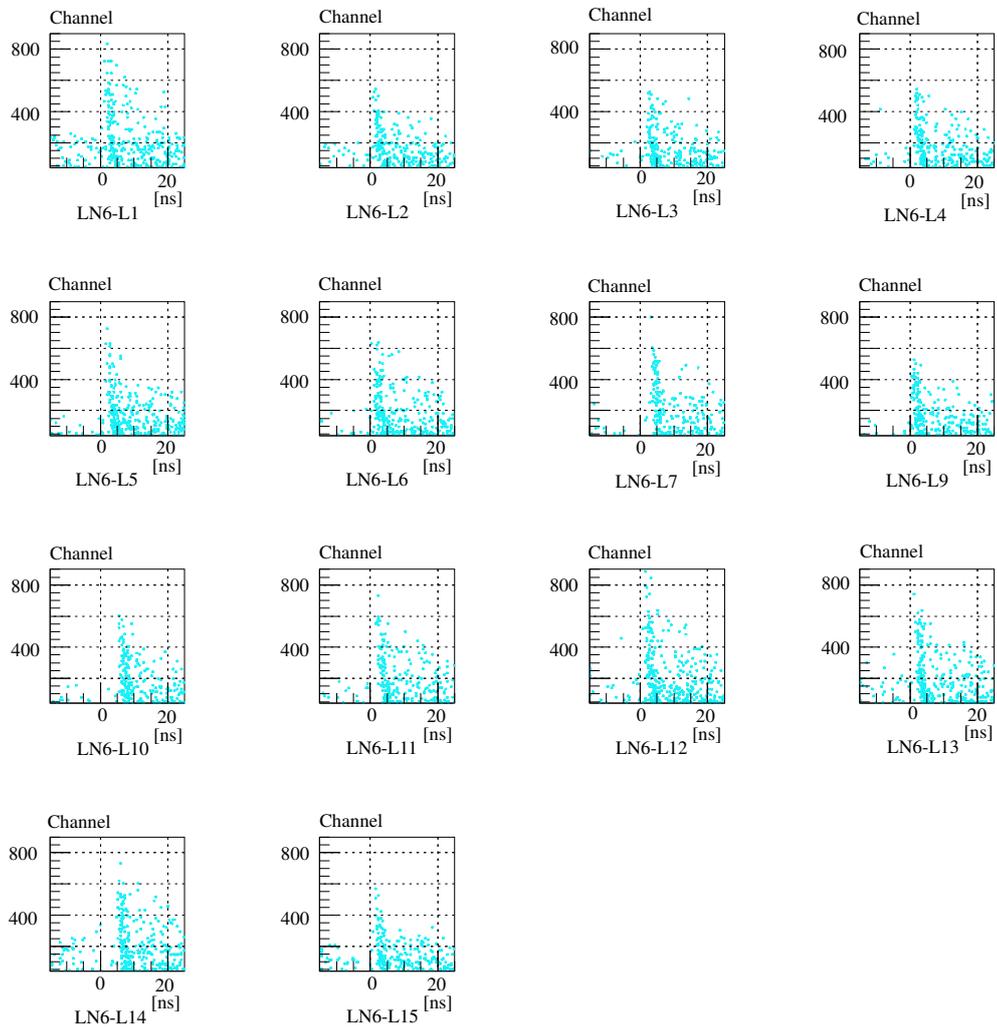


図 4.17: slew 補正前の SN6-L における、A と T の相関。

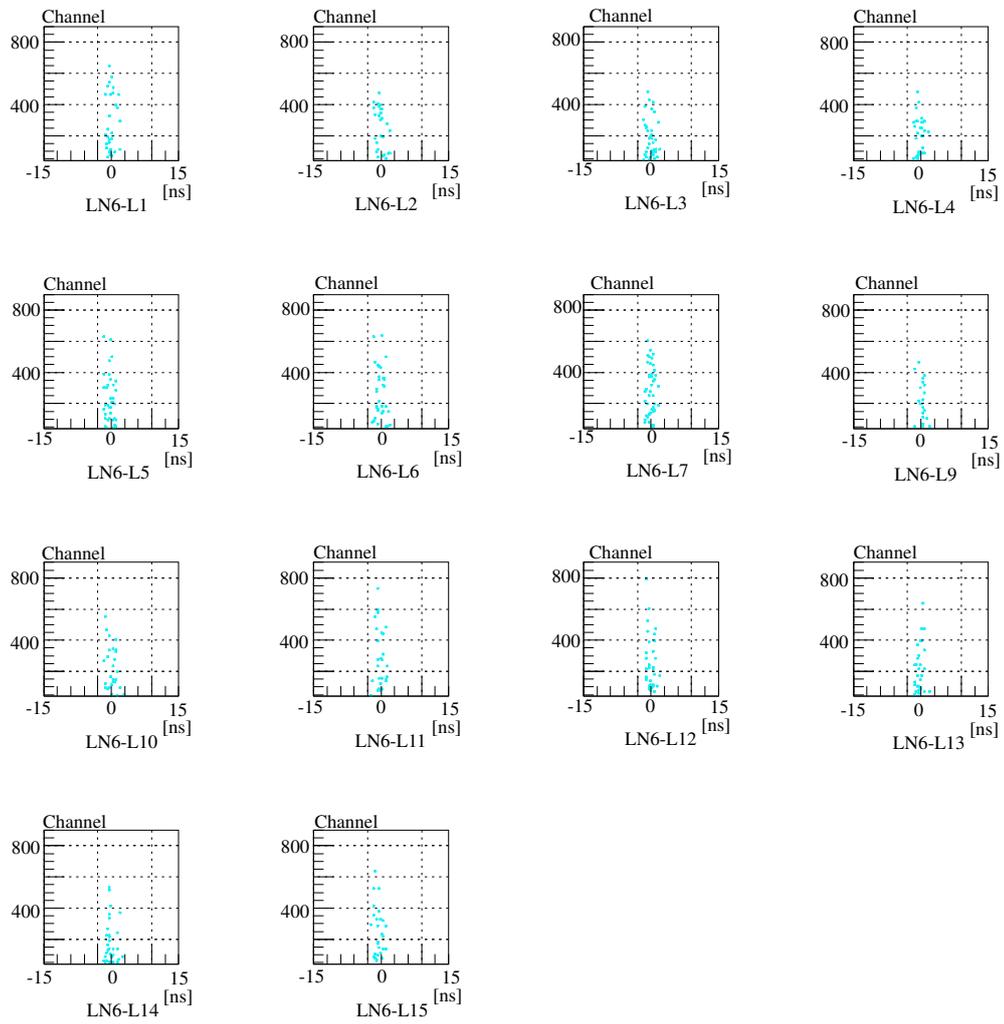


図 4.18: slew 補正後の SN6-L における、A と T の相関。時間は原点  $T = 0$  に合わせられた。

Tresolution	slew 補正前	slew 補正後
LN1	1.18 ns	0.43 ns
LN2	1.26 ns	0.44 ns
LN3	1.61 ns	0.51 ns
LN4	1.41 ns	0.53 ns
SN5	1.13 ns	0.45 ns
SN6	1.20 ns	0.46 ns

表 4.4: Neutron Counter の時間分解能 ( $\sigma$ )

slew 補正後は、時間情報  $T_L, T_R$  が slew 補正前と変わるため、4.3.1 章、4.3.2 章において行った dT の中心合わせ、プラスチックシンチレーター中での光速  $C_{\text{eff}}$  も変化する。従って、再び dT の中心位置合わせと  $C_{\text{eff}}$  の調整を行なう必要がある。この操作を繰り返すことで T と A の関係の整合性をとることができる。中性子検出器は、散乱された中性子の運動量を時間信号から決定するため、以上のような解析は、非常に重要である。表 4.4 は slew 補正前と後の Neutron Counter の時間分解能をまとめたものである。また、図 4.19, 図 4.20, 図 4.21 は、ビーム下流から見た中性子検出器の各面の X-Y 平面の図である。

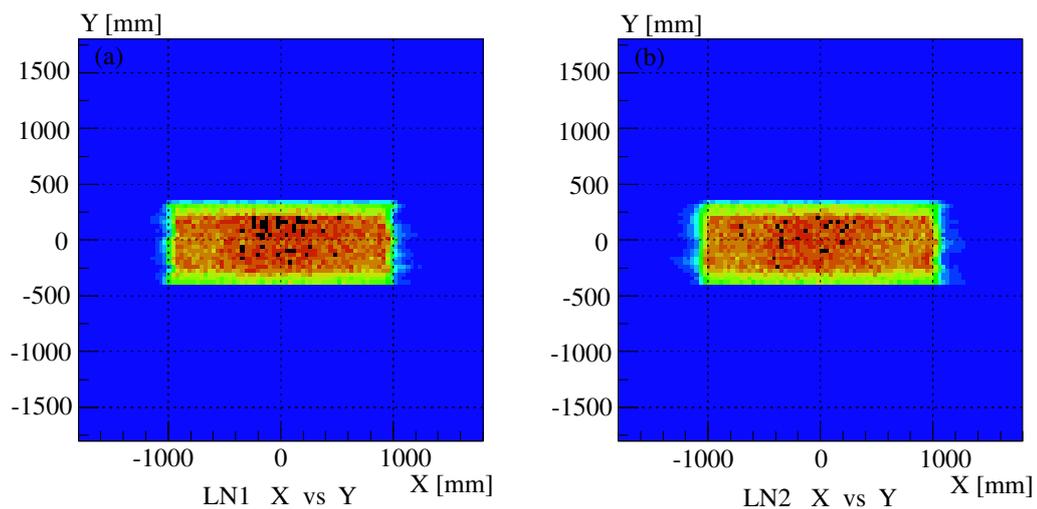


図 4.19: LN1,2 をビーム下流から見た図。

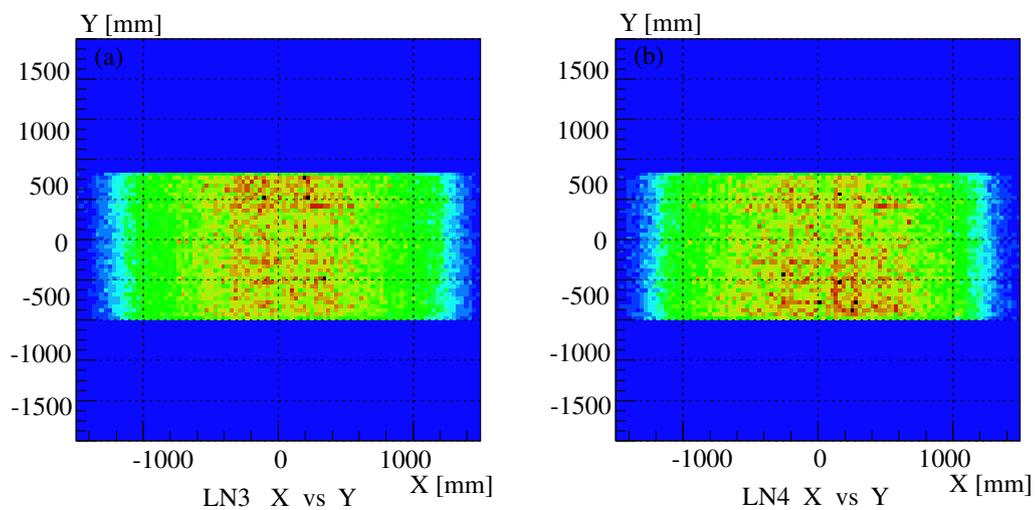


図 4.20: LN3,4 をビーム下流から見た図。

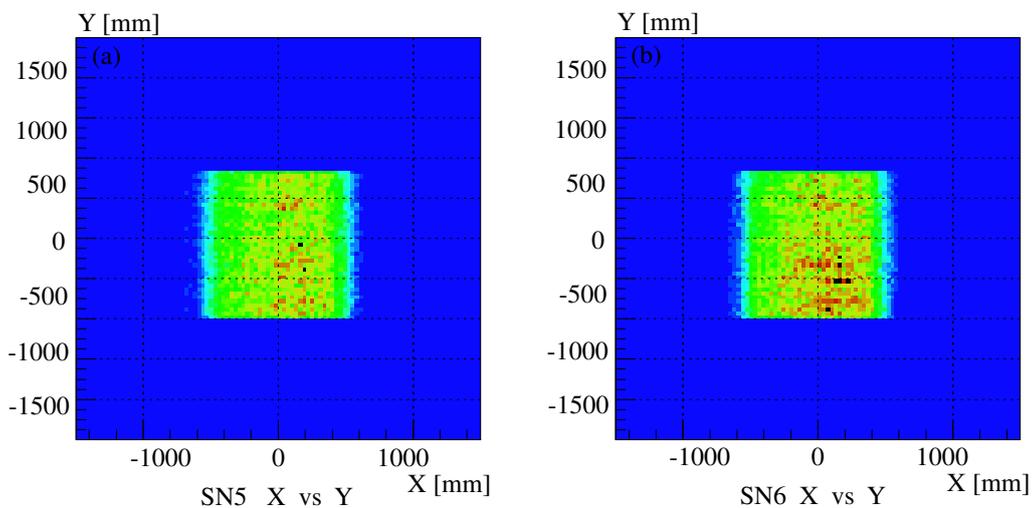


図 4.21: SN5,6 をビーム下流から見た図。

#### 4.3.4 プラスチックカウンターの gain 合わせ

次に、中性子検出器の gain 合わせについて述べる。gain 合わせには、Cosmic ray を測定した run を用いる。ある面の中央付近を真っ直ぐに貫通していく宇宙線イベントを選び出すために、プラスチックカウンターの左右端の PMT からの時間信号 (raw data) の差  $dT$  (式 4.9 参照) について、

$$|dT| \leq 15.0 \text{ [channel]} \quad (4.14)$$

の領域を選び、さらに、中性子検出器の各面 (LN1,2,3,4,SN5,6) それぞれで、一面あたり 8 本以上宇宙線を観測したイベントだけを選び出す (SN5,6 は式 4.14 の半分、 $|dT| \leq 7.5 \text{ [channel]}$ ) の領域とする。ただし、 $1 \text{ channel} \simeq 0.10 \text{ ns}$  である)。このように、宇宙線の通過した飛跡を制限することで、中性子検出器内での宇宙線のエネルギー損失を見積もることができる。

図 4.22 は、実験データの解析により得られたエネルギー損失 (Pulse height:  $A \text{ [channel]}$ ) の分布を示している。ただし、ここでの  $A$  は、各 PMT からの信号  $A_L \text{ [channel]}$  (または  $A_R$ ) である。図より、宇宙線のシンチレーター中での  $A$  の分布の形は、ランダウ分布 (APPENDIX 7.6 参照) をしていることがわかる。ランダウ分布関数は、高エネルギー側へ裾を引くために、エネルギー損失分布に現れている最頻値とベーテ・ブロッホの式から計算される平均のエネルギー損失値は一致しない。gain 合わせのためには、ランダウ分布で現れている分布のピークが、何 MeV に相当しているのかを、GEANT によるシミュレーションで見積もる必要がある。

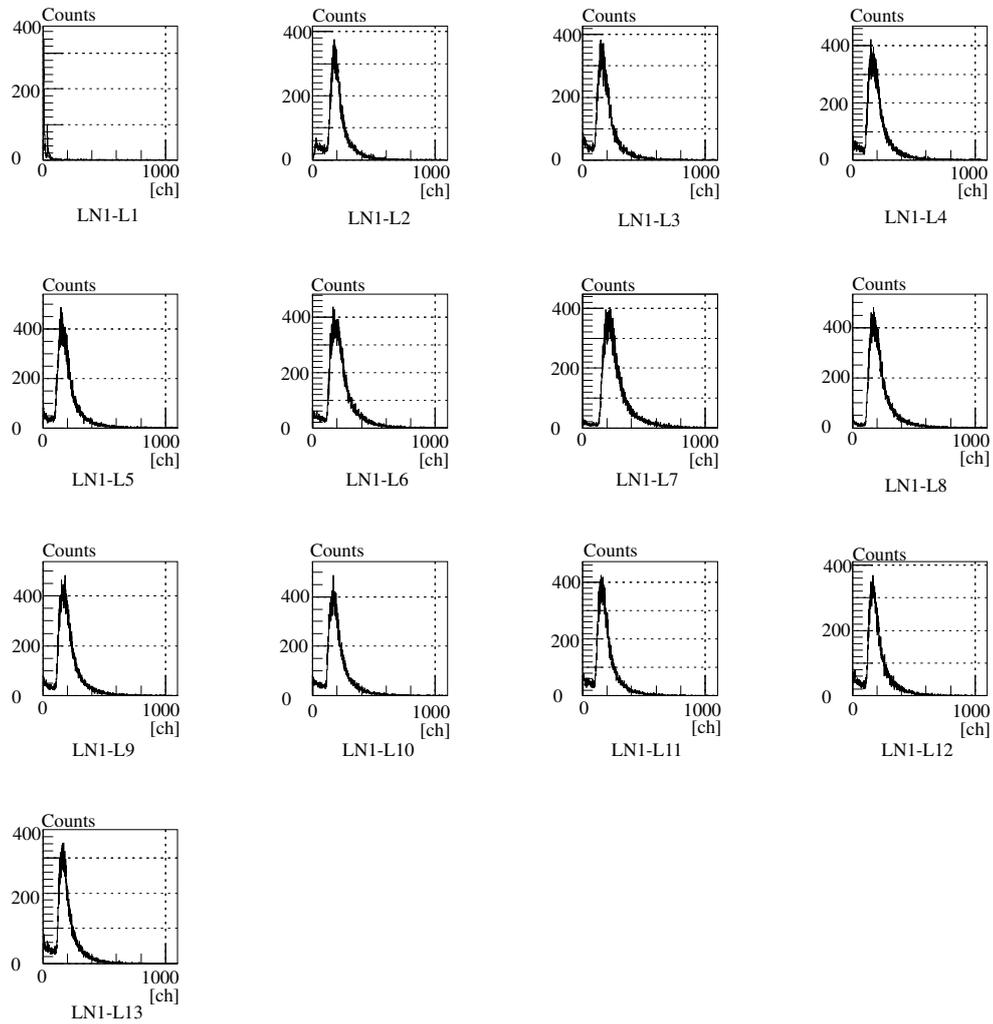


図 4.22: プラスチックカウンター (LN1-L) 中での、宇宙線のエネルギー損失 ( $A_L$  [channel]) のスペクトル。

式 4.14 で制限をかけた領域は、長さでいうと約 25 [cm] であるから、

- $6.0 \times 25 \times 72.0 \text{ cm}^3$  の領域 (LN1, LN2)
- $6.0 \times 25 \times 90.0 \text{ cm}^3$  の領域 (LN3, LN4)
- $6.0 \times 12 \times 90.0 \text{ cm}^3$  の領域 (SN5, SN6)

以上の領域を任意に通った宇宙線を選んだことになる。この領域におけるプラスチックカウンター内の飛程の長さは、最大 6.3 cm から最小 6.0 cm の値をとる。よって  $\mu$  の平均の飛程は、6.1 cm であると考えられるので、厚さ 6.1 cm のプラスチックシンチレーターを用意して、1.0 GeV の  $\mu$  を垂直に入射させるシミュレーションを行なった。図 4.23 はそのシミュレーションで得られたエネルギー損失分布である。これをランダウ分布関数でフィッティングし、ピークのエネルギー値は、 $\Delta E = 11.2 \text{ MeV}$  と得られた。

この結果を用いて、図 4.22 のエネルギー損失分布のピークチャンネルを 11.2 MeV に対応させるように、gain 合わせを行なった。

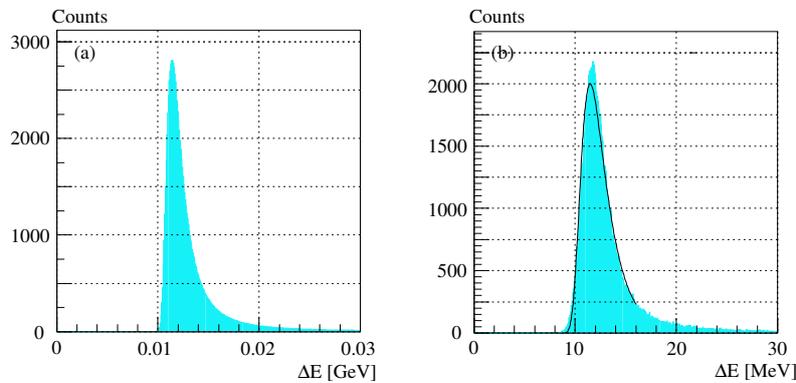


図 4.23: プラスチックシンチレーター中の飛程 6.1 cm とした、GEANT によるエネルギー損失のシミュレーション。(a): GEANT から出力されるエネルギー損失の分布。(b): GEANT の出力を、中性子検出器の分解能で鈍らせた分布。

次に、中性子検出器の左右の PMT からの時間信号の差  $dT$  と、Pulse height( $A$ [MeV]) の相関の補正について述べる。図 4.24 は、PMT からの時間信号の差  $dT$  と、Pulse height( $A$ [MeV]) の相関を示したものである。この相関は、プラスチックシンチレーターの両端に近い位置、つまり PMT に近い位置ほど光の集光率が高く、波高は高くなることを示している。前述した中央付近を選んだ gain 合わせでは、中央付近の gain しか合わせていないことになる。よって、gain 合わせを位置による相関も考慮して行なう必要がある。プラスチックシンチレーターのどの位置で光っても、 $X$  の中心位置と同じ  $A$  値になるように補正するために、図 4.24 の帯の部分を表す関数を以下のように用意する。

$$dT = a_1 + a_2 dT^2 + a_3 dT^4 \quad (4.15)$$

この関数を用いて、帯の分布を一律に、 $X$  の中心位置での値に揃えるように補正する。図 4.25 は、補正後の  $dT$  と  $A$  の相関図である。

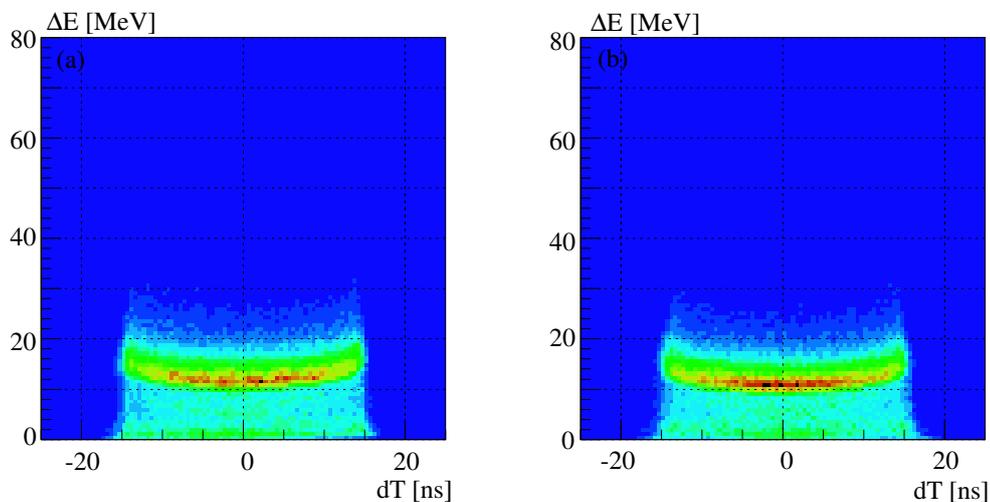


図 4.24: プラスチックカウンター (LN1-7, LN1-9) での、宇宙線のエネルギー損失  $A$  [MeV] と  $dT$ [ns] の相関分布。PMT に近い位置ほど集光率がよく、波高は大きくなる。

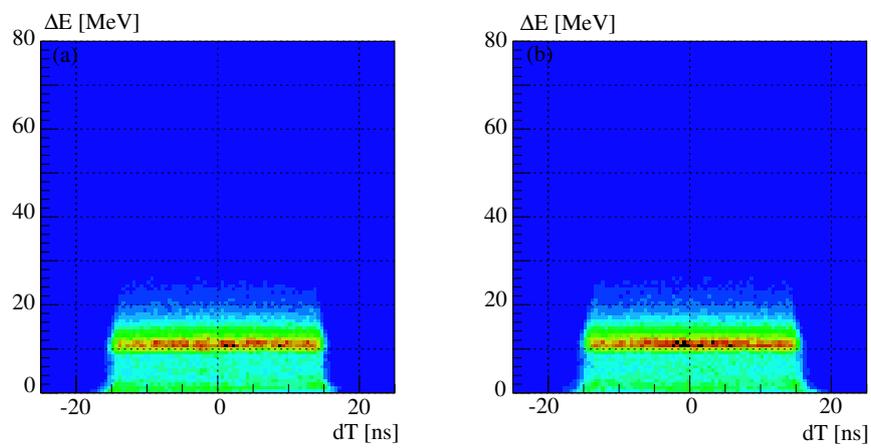


図 4.25: 波高の位置依存性を考慮して gain 合わせした後の、プラスチックカウンター (LN1-7, LN1-9) での、宇宙線のエネルギー損失  $\Delta E$  [MeV] と  $dT$  [ns] の相関分布。

LN1	LN2	LN3	LN4	SN5	SN6
16.08ns	16.30 ns	20.04 ns	20.26 ns	20.56 ns	20.77 ns

表 4.5: Brass target から中性子検出器各面までの TOF の計算値。

#### 4.3.5 中性子検出器の絶対時間合わせ

ここでは、中性子検出器の絶対時間合わせについて述べる。

中性子検出器の絶対時間合わせは、 $^{12}\text{Be} + \text{Brass target}$  の run を用いて行う。Brass target は、F3 真空ダクトのすぐ外の位置に置かれ、本来のターゲット位置から 146 mm 下流に設置されている。 $^{12}\text{Be}$  が Brass target に衝突すると多くの低励起準位を持つため  $\gamma$  線を放出する。 $\gamma$  線は速度が光速で一定であるため、絶対時間合わせが可能となる。表 4.5 は、この Brass target の位置から中性子検出器の各面まで距離と光速から、 $\gamma$  線の TOF を計算してまとめたものである。中性子検出器の中央付近を

$$|dX| \leq 15.0 \text{ [cm]} \quad (4.16)$$

という条件で選び、Brass target からの  $\gamma$  線の TOF が、この表の値になるように各面の絶対時間合わせを行なった。図 4.26 は、絶対時間を合わせた後の TOF スペクトルである。

$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  の run を用いて絶対時間合わせを行うこともできる。しかし、 $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  の run で絶対時間を合わせた場合、 $^{12}\text{Be} + \text{Brass}$  で合わせた絶対時間と 4 ns ほどずれが生じる。これは、F2 プラスチックカウンターでの slew があるためにズレが生じていると考えられる。ここでは、F2 プラスチックカウンターでの slew による影響がより少ないと考えられる、 $^{12}\text{Be} + \text{Brass}$  による絶対時間合わせを採用する。

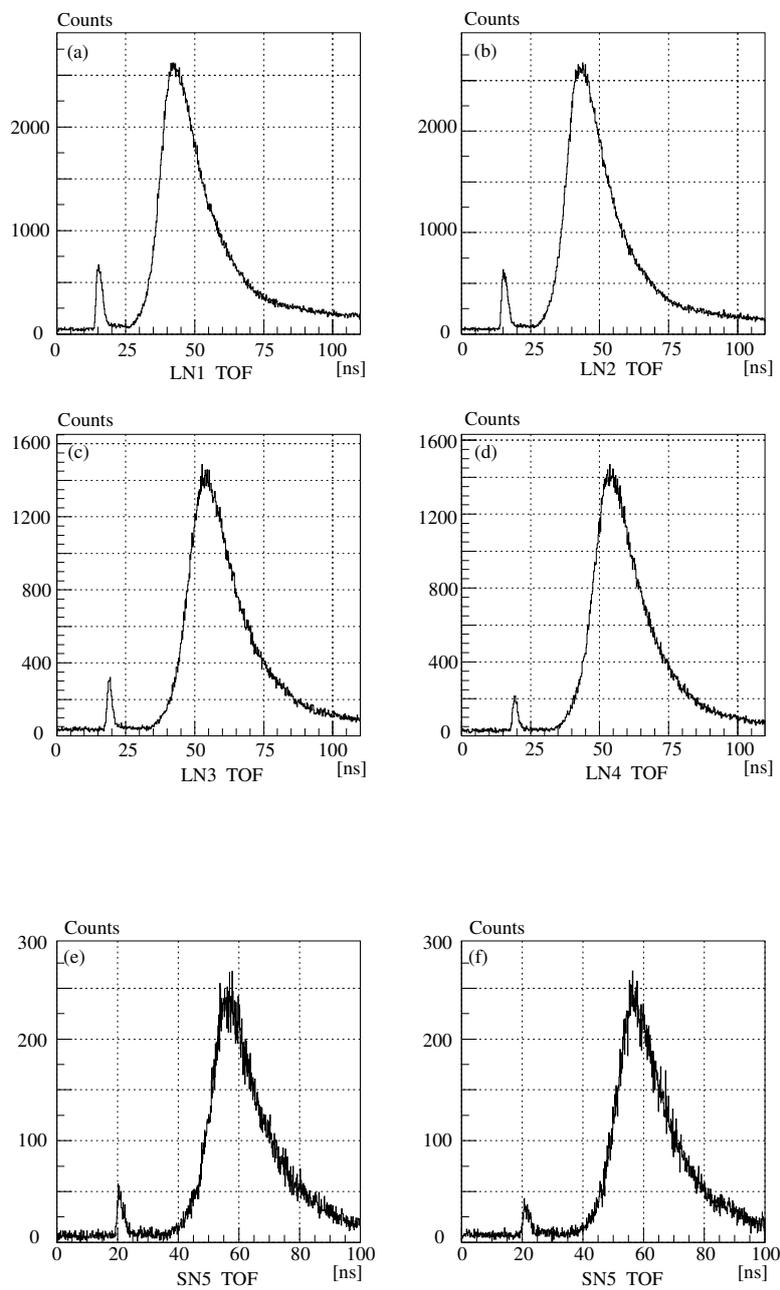


図 4.26: 中性子検出器の絶対時間：早い時間の位置に見えている鋭いピークがガンマ線のピークである。

ターゲット厚	239.23 ± 1.51 mg/cm <sup>3</sup>
同位体比	<sup>6</sup> Li : <sup>7</sup> Li = 7.5% : 92.5%
<sup>7</sup> Li の原子量	7.0160

表 4.6: <sup>7</sup>Li の標的厚。

LN1	LN2	LN3	LN4	SN5	SN6
5.00 ± 0.41%	5.44 ± 0.36%	4.43 ± 0.53%	4.04 ± 0.52%	4.24 ± 0.45%	4.23 ± 0.57%

表 4.7: 中性子検出器の各面の検出効率。

#### 4.3.6 中性子検出器の検出効率

ここでは中性子検出器の検出効率について述べる。<sup>7</sup>Li(p,n)<sup>7</sup>Be の run を用いて中性子検出器の検出効率が求められる。<sup>7</sup>Li(p,n)<sup>7</sup>Be(g.s + 1st. 0.43 MeV) の 70 MeV 付近での散乱断面積は、正確な値が分かっており [14]、その値は、25.9 ± 0.4 mb/sr である。また、表 4.6 は、用いた標的 <sup>7</sup>Li についてまとめたものである。検出効率を求めるにあたって、以下の条件を課して解析を行なった。

- 散乱方向を 0 [deg] 方向付近に特定するために、中性子検出器の位置について  $|X| \leq 150.0$  [mm] かつ、 $|Y| \leq 150.0$  [mm] の領域を選ぶ。
- 中性子の検出多重度は <sup>6</sup>He(p,p')<sup>6</sup>He の解析に合わせ、Multiplicity = 1 のイベントのみを選ぶ。
- 波高 A のスレッシュホールド値は <sup>6</sup>He(p,p')<sup>6</sup>He の解析に合わせ、5.7 MeVee とする。

図 4.27 は、<sup>7</sup>Li(p,n)<sup>7</sup>Be の run を前述の条件で解析した結果得られた、中性子検出器各面の  $\beta$  のスペクトルである。ここで見えている 1 本のピークは、<sup>7</sup>Be の基底状態と第一励起状態 (0.43 MeV) の 2 本のピークの重なりである。中性子検出器の時間分解能がこの 2 本の遷移を分けられるほど良くないために、1 本のピークとして見えている。バックグラウンドは、<sup>7</sup>Be → <sup>4</sup>He + <sup>3</sup>He の分解反応などから現れると考えられる。解析の結果得られた中性子検出器各面の検出効率を表 4.7 に示す。

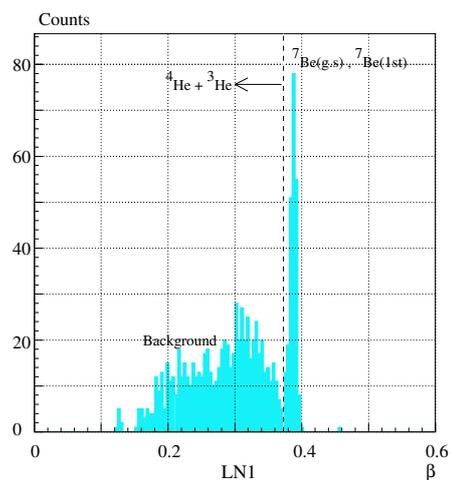


図 4.27: LN1 における  $\beta$  の分布。1 本のピークが見えているが、これは  ${}^7\text{Be}$  の基底状態と第一励起状態の 2 本のピークの重なりにある。

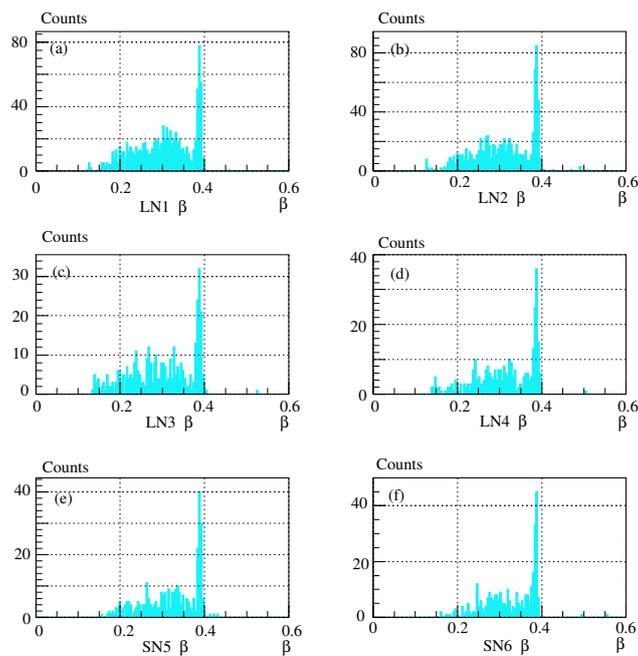


図 4.28: 中性子検出器の各面 LN1,2,3,4,SN5,6 における、 $\beta$  の分布。

## 第5章 結果と考察

ここでは、 ${}^6\text{He}$  の陽子非弾性散乱実験の結果得られた三体の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}({}^4\text{He}+n+n)$  のスペクトル、共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  の散乱角度分布、および  ${}^6\text{He}(2^+)$  の崩壊過程について議論する。

### 5.1 ${}^6\text{He}$ の相対エネルギー

図 5.1 は、散乱角度  $0 [\text{deg}] \leq \theta_{\text{CM}} \leq 60 [\text{deg}]$  の範囲で積分した相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  スペクトルである。図のように  ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態であるに相当するピークが観測された。共鳴状態の生成断面積の記述は、Bright-Wigner の共鳴公式で行なわれる。以下にその共鳴関数を示す (詳細は、APPENDIX 7.3 章を参照)。

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.1)$$

$$(5.2)$$

$$\Gamma = 2kRv_l\gamma \quad (5.3)$$

$$k = \frac{2ME}{\hbar^2} \quad (5.4)$$

$E_R$  : 共鳴エネルギー

$\Gamma$  : 共鳴幅

$v_l$  : ポテンシャル透過能

$\gamma$  : 換算幅

$R$  : 相互作用半径

$k$  : 価中性子相対運動量を表す波数

$M$  : 相対質量

この共鳴関数から得られる物理量は、共鳴エネルギー  $E_{\text{rel}}$ 、共鳴幅  $\Gamma$ 、ポテンシャル透過能  $v_l$ 、換算幅  $\gamma$ 、相互作用半径  $R$ 、価中性子相対運動量を表す波数  $k$  である。表 5.1 には、Bright-Wigner 関数でフィッティングして得られた物理パラメータを示す。なお、検出器の大きさ、ジオメトリーによって決まるアクセプタンスの補正は、APPENDIX 7.2.3 を用いて行なわれている。また、empty run をターゲット有りの場合と同様に解析した結果では、 ${}^4\text{He} + n + n$  コインシデンスでのバックグラウンドは無視できるほど非常に小さかった。図 5.1 におけるフィッティングでは、Bright-Wigner 関数の他にバックグラウンドとして二次関数を加えてフィッティングを行なっている。

この得られた物理量の値をもとに、 ${}^6\text{He}$  の構造についての定性的な議論を加えて述べる。なお、表の 5.1 の誤差の値は統計誤差と系統誤差の和を示している。表 5.1 に示すように、

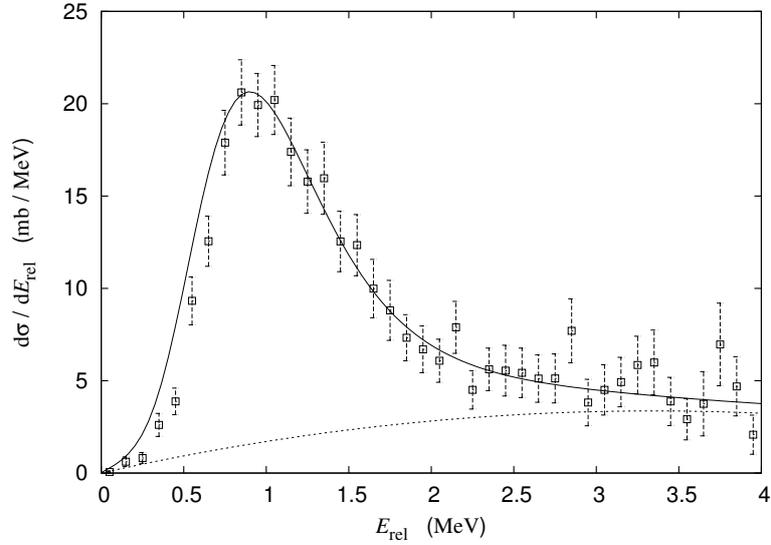


図 5.1: 散乱角度  $0.0 [\text{deg}] \leq \theta_{\text{CM}} \leq 60 [\text{deg}]$  の範囲で積分した相対エネルギー  $E_{\text{rel}}$  のスペクトル。実線は、Bright-Wigner 関数と、分布を再現するような適切な background を足した関数によるフィッティングの結果である。

$E_R$	$0.90 \pm 0.09(\text{sta.}) \pm 0.04(\text{sys.}) \text{ MeV}$
$\Gamma$	$0.96 \pm 0.24 \text{ MeV}$
$r(\text{Interaction radius})$	$4.43 \pm 1.10 \text{ fm}$
$\gamma(\text{Reduced width})$	$1.37 \pm 0.34 \text{ MeV}$
$P$	$37.5 \pm 5.9 \text{ MeV}/c$
$\kappa$	$0.21 \pm 0.02 \text{ 1/fm}$
$P_l$	$0.42 \pm 0.11$
$\sigma(^6\text{He}(2^+)) \text{ 0-1.5 MeV}$	$16.7 \pm 2.10(\text{sta.}) \pm 0.61 (\text{sys.}) \text{ mb}$

表 5.1: Bright-Wigner 共鳴関数から求められた物理量

${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴エネルギーは、 $E_R = 0.90 \pm 0.09(\text{sta.}) \pm 0.04(\text{sys.})$  MeV であり、誤差の範囲内で  ${}^6\text{He}(2^+)$  共鳴エネルギーとして知られている値  $E_R = 0.83$  MeV [4] に一致することが分かった。また、 $r$  は、相互作用半径を表しており、 $r = 4.43 \pm 1.10$  fm と、非常に大きな値となった。(誤差が大きいのは、共鳴関数の幅に関するパラメーターが、フィッティングによってふらつくことによる、フィッティングによる系統誤差 21% が含まれているためである。以下、幅に関する物理量も、同じフィッティングによる系統誤差が含まれている。) この相互作用半径の値は、 ${}^6\text{He}$  の 2 個の価中性子の密度分布が、通常の原子核としての描像よりも、薄く広い密度分布を持ったハロー構造をしていることと矛盾しない結果であるが、既知の  ${}^6\text{He}$  の相互作用半径 2.52 fm よりも、はるかに大きな値であり、誤差の範囲では一致しない結果となった。次に共鳴幅  $\Gamma$  は、 $\Gamma = 0.96 \pm 0.24$  MeV と得られた。検出器の相対エネルギー分解能は、7.4 章より共鳴エネルギー付近で  $\sigma = 0.265$  MeV であるので、FWHM では 0.622 MeV に相当する分解能である。よって、この幅は自然幅が含まれていると考える立場に立って議論を進める。APPENDIX 7.3 章に述べられているように、 $\Gamma = 2kRv_l\gamma$  と書ける。この共鳴状態の崩壊幅  $\Gamma$  の中に含まれている換算幅  $\gamma$  は、粒子のエネルギーに依らず複合核状態の波動関数で決まる量であり、 $\Gamma$  よりもより核構造を反映している。この換算幅  $\gamma$  は、 $\gamma = 1.37 \pm 0.34$  MeV と得られた。次に以下の仮定の下、単一粒子状態の換算幅  $\gamma(\text{s.p.})$  を求め、スペクトロスコピック因子を求めた。

- 原子核の密度分布は一様な球形であるとする。
- 核半径を既知の値  $r = 2.52$  fm [19] を用いる。
- ${}^5\text{He}$  は共鳴幅を持たないとする。

以上の仮定のもとでは、式 1.4 のように  ${}^5\text{He}$  を経由する Sequential Decay を仮定した場合の単一粒子状態の換算幅は、 $\gamma(\text{s.p.}) = 3.98$  MeV と求められる。この値からスペクトロスコピック因子を求めると、 $S=0.35$  となる。また、核半径値をフィッティングパラメーターとして得られた値  $r = 4.43$  fm を用いて計算すると、 $\gamma(\text{s.p.}) = 1.28$  MeV となり、この場合のスペクトロスコピック因子は、 $S=1.1$  と求まる。いずれの場合も、 ${}^5\text{He}$  が幅を持たない状態であれば、これは、 ${}^5\text{He}$  を経由する Sequential Decay の成分が含まれていることを示す。しかし、 ${}^5\text{He}$  は、 $0.60 \pm 0.02$  MeV の幅を持つので [31]、この共鳴状態で現れている幅  $\Gamma, \gamma$  は、主に、 ${}^6\text{He}(2^+)$  共鳴状態と  ${}^5\text{He}$  の状態幅と分解能が重ね合わされた幅であると解釈できる。単純に、分解能の分だけこの共鳴幅から差し引いて考えると、 $\sigma_{6\text{He}}^2 = \sigma_{\Gamma}^2 - \sigma_{\text{resol}}^2$  より、 $\sigma_{6\text{He}} = 0.73 \pm 0.24$  MeV となる。これは、過去の実験により知られている幅  $\sigma_{6\text{He}} = 0.113 \pm 0.020$  MeV [30] に対してはるかに大きく、一致しない結果となった。価中性子の相対運動量は、共鳴エネルギーを用いて計算したところ、波数  $\kappa = 0.21 \pm 0.02$  1/fm と得られた。これは、励起状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  の中の価中性子がコアの  $\alpha$  に対して持つ平均の運動量と考えることができ、安定核 (基底状態  $A/Z = 2$ ) の核子の平均運動量  $\kappa = 1.05$  1/fm と比べると非常に小さな運動量をもっており、静かに運動していることがわかる。また、 $P_l$  はペネトラビリティであり、 $0.42 \pm 0.11$  という大きな値を持っていることが分かった。これらの値から  ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態の描像を考察すると、 $l=1$  の浅い遠心力ポテンシャルの中で価中性子が静かに運動しており、そして、その価中性子はトンネル効果で核外へ多きく浸みだしていると考えられる。 ${}^6\text{He}(2^+)$  の生成断面積は、図 5.1 の  $0 \leq E_{\text{rel}} \leq 1.5$  MeV の範囲を積分した結果、 $16.7 \pm 2.10(\text{sta.}) \pm 0.61(\text{sys.})$  mb であった。

## 5.2 ${}^6\text{He}(2^+)$ の散乱角度分布

図 5.3 は、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態 ( $0.0 [\text{MeV}] \leq E_{\text{rel}} \leq 4.0 [\text{MeV}]$ ) についての微分散乱断面積である。なお、検出器の大きさ、ジオメトリーによって決まるアクセプタンスの補正は、APPENDIX 7.2.3 を用いて補正済みである。また、バックグラウンドについても、5.1 と同様に、各散乱方向に対してのフィッティングにより見積もっている。実線は、DWBA 計算コードである ECIS97 によって、適切な光学ポテンシャル [17],[18] を与えることで求めた散乱角度分布である。図 5.2 に計算に用いた光学ポテンシャルの値を示す。また、計算上行なった仮定を以下に記す。

Optical potential parameters : ( ${}^6\text{He}(\text{p,p}){}^6\text{He}$  70MeV)

System	Energy	V <sub>v</sub>	r <sub>v</sub>	a <sub>v</sub>	W <sub>v</sub>	W <sub>s</sub>	r <sub>wv</sub>	r <sub>ws</sub>	a <sub>wv</sub>	a <sub>ws</sub>	V <sub>so</sub>	r <sub>so</sub>	a <sub>so</sub>
${}^6\text{He}(\text{p,p})$	70	34.8	1.25	0.69	6.9	4.7	1.25	1.33	0.69	0.69	5.9	1.34	0.63

図 5.2: 光学ポテンシャルの値 [17],[18]

- 光学ポテンシャルは、[17],[18] にあるグローバルオプティカルポテンシャルを用いた (図 5.2 参照)。
- 標準的な集団励起モデルである回転モデルのモードで計算を行なった。
- 励起状態のスピンパリティは  $2^+$ 。
- 励起状態の相対エネルギーは 0.90 MeV。
- 角運動量移行  $L = 2$  の遷移である。

微分散乱断面積の分布は、横へ広がった分布をしており、計算とも一致していることから、角運動量移行  $L = 2$  の遷移であることが確かめられる。また、この計算によるパラメーターから、変形パラメーター  $\beta$  の値は、 $\beta = 0.47 \pm 0.08$  と求められた。(変形パラメーター  $\beta$  を求める際の核半径  $R_0$  の情報は、[19] より  $R_0 = 2.52 \text{ fm}$  を用いた)。

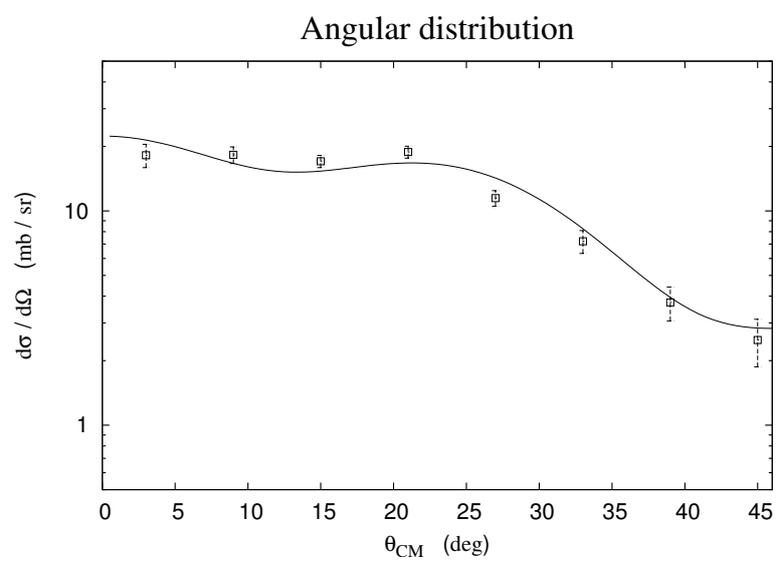


图 5.3:  ${}^6\text{He}$

### 5.3 Dalitz Plot

${}^6\text{He}$  は、 $\alpha+n+n$  の三体系のボロミアン核である。図 5.4 は、共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  の崩壊過程を表した模式図である。図 5.5 は、この三体系がどのように相関して共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  から崩壊していくのかを、二体の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}(\alpha+n1), E_{\text{rel}}(\alpha+n2), E_{\text{rel}}(n1+n2)$  の相関を見て調べたものである (APPENDIX 7.5 参照)。これは、Dalitz Plot に他ならない。図 5.5 の (b),(c) は、実験データを解析した結果得られた二体の相対エネルギーの Dalitz Plot である。一方、図 5.5 の (a) は、APPENDIX 7.2.3 と同様なシミュレーションによって求められた、運動学的に許容される位相空間に一樣に崩壊した場合の二体の相対エネルギーの Dalitz Plot である。すなわち三体間には何ら相関が無く、ばらばらに崩壊していく場合には、このような分布を示すことを表している。二体の相関がある場合には、それを反映した位相の偏りが Dalitz Plot に現れる。図 5.5 の (b),(c) は、(a) と大きく異なっており、明らかに二体の相関があることを示している。(ここで、 $n1, n2$  とは、捕らえられた二個の中性子のうち上流の検出器面で検出されたものから、1,2 と番号をふっている。) 図 5.6 は、図 5.5 の (c) をさらに詳しくみたもので

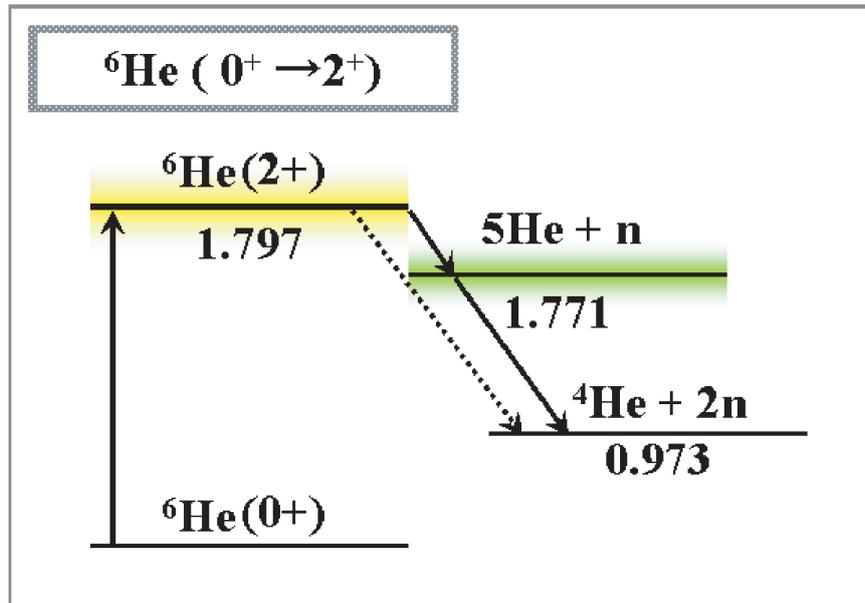


図 5.4: 共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  の崩壊過程。

ある。これは、 $E_{\text{rel}}(\alpha+n1), E_{\text{rel}}(\alpha+n2)$  は、0.6 MeV 付近を中心に幅広い分布を持ち、これは  ${}^4\text{He}+n$  の系が、 ${}^5\text{He}$  の共鳴状態を経過していることを示している。一方、 $E_{\text{rel}}(n1+n2)$  は、非常に小さく、 $E_{\text{rel}}(n1+n2) \approx 0$  MeV であった。以上の結果は、 ${}^6\text{He}(2^+)$  が  ${}^5\text{He}$  の共鳴状態を経由して崩壊する、連続崩壊過程 (Sequential decay) であることを示している (式 1.4 参照)。章 5.1 で得られた高い透過率により、 ${}^6\text{He}$  の 2 中性子のうちの 1 個がわずかなエネルギーを持ち出してポテンシャルを通り抜けて共鳴状態から外れると、残りの系  ${}^4\text{He}+n$  が  ${}^5\text{He}(3/2^-)$  の共鳴状態をつくり、そこから再び  ${}^4\text{He}$  と  $n$  に崩壊していくという、連続崩壊過程を経ていと解釈される。

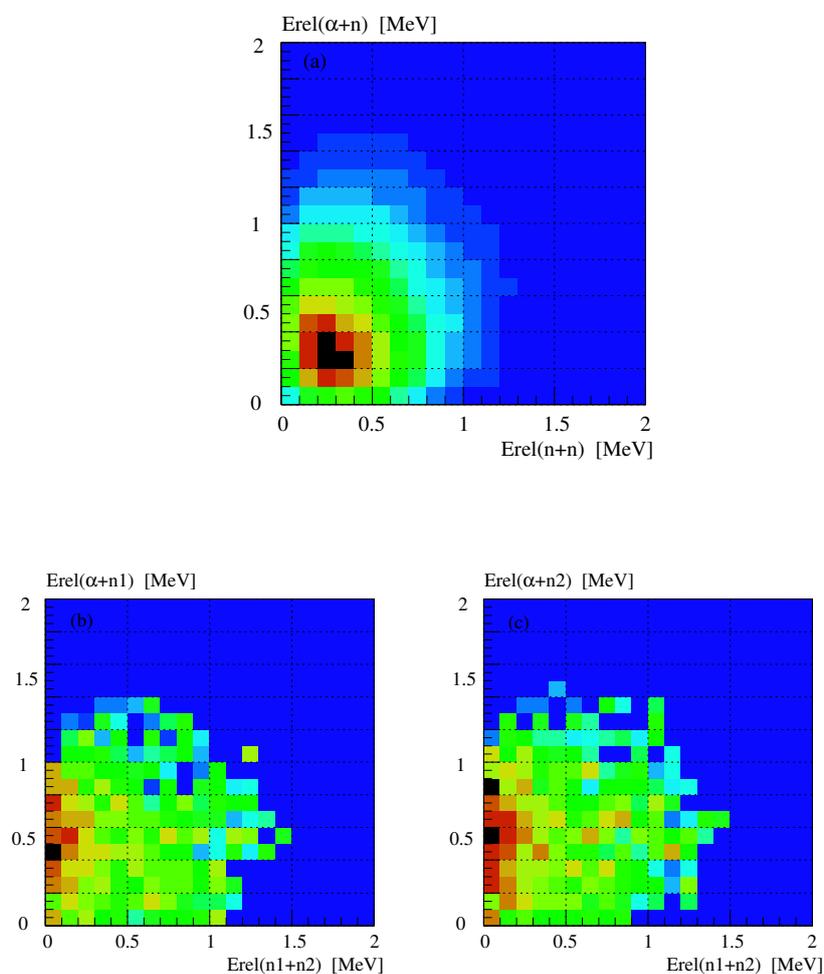


図 5.5: (a): シミュレーションによって求めた、運動学的に許容される位相空間に一様に崩壊した場合の二体の相対エネルギーの相関。横軸が  $E_{\text{rel}}(n+n)$ 、縦軸が  $E_{\text{rel}}(\alpha+n)$ 。(b): 実験データを解析した結果の、二体の相対エネルギーの相関。横軸が  $E_{\text{rel}}(n1+n2)$ 、縦軸が  $E_{\text{rel}}(\alpha+n1)$ 。(c): 実験データを解析した結果の、二体の相対エネルギーの相関。横軸が  $E_{\text{rel}}(n1+n2)$ 、縦軸が  $E_{\text{rel}}(\alpha+n2)$ 。

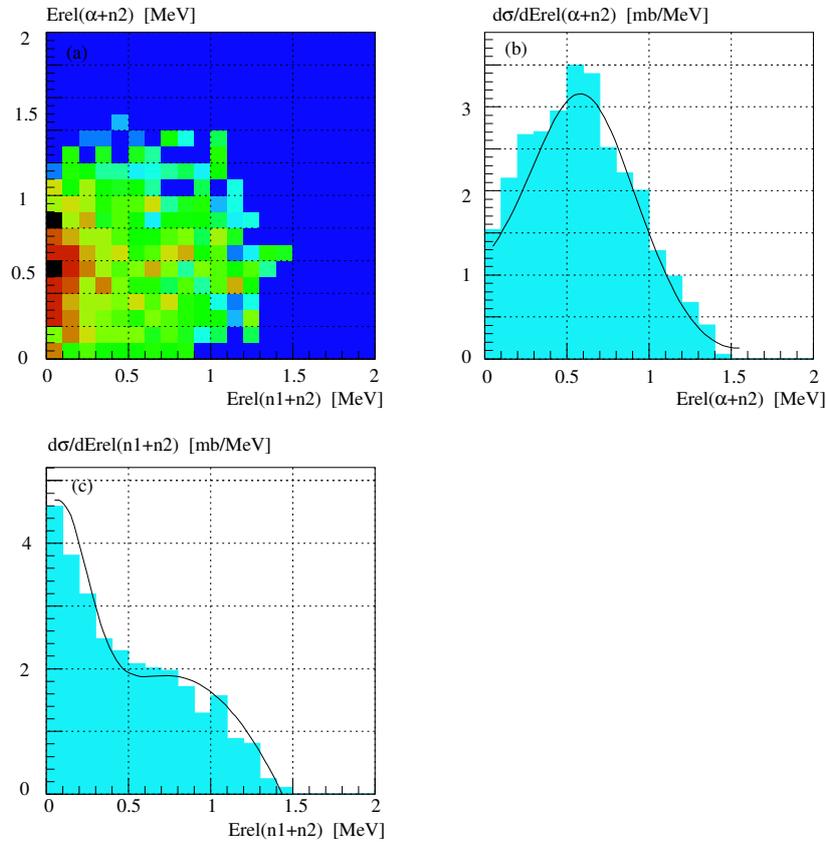


図 5.6: (a) : 図 5.5 の (c) と同じ図。実験データを解析した結果の、二体の相対エネルギーの相関。横軸が  $E_{rel}(n1+n2)$ 、縦軸が  $E_{rel}(\alpha+n2)$ 。(b) : 図 (a) を Y 軸方向へプロジェクションした図。実線は、ローレンツ分布関数と二次関数の合成関数でフィッティングした結果である。フィッティングの結果、ローレンツ分布のピークは  $\approx 0.6$  MeV であった。(c) : 図 (a) を X 軸方向へプロジェクションした図。実線は、ガウシアン関数と二次関数の合成関数でフィッティングした結果である。フィッティングの結果、ガウシアン分布のピークは  $\approx 0$  MeV であった。

## 5.4 2 中性子の相対角度分布

次に、二中性子の相対角度  $\theta_{mm}$  の分布について述べる。 ${}^6\text{He}$  の崩壊では、二個の中性子の連続した放射が起きている。このような場合、その計測率は、伝播ベクトル間の角度  $\theta$  に依存する [29]。どうして角度  $\theta$  に依存するのかは、以下のように説明できる。

量子数  $(j, m)$  の状態から、量子数  $(j', m')$  の状態への遷移を考える場合、その輻射は量子数  $(L, M)$  を持つ。ただし、 $M = m - m'$ 、 $|j - j'| \leq L \leq |j| + |j'|$  である。ある特定の  $L$  に対して、全ての隣接状態  $m$  から全ての隣接状態  $m'$  への遷移を観測している場合、つまり、全ての  $M$  についての足し算を観測している場合は、輻射の角度分布は伝播ベクトル間の角度  $\theta$  に依存せず、 $\theta$  に対して等方的な計測率となる。(特定の  $M$  に対しては、輻射の角度分布は  $\theta$  に依存する。) しかし、二個の中性子が連続して放射する際には、第一段階の放射に対する終状態 ( $M_{1f}$  とする) が、次の放射に対する始状態 ( $M_{2i} = M_{1f}$ ) となっており、特定の  $M$  が始めの放射で決まる。つまり、量子化の軸が始めの放射で選ばれることになり、続く放射は一般に  $\theta$  に依存した分布を持つ。今、中間状態での原子核の摂動の影響を考えない場合、相関関数は一般的に以下のように書ける。[29]

第一の遷移に対して

$$\Lambda_{mm'}^{(1)} = S_1 \sum_{m_1} (jm | H_r | j_1 m_1) (j'm' | H_r | j_1 m_1)^* \quad (5.5)$$

$$\Lambda_{m'm}^{(2)} = S_2 \sum_{m_2} (j_2 m_2 | H_r | jm) (j_2 m_2 | H_r | j'm')^* \quad (5.6)$$

$$W = \sum_m \Lambda_{m'm}^{(1)} \Lambda_{m'm}^{(2)} \quad (5.7)$$

この  $W$  をさらに書き換えると、

$$W = (2j+1)^2 \sum_{L_1 L_1'} \sum_{L_2 L_2'} \sum_{\nu} (-)^{L_2 - L_1'} (j || T_{L_1} || j_1) (j || T_{L_1'} || j_1)^* (j || T_{L_2} || j_2) (j || T_{L_2'} || j_2)^* \quad (5.8)$$

$$\times c_{\nu 0}(L_1 L_1') c_{\nu 0}(L_2 L_2') W(j j L_1 L_1' : \nu j_1) W(j j L_2 L_2' : \nu j_2) P_{\nu}(\cos \theta)$$

となる。ここで、中間状態での原子核の摂動を無視するという仮定が入っているが、この式 5.8 は、非常に一般的な式である [29]。今、 $\sum_{\nu}$  について考える。 $\nu$  は、遷移の始状態  $(j_i, m_i)$ 、終状態  $(j_f, m_f)$ 、量子数  $(L, M)$  をもつ粒子の放出による遷移に対し、以下のような制限を受ける。

- $\nu$  は、 $0 \leq \nu \leq \nu_{\max}$  の値のうち、偶数をとる。
- $\nu_{\max}$  は、 $2j_i$ 、 $2L$ 、のうちの小さい方である。
- $j_i$  が半奇数の場合、上限は  $2j_i - 1$  または、 $2L$  のうち小さい方である。

今、遷移は二中性子が次々に放出される二段階で起きるので、 $j_i$  は、中間状態の影響を受ける。中間状態は、 $j_i = 1/2$  または、 $j_i = 3/2$  なので  $\nu_{\max}$  は、 $2$  または  $0$  である。相関関

数  $W$  を  $W = W(\cos \theta)$  という  $\theta$  の関数としてみると、これは式 5.8 よりルジャンドル関数  $P_\nu(\cos \theta)$  の和に依ることが分かる。 $\mu_{max}$  は、0 か 2 なので、 $P_\nu(\cos \theta)$  は、 $P_\nu(\cos \theta) = 1$  か  $P_\nu(\cos \theta) = (3 \cos^2 \theta - 1)/2$  の成分を持つことになる。いずれにしても、 $W$  は  $\cos \theta = x$  と置くと、 $W(x) = W(-x)$  と、軸対称な分布を持つはずである。また、 $v_{max} = 0$  のみならば、必ず等方的になる。図 5.7 は、 ${}^6\text{He}(2^+)$  が二中性子を放出するときの相対角度  $\theta_{nn}$  についての

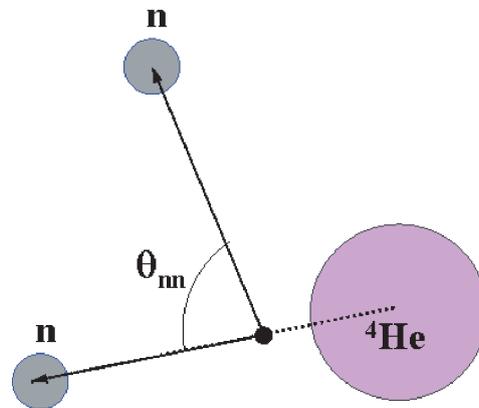


図 5.7: 相対散乱角度の概念図。

模式図である。そして、図 5.8 は、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態に対して、 $\sigma(0 \leq \theta_{CM} \leq 60 [\text{deg}], 0 \leq E_{rel} \leq 1.5 [\text{MeV}])$  の範囲に制限をかけて見た相対角度  $\theta_{nn}$  の分布である。この図からは、相対角度  $\theta_{nn}$  分布の非等方性が確認出来る。これは、前述した理論的考察と矛盾する結果である。理論的考察の中では、二中性子がひとつひとつ放出されていく過程を考えている。しかし、中性子が Di-neutron として運動していて、図 5.9(b) のように崩壊して行く過程を考えると、この非等方性になることが考えられる。また、相対角度  $\theta_{nn}$  についての角度相関を考えたが、相対角度  $\theta_{\alpha n}$  についての角度相関をみれば、図 5.9(b) のように崩壊して行く場合も、 $\alpha$  は、s 軌道に居るので、対称な分布が得られるはずである。しかし、ここでは  $\theta_{\alpha n}$  の相関や、相関関数の定量的な評価を行っていない。この問題は、Di-neutron correlation を考える上でも重要な要素を含んでいるので、今後の研究課題として挙げられる。

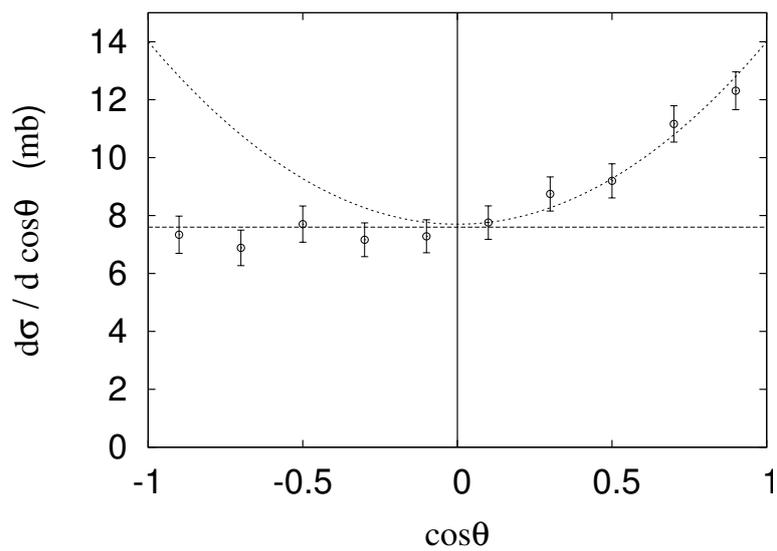


図 5.8: 相対散乱角度分布。横軸は  $\cos \theta_{nn}$ 、縦軸は  $d\sigma/d(\cos \theta_{nn})$  である。二中性子が一個ずつ放出されて崩壊していく場合には、 $\cos \theta_{nn} = 0$  の軸を中心に、対称な分布が得られるはずである。(図中の点線は中間状態  $j = 1/2, j = 3/2$  の場合の関数を示している。) しかし実験データは、 $\cos \theta_{nn} = 1$  つまり  $\theta_{nn} = 0$  方向に偏りがみられ、非対称分布になっている。これは、崩壊過程に  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$  という Di-neutron の過程が含まれていることを示していると解釈できる (図 5.9 参照)。

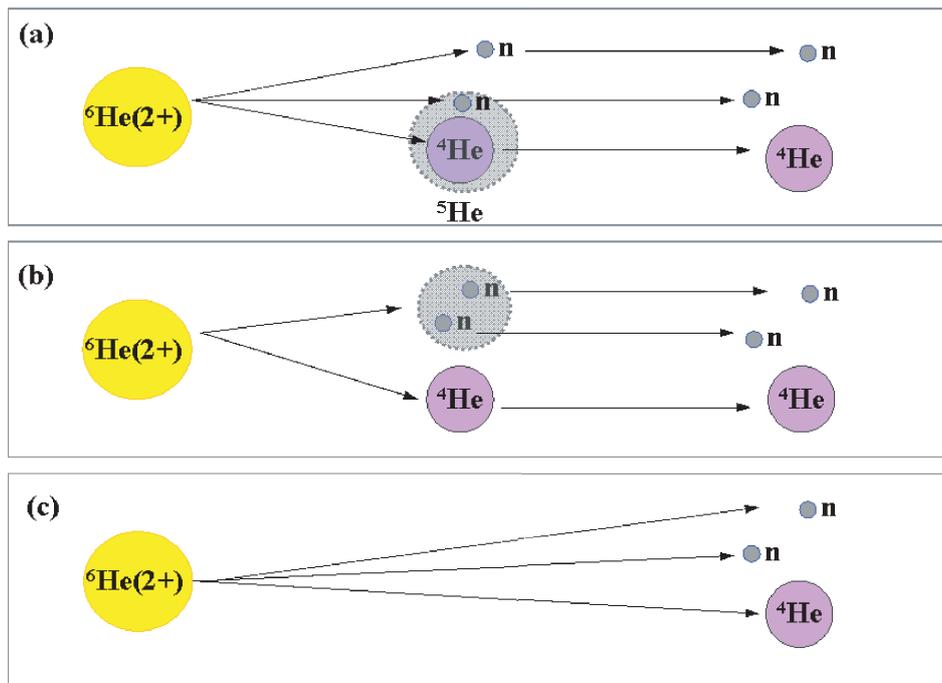


図 5.9: 崩壊過程のモデル図。(a) は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^5\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  という  ${}^5\text{He}$  を経由する Sequential decay。(b) は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^4\text{He} + 2n(\text{di-neutron}) \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  という、 $n+n(\text{di-neutron})$  を経由する Sequential decay。(c) は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  という、直接三体へ分解する decay。

## 第6章 まとめと展望

エネルギー 70 MeV における  ${}^6\text{He}$  の陽子非弾性散乱実験  ${}^6\text{He}(p,p'){}^6\text{He}^*$  を行ない、 ${}^6\text{He}$  の第一励起状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  を不変質量法を用いて測定した。実験は、理化学研究所の不安定核ビームライン RIPS を用いて行なわれた。実験で得られた相対エネルギースペクトルを Bright-Wigner の共鳴関数でフィッティングを行ない、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴エネルギー  $E_R = 0.90 \pm 0.09(\text{sta.}) \pm 0.04(\text{sys.})$  MeV が求められ、過去に行なわれた実験の測定値 0.83 MeV と誤差の範囲内で一致することがわかった。また、この励起状態への断面積は、 $0 \leq E_{\text{rel}} \leq 1.50\text{MeV}$ ,  $0 \leq \theta_{\text{CM}} \leq 60.0\text{deg}$  の積分範囲内で、 $\sigma = 16.7 \pm 2.10(\text{sta.}) \pm 0.61(\text{sys.})\text{mb}$  と求められた。また、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の散乱角度分布を、チャンネル結合計算コード ECIS97 による理論計算値と比較した結果、この励起状態が  $\Delta L = 2$  の励起状態であることが確かめられた。このフィッティングで得られたパラメータから変形パラメータ  $\beta$  の値が  $\beta = 0.47 \pm 0.08$  と求められた。さらに、二体の相対エネルギー  $E_{\text{rel}}({}^4\text{He} + n)$ ,  $E_{\text{rel}}(n + n)$  の Dalitz Plot から二体の相関関係を調べた。 $E_{\text{rel}}(\alpha + n)$  は、 $E_{\text{rel}}(\alpha + n) \approx 0.6$  MeV 付近を中心に幅広い分布を持ち、一方、 $E_{\text{rel}}(n1 + n2)$  は、 $E_{\text{rel}}(n1 + n2) \approx 0$  MeV であった。この結果は、 ${}^6\text{He}(2^+) \rightarrow {}^5\text{He} + n \rightarrow {}^4\text{He} + n + n$  の連続崩壊過程が主要であることを示している。

以上の解析の結果から、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の 2 中性子のうちの 1 個が、わずかなエネルギーを持ち出して共鳴状態を抜けると、残りの系  ${}^4\text{He} + n$  はすぐ傍の非束縛核  ${}^5\text{He}(3/2^-)$  の状態をつくり、そこから再び  ${}^4\text{He}$  と  $n$  に崩壊していくという、連続崩壊過程が支配的であることがわかった。こうした崩壊過程の解明は、他のポロミアン核の崩壊過程においても重要な情報となる。

今後の展望として、相対エネルギースペクトルから得られた共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴幅についての議論を行なうために、非束縛核  ${}^5\text{He}$  の共鳴幅を考慮して、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴幅を求めることが重要である。 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴幅を求められれば、換算幅を計算し、スペクトルスコピック因子の値から崩壊過程についてより定量的に議論を行なうことが出来る。また、換算幅は  ${}^6\text{He}(2^+)$  の波動関数を反映している物理量であるため、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の波動関数、また、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態をつくるポテンシャルの情報に対しても重要な値である。また、相対角度分布についての解析も重要である。 ${}^6\text{He}$  のような二中性子ハロー核などの励起状態が 2 個の核子を放出して崩壊する際、最初に放出された核子によって決まる量子化軸方向に対して、二個目に放出される核子がどの放出角度 (相対角度  $\theta_{mn}$ ) へ放出されやすいかは、理論的に相関関数  $W(\cos \theta)$  として計算できる [29]。実験で得られる相対角度分布との比較により中間状態のスピンについての定量的な議論が可能である。こうした、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の波動関数に直接関わる物理量は、三体系ポロミアン核の束縛構造を知る上で非常に重要である。

## 第7章 APPENDIX

### 7.1 ベーテ・ブロッホの式

荷電粒子は物質中を通過すると、媒質中の原子の電子との相互作用して、原子を電離したり励起することによってエネルギーを失う。物質中を  $dx$  進むときに失うエネルギー損失  $-dE$  は、以下のベーテ・ブロッホの式 7.1 の関係に従う [12]。

$$-\frac{dE}{dx} = KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (7.1)$$

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$$

$N_A$  : アボガドロ数 ( $= 0.6022141 \times 10^{24} \text{ mol}^{-1}$ )

$r_e$  : 古典電子半径 ( $= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ )

$z$  : 入射荷電粒子の陽子数

$Z$  : 媒体物質の原子核の陽子数

$A$  : 媒体物質の原子核の質量数

$\beta$  : 入射荷電粒子の速度 ( $\beta = v/c$ )

$m_e c^2$  : 電子の質量 (0.510998 MeV)

$\gamma$  :  $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$

$T_{\max}$  : 自由電子

$I$  : 媒体物質の平均イオン化エネルギー

$\delta$  : 媒体物質の分子偏極によって起きる電場遮蔽を、密度効果で補正した補正項

### 7.2 多重中性子解析について

中性子にはそれ自身電荷がなく、陽子などの荷電粒子のように電磁相互作用を用いた直接的な検出が行えないため、強い相互作用で生じた2次的な荷電粒子を検出する間接的検出方法がとられる。しかし、その検出過程では、1中性子が2次散乱することによって、2回検出され、真の2中性子の同時計測と区別されることなくデータのなかに含まれることになるクロストークとよばれる現象がある。こういった散乱は、2回だけでなく、一般に多重回起きている。

本研究では、 ${}^6\text{He}(2^+)$  から崩壊して出てくる2中性子の同時計測を行なっているため、このクロストーク事象を真の2中性子イベントから排除しなくてはならない。ここでは、その解析方法について述べておく。

番号	反応過程
1	$n + p \rightarrow n + p$
2	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}$
3	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^{12}\text{C}^* \rightarrow n + {}^{12}\text{C} + \gamma(4.43\text{MeV})$
4	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + {}^9\text{Be}$
5	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^{10}\text{Be}$
6	$n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + p + {}^{11}\text{B}$ $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + n + {}^{11}\text{C}$

表 7.1: 70MeV/nucleon のエネルギー領域における n と C との反応

### 7.2.1 多重中性子検出時のクロストーク現象について

入射中性子は、プラスチックの構成元素である C,H の原子核と強い相互作用を起こす。n(中性子)と p(H 原子核)の反応は、主に弾性散乱である。n と C との反応は非常に様々な反応があるが、その中でも 70MeV のエネルギー領域において微分散乱断面積の大きな重要な反応は、表 7.1 に挙げられたものである。これらの反応を見ると分かるように、反応によって生じた中性子が 2 次散乱を繰り返したり、または、弾性散乱で飛び出した p が、シンチレーター中で止まりきれずに、後方に配置された中性子検出器で検出されるといった事象によってクロストークが引き起こされることが分かっている [20]。

### 7.2.2 多重中性子解析の詳細

中性子検出器で検出されたイベントが 2 回あった場合を、Multiplicity = 2 (以降、M=2) と書くことにする。解析する M=2 イベントからクロストークを排除するには、中性子検出器の構造上、Different Wall と Same Wall のイベントそれぞれについて解析の仕方が異なるので以下、順次述べていくこととする。

#### Different Wall Event

中性子検出器の説明 (3.7.2 参照) において、説明したように、LN1,2,3,4,SN5,6 の 6 面の中性子検出器は、前方から 2 面ずつを一組にして、間を開けずに配置しているので、その 2 面ずつの組を以下のように呼んでいる。

- LN1,2 = Cluster A
- LN3,4 = Cluster B
- SN5,6 = Cluster C

今、Different Wall Event と言っているのは、2 中性子の内、 $\beta$  が速い方から、Cluster A, Cluster B という順番で検出された場合 (これをヒットパターン (A,B) と書くこととする) のように、離

ヒットパターン	解析条件
(B,A)	クロストーク現象は無視できるほど少ない。
(C,A)	上述と同じく、クロストークは無視できるほど少ない。
(A,B)	$\beta_{AB} \geq \beta_A$ (ただし、 $\beta_{AB} = \left  \frac{r_A - r_B}{T_A - T_B} \right $ )
(A,C)	上述と同じく、 $\beta_{AC} \geq \beta_A$

表 7.2: Different Wall event のヒットパターンと解析条件。

れた Cluster 間のイベントを意味する。表 7.2 には、実際に解析した、Different Wall Event のヒットパターンと、解析条件を示している。

このようにした、理由は、後方の Cluster で捉えたイベントの方が  $\beta$  が速いときには、クロストークは無視できるほど少ない [20]。また、前方の Cluster で捉えたイベントの方が  $\beta$  が速いときには、クロストーク現象と混同するので、 $\beta_{AB} \geq \beta_A$  ただし、 $\beta_{AB} = \left| \frac{r_A - r_B}{T_A - T_B} \right|$  という条件を課す必要がある [20]。この条件の意味は、前方の検出器で、速い速度の中性子が捕まり、それが二次散乱して後方でも検出されたとすれば、後方で捕らえられるまでに走った速度は、遅くなっている、という考えに基づいている。これが逆に速いならば、二次散乱事象ではなく 2 中性子検出イベントであると言える。

ヒットパターン	解析条件
(A,A)	$\Delta r_{A1A2} =  r_{A1} - r_{A2}  \geq 180.0 \text{ mm}$
(B,B)	$\Delta r_{B1B2} =  r_{B1} - r_{B2}  \geq 180.0 \text{ mm}$
(C,C)	$\Delta r_{C1C2} =  r_{C1} - r_{C2}  \geq 180.0 \text{ mm}$

表 7.3: Same Wall event のヒットパターンと解析条件。

### Same Wall Event

Same Wall Event とは、2 中性子が、同一の Cluster 内で検出された場合を言う。このようなヒットパターンを、(A,A) と書くこととする。表 7.3 には、実際に解析した際に用いた Same Wall Event のヒットパターンと、解析条件をまとめている。

このような解析を行なった理由は、Same Wall 内の近い位置のイベント同士は、クロストークイベントである場合が非常に多い [20]。よって、2 つのイベント間の距離  $\Delta r = |r_1 - r_2|$  に対して、領域の条件を加え、近いイベント同士は 1 中性子が起こしたイベントとみなし、計測時間の速い方のイベントを採用する。そして、それ以外は 2 中性子イベントとみなすこととした。

### 7.2.3 中性子検出器系のアクセプタンス補正

ここではアクセプタンス補正について説明する。 ${}^6\text{He}(2^+)$  状態から 3 体崩壊して出てくる  $\alpha, n, n$  は、それぞれ荷電粒子検出系、中性子検出系で検出しているが、これらの検出器は検出器の大きさとジオメトリー情報から、検出される有限の立体角が決まっている。三体崩壊のイベントが、その有感領域を経てどのような検出効率で検出されたかをシミュレーションで見積もった。

#### アクセプタンス補正：方法 1

シミュレーションでは、以下の状況を取り入れられている。

- 磁場、検出器の大きさ、ジオメトリーで決まる磁気分析系の境界条件。これは、磁場中の荷電粒子の運動軌道を逐次、ルンゲクッタ法で解いていき、境界条件の外へ外れたかどうかを判定している。
- 二次標的、ヘリウムバッグ中での荷電粒子のエネルギー損失を考慮している。
- 中性子は、磁場の影響を受けずに崩壊での散乱方向、エネルギーのまま検出器に飛来するので、中性子検出器の大きさ、ジオメトリー情報だけで検出の境界条件を課している。
- 中性子検出器の検出効率は 100% としている。
- 初期条件として入力する、ビームのエネルギー、位置、角度の分布を考慮している。

図 7.1 は、三体崩壊のイベントを、位相空間因子の重みを付けて発生させ、(APPENDIX ??参照)  ${}^6\text{He}(2^+)$  の CM 系での散乱角度  $\theta_{\text{CM}}$  と、相対エネルギー  $E_{\text{rel}}(\alpha+n+n)$  の二次元ヒストグラムのアクセプタンスを求めたものである。

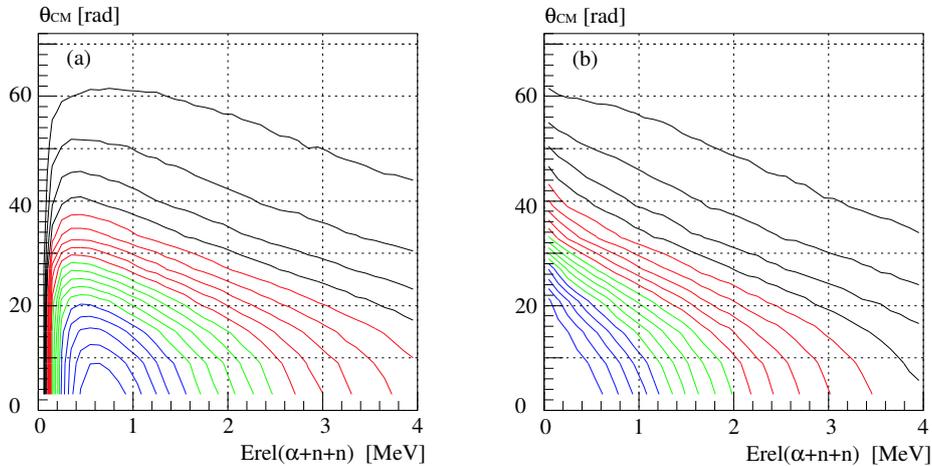


図 7.1: アクセプタンス計算方法 1 による、 $\theta_{\text{CM}}$  アクセプタンスのマップ。

#### アクセプタンス補正：方法 2

アクセプタンス計算方法 2 のシミュレーションでは、ほとんどが方法 1 と同じであるが、大きく違う点が二点ある。それは、以下の点である。以下の状況を取り入れられている。

- 磁場、検出器の大きさ、ジオメトリーで決まる磁気分析系の境界条件については、荷電粒子の運動量分布 ( $P_x, P_z$ ) を実際の  ${}^4\text{He}$  の運動量のデータ解析から求め、その運動量分布の境界条件を採用している。
- 中性子検出器の検出効率は  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  の RUN を解析して求めた実際の検出効率を採用している。

三体崩壊のイベントは、方法 1 と同様に位相空間因子の重みを付けて発生させた。図 7.2 は、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の CM 系での散乱角度  $\theta_{\text{CM}}$  と、相対エネルギー  $E_{\text{rel}}(\alpha+n+n)$  の二次元ヒストグラムのアクセプタンスを求めたものである。

以上、図 7.1、図 7.2 を比較してみると、アクセプタンスの高い部分、 $0 \leq \theta_{\text{CM}} \leq 50$  ,  $0 \leq E_{\text{rel}} \leq 2.0$  , は比較的良好に一致している。解析では、方法 2 で求めたアクセプタンスを用いて計算を行なった。

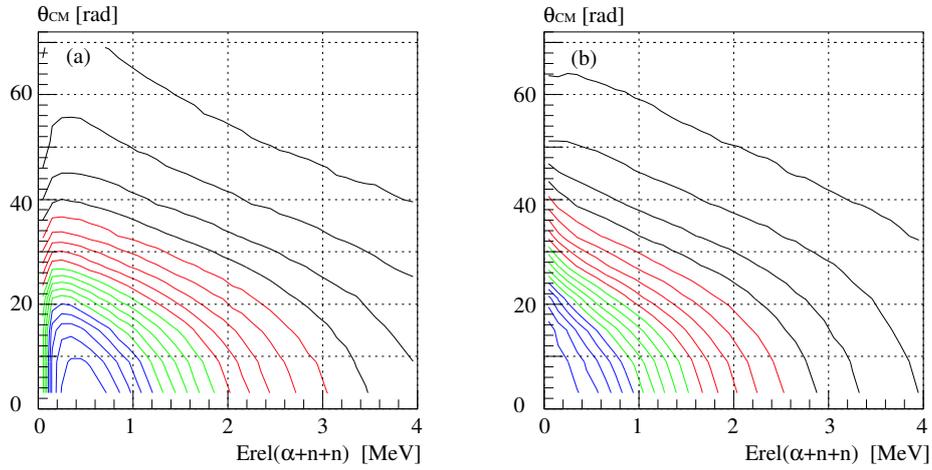


図 7.2: アクセプタンス計算方法 2 による、 $\theta_{CM}$  アクセプタンスのマップ。

### 7.3 相対エネルギー - スペクトルのフィッティング

${}^6\text{He}(2^+)$  の共鳴状態は、二個の価中性子が P 軌道にいるために感じる遠心力ポテンシャル、また、[15] で考えられているような 3 体力といった相互作用によって生み出されるポテンシャルによって支えられた、共鳴状態である。このような状態への断面積を記述するのに、Bright-Wigner の共鳴公式が有用である ([15],[16] 参照)。この Bright-Wigner の共鳴関数を以下に示す。

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (7.2)$$

$$(7.3)$$

$$\Gamma = 2kRv_l\gamma \quad (7.4)$$

$$k = \frac{2ME}{\hbar^2} \quad (7.5)$$

- $E_R$  : 共鳴エネルギー
- $\Gamma$  : 共鳴幅
- $v_l$  : ポテンシャル透過能
- $\gamma$  : 換算幅
- $R$  : 相互作用半径
- $k$  : 価中性子相対運動量を表す波数
- $M$  : 相対質量

$l$	$\nu_l$
0	1
1	$\frac{x^2}{1+x^2}$
2	$\frac{x^4}{9+3x^2+x^4}$
$x \ll l^{1/2}$	$\approx \left[ \frac{x^l}{(2l-1)!!} \right]$

表 7.4:  $\nu_l$  の  $l$  依存性。ただし、 $x = kR$ 。

ここで、 $\nu_l$  は、角運動量  $l$  に応じて表 7.4 のように与えられる。今、価中性子は  $p$  軌道に  
るので、 $l = 1$  場合のをを用いた。これらをまとめると、

$$\frac{d\sigma}{dE} = A \frac{\Gamma}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (7.6)$$

$$\Gamma = E^{3/2} \frac{g_1}{1 + g_2 E} \quad (7.7)$$

$$g_1 = 2\gamma \left( \frac{\sqrt{2M}}{\hbar} \right)^3 r^3 \quad (7.8)$$

$$g_2 = \left( \frac{\sqrt{2M}}{\hbar} \right)^2 r^2 \quad (7.9)$$

となる。よって、 $A, E_R, g_1, g_2$  をパラメーターにしてフィッティングをすること、上述した共  
鳴状態に関する様々な物理量を求めることが出来る。次にその物理量の中の一つである、換  
算幅  $\gamma$  について述べる。換算幅  $\gamma$  は、式 7.5 で表された通り、放出粒子の運動エネルギー ( $k$ )  
に依らない、 ${}^6\text{He}(2^+)$  の波動関数を直接反映する量であり、次のように定義されている。

${}^6\text{He}(2^+)$  の、 $r \leq R$  における波動関数が以下のように表せたとする。

$$\phi(r) \equiv u(r)/r \quad (7.10)$$

さらに、 $r = R$  での対数微分を以下のように定義する。

$$f_0 \equiv R \left[ \frac{du/dr}{u} \right]_{r=R} \quad (7.11)$$

エネルギー状態が、共鳴エネルギー  $E = E_R$  の時の共鳴状態は、 $r = R$  において核内外の波動  
関数が滑らかに接続しているはずなので、式 7.11 は、 $E = E_R$  近傍で展開すると、

$$f_0(E) = f_0(E_R) + \left( \frac{df_0}{dE} \right)_E (E - E_R) + \dots = -\frac{2kR P_l}{\Gamma} (E - E_R) + \dots \quad (7.12)$$

ここで、

$$\Gamma \equiv -\frac{2kR P_l}{\left( \frac{df_0}{dE} \right)_{E_R}} \quad (7.13)$$

と定義されているのが、共鳴幅  $\Gamma$  である。よって、換算幅  $\gamma$  は、

$$\gamma \equiv - \left( \frac{\partial f_0}{\partial E} \right)_{E_R}^{-1} \quad (7.14)$$

と定義される。 $\gamma$  は  $\Gamma$  よりも、より複合核の核構造を反映した物理量である ([16],[28] 参照)。次に、核の単一粒子状態の換算幅  $\gamma(s.p.)$  を考える。複合核状態  $|C^*\rangle$  は、状態  $A_i$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots$  の重ね合わせとして表現出来る。

$$|C^*\rangle = a_0|A_0\rangle + a_1|A_1\rangle + a_2|A_2\rangle + \dots = \sum_{i=0} a_i|A_i\rangle \quad (7.15)$$

$$\sum_i |a_i|^2 = 1 \quad (7.16)$$

もし、複合核状態  $|C^*\rangle$  の崩壊チャンネルがほとんど  $|A_0\rangle$  のみで表され、他のチャンネル  $t$  との混ざりがわずかであれば、 $\gamma \propto |a_0|^2$  である。完全に  $|A_0\rangle$  のみで表される場合、 $\gamma$  は単一粒子状態の換算幅  $\gamma(s.p.)$  と定義される。この  $\gamma(s.p.)$  は半径  $R$  内の密度分布が一様であるという過程をすると次のように表せる。

$$\gamma(s.p.) = \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} \quad (7.17)$$

また、スペクトロスコピック因子  $S$  は以下のように定義できる。

$$S \equiv \frac{\gamma}{\gamma(s.p.)} \quad (7.18)$$

よって、単一粒子状態が支配的な場合には、スペクトロスコピック因子  $S$  は  $0 \leq S \leq 1$  である。 $S$  が 1 に近ければ近いほど、単一粒子描像が支配的であると言える。

## 7.4 相対エネルギー - の測定分解能

相対エネルギー -  $E_{rel}$  の測定誤差  $\Delta E_{rel}$  は、次のように表される。

$$\Delta E_{rel} \simeq \sqrt{2\mu E_{rel}} \cdot \sqrt{\frac{E}{A}} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta v_1}{\gamma v_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_2}{\gamma v_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta v_3}{\gamma v_3}\right)^2 + \Delta\theta^2} \quad (7.19)$$

但し、放出粒子の質量数、速度、運動量を  $A_i, v_i, P_i$ 、放出粒子のなす角度  $\theta$  の分解能  $\Delta\theta$ 、入射粒子の運動エネルギー、質量数を  $E, A$  とした。

式 7.19 の中に含まれている、放出粒子の運動量、角度の測定分解能は以下のように求められる。

$$\frac{\Delta P_{4He}}{P_{4He}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_{x^{4He}}}{P_{x^{4He}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{y^{4He}}}{P_{y^{4He}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta P_{z^{4He}}}{P_{z^{4He}}}\right)^2} \quad (7.20)$$

$$\frac{\Delta P_n}{P_n} = \gamma^2 \frac{\Delta \beta_n}{\beta_n} = \gamma^2 \sqrt{\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^6 \frac{\Delta L_i}{L_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^6 \frac{\Delta T_i}{T_i}\right)^2} \quad (7.21)$$

中性子検出器	時間分解能 ( $\sigma$ ) [ps]	飛行時間 [ns]	位置分解能 ( $\sigma_x$ ) [mm]	位置 [mm]
LN1	430	42.1	66.2	4555
LN2	440	42.7	67.8	4619
LN3	510	53.1	83.1	5745
LN4	530	53.7	85.8	5811
SN5	450	54.7	51.3	5916
SN6	460	55.3	53.8	5977

表 7.5: 中性子検出器の分解能。

	$\sigma_P$ [MeV]	分解能 ( $\sigma_{Pz}/P_{\text{total}}$ )
$P_x$	7.27	0.328%
$P_y$	10.1	0.455%
$P_z$	23.0	1.03%

表 7.6: 荷電粒子測定系の分解能。標的なしの RUN において、弾性散乱した  ${}^6\text{He}$  の上流と下流での運動量の差から荷電粒子測定系の分解能を求めた。ただし、 $P_{\text{total}} = 2218.1\text{MeV}/c$  である。

$$\Delta\theta = \sqrt{\Delta\theta_{\text{He}}^2 + \Delta\theta_n^2 + \Delta\theta_n^2} \quad (7.22)$$

$$\Delta\theta_{\text{He}} = \frac{\sqrt{P_x^2 + P_y^2}}{P_{\text{beam}}} \quad (7.23)$$

$$\Delta\theta_n = \sqrt{\left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^6 \frac{\Delta x_i}{L_i}\right)^2 + \left(\frac{1}{4} \sum_{i=1}^6 \frac{\Delta y_i}{L_i}\right)^2} \quad (7.24)$$

これらの分解能を考慮して、式 7.19 より相対エネルギーの分解能を求めると、 $\Delta E_{\text{rel}} \propto a\sqrt{E_{\text{rel}}}$  の関係がある。定数  $a$  は、表 7.5 に示した中性子測定系の分解能と、表 7.6 に示した荷電粒子測定系の分解能から求められ、 $a = 0.295$  であった。よって、 $\Delta E_{\text{rel}} \propto 0.295\sqrt{E_{\text{rel}}}$  となり、共鳴状態  ${}^6\text{He}(2^+)$  が観測された  $E_{\text{rel}} = 0.90\text{ MeV}$  付近での相対エネルギー分解能は、 $\sigma_{E_{\text{rel}}} = 0.265\text{ MeV}$  である。

## 7.5 三体崩壊の位相空間

入射粒子の四元運動量、3つの崩壊粒子の四元運動量を以下のように与える。

$$\text{運動量ベクトル } P, \quad (7.25)$$

$$\text{四元ベクトル } P = (E, \mathbf{M}) \quad (7.26)$$

$$\text{運動量ベクトル } \mathbf{p}_i, \quad (7.27)$$

$$\text{四元ベクトル } p_i = (E_i, \mathbf{m}_i), \quad (7.28)$$

$$i = 1, 2, 3 \quad (7.29)$$

三体の不変質量と二体の不変質量は、相対エネルギー  $\varepsilon, \varepsilon_{ij}$  を用いて以下のように現せる。

$$M = \sqrt{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3)^2} \quad (7.30)$$

$$= m_1 + m_2 + m_3 + \varepsilon \quad (7.31)$$

$$m_{ij} = \sqrt{(\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j)^2} \quad (7.32)$$

$$= m_i + m_j + \varepsilon_{ij} \quad (7.33)$$

また、以下のようにも書ける。

$$m_{ij}^2 = (\mathbf{P} - \mathbf{p}_k)^2 = M^2 + m_k^2 - 2ME_k \quad (7.34)$$

相対エネルギーが質量に比べて十分小さいなら、相対エネルギーの二乗の項は無視でき、以下ようになる。

$$m_{ij}^2 = (m_i + m_j + \varepsilon_{ij})^2 \cong (m_i + m_j)^2 + 2\varepsilon_{ij}(m_i + m_j) \quad (7.35)$$

三体への崩壊幅は以下のように書ける。

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{1}{16M} |T^2| dE_1 dE_2 d\alpha d(\cos\beta) d\gamma \quad (7.36)$$

$|T^2|$  は、崩壊の遷移行列要素、 $(\alpha, \beta, \gamma)$  はオイラー角である。崩壊粒子がスカラー粒子であったり、スピン偏極していない場合には、式 7.36 を角度積分して以下のように書き換えられる。

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{8M} |T^2| dE_1 dE_2 \quad (7.37)$$

さらに式 7.35 を用いると以下のように書き換えられる

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32M^3} |T^2| dm_{ij}^2 dm_{jk}^2 \quad (7.38)$$

この、 $m_{ij}$  vs  $m_{jk}$  で位相空間のプロットを行なうのが、Dalitz Plot である。 $m_{ij}$  は、式 7.35 から、 $\varepsilon_{ij}$  に書き換えることができるので、Dalitz Plot は、 $\varepsilon_{ij}$  vs  $\varepsilon_{jk}$  による位相空間のプロットを用いてももとめられる。行列要素に偏りが無く、崩壊が運動学的に許容される位相空間の領域だけで決まっているならば、その位相空間分布は一様分布になる。もしもこの位相空間分布が一様分布でないならば、行列要素に偏りが有り、二体の相関が存在すると言える。

運動学的に許容される、 $m_{ij}$  vs  $m_{jk}$  の領域は、以下のようにして決まる。  
任意の  $m_{jk}$  に対して、 $m_{ij}$  のとれる値は、

$$(m_{ij}^2)_{\max} = (E_i + E_j)^2 - (|p_i| - |p_j|)^2 \quad (7.39)$$

$$(m_{ij}^2)_{\min} = (E_i + E_j)^2 - (|p_i| + |p_j|)^2 \quad (7.40)$$

$m_{ij}$  の静止系でみると、 $E_i, E_j$  は  $M$  と  $m_{ij}$  で表せる。

$$E_i = \frac{m_{ij}^2 - m_i^2 + m_j^2}{2m_{ij}} \quad (7.41)$$

$$E_j = \frac{M^2 - m_{ij}^2 - m_k^2}{2m_{ij}} \quad (7.42)$$

このようにして運動学的に許容される範囲が決まる。

## 7.6 ランダウ分布について

荷電粒子のエネルギー損失  $\Delta$  の平均値、 $\bar{\Delta}$  を考える場合、エネルギー損失の統計分布の最頻値と、ベーテ・ブロッホの式で計算される平均エネルギー損失値とは、等しくない。これは、物質中での電子と荷電粒子との相互作用において、以下の統計的ゆらぎがあるためである [11]。

- 衝突回数 :  $N$
- エネルギー移行量 :  $\delta E$

### 7.6.1 物質が厚い場合

厚い物質の場合、衝突回数  $N$  は、 $N \rightarrow \infty$  であるから、エネルギー損失分布は、 $g$  関数で表せる。

$$f(x, \Delta) \propto \exp\left(-\frac{(\Delta - \bar{\Delta})}{2\sigma^2}\right) \quad (7.43)$$

$x$  : 物質の厚さ

$\Delta$  : エネルギー損失

$\bar{\Delta}$  : 吸収体でのエネルギー損失の平均値

$\sigma$  : 標準偏差

この場合に現れる  $f(x, \Delta)$  の幅は、エネルギー移行量  $\delta E$  によるものである。

$\sigma$  は、非相対論的重粒子の場合、

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \sigma_0^2 = 4\pi N_A r_e^2 (m_e c^2)^2 \rho \frac{Z}{A} x \\ &= 0.1569 \rho \frac{Z}{A} x \text{ [MeV}^2\text{]} \end{aligned} \quad (7.44)$$

$N_A$  : アボガドロ数

$r_e$  : 電子半径

$m_e$  : 電子質量

$\rho$  : 吸収体物質の密度

$Z$  : 吸収体物質の陽子数

$A$  : 吸収体物質の質量数

$x$  : 吸収体物質の厚さ

相対論的重粒子の場合、

$$\sigma^2 = \frac{1 - \frac{1}{2}\beta^2}{1 - \beta^2} \sigma_0^2 \quad (7.45)$$

### 7.6.2 物質が薄い場合

物質が薄い場合、衝突回数  $N$  が少なく、 $N \rightarrow \infty$  であるとき、衝突回数  $N$  のゆらぎ、エネルギー移行量  $\delta E$  のゆらぎの両方がエネルギー損失分布に現れ、上述のような  $g$  関数分布にはならない。この場合の分布は、一回の衝突で大きなエネルギー移行量  $\delta E$  をする場合の分布が高エネルギー側で研著に現れ、確率分布が高エネルギー側へ歪む。このテールをランダウテールといい、こうした分布をランダウ分布という(図 7.3 参照)

1 回の衝突でのエネルギー損失最大値  $W_{\max}$  について、重粒子の場合、

$$W_{\max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta} + s^2}, \quad (7.46)$$

$$\eta = \beta\gamma = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, s = \frac{m_e}{M} \quad (7.47)$$

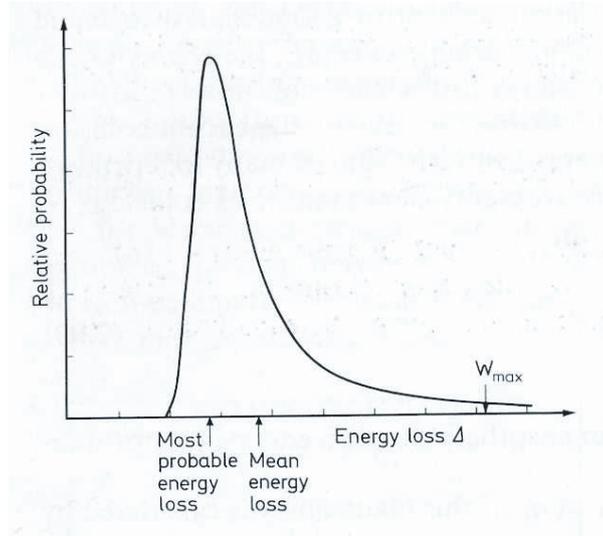


図 7.3: ランダウ分布 ([11] より)。

である。ランダウ分布の判定は以下のようにして行なう。

$$\kappa = \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}}, \quad (7.48)$$

$$\kappa \geq 1.0 \dots \text{Gaussian limit} \quad (7.49)$$

$$0.01 \leq \kappa \leq 1.0 \dots \text{Vavilov distribution} \quad (7.50)$$

$$\kappa \leq 0.01 \dots \text{Landau distribution} \quad (7.51)$$

$$(7.52)$$

ここで、 $\bar{\Delta}$  は、ベータ・ブロッホの式より求められる平均エネルギー損失値であり、以下のよう  
に求められる。

$$\bar{\Delta} \simeq \xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 x \quad (7.53)$$

### 7.6.3 ランダウ分布

ランダウ分布の分布関数は、以下のような分布関数であたえられる。

$$f(x, \Delta) = \frac{\phi(\lambda)}{\xi}, \quad (7.54)$$

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \exp(-u \ln u - u\lambda) \sin \pi u \, du, \quad (7.55)$$

$$\lambda = \frac{1}{\xi} [\Delta - \xi (\ln \xi - \ln \epsilon + 1 - C)], \quad C = 0.577 \text{ (Euler's Const)}, \quad (7.56)$$

$$\ln \epsilon = \ln \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2mc^2 \beta^2} + \beta^2 \quad (7.57)$$

このランダウ分布におけるエネルギー損失の最頻値は、

$$\Delta_{\text{mp}} = \xi \left[ \ln\left(\frac{\xi}{\varepsilon}\right) + 0.198 - \delta \right] \quad (7.58)$$

ここで、 $\delta$  は、高エネルギー散乱事象における、物質中の分子の偏極による電場の遮蔽効果を補正するためのパラメータである [12]。

## 7.7 He 同位体のエネルギー準位

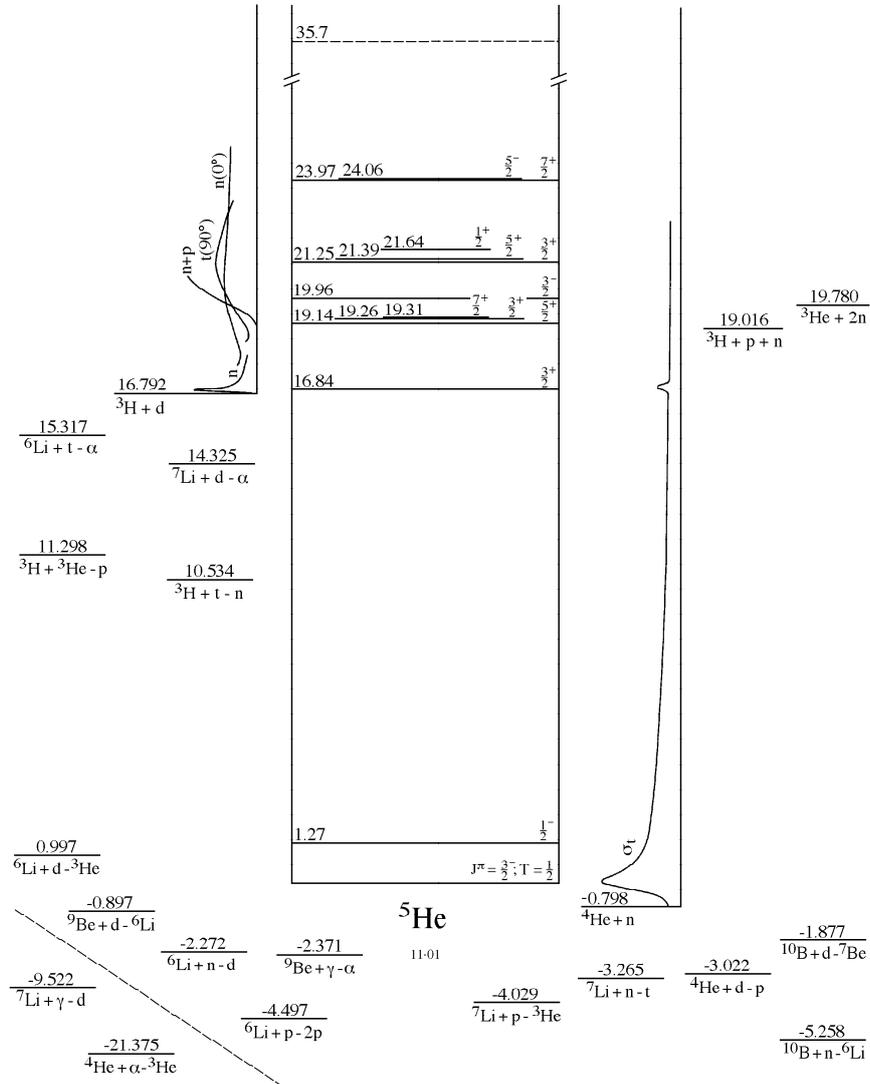


図 7.4:  ${}^5\text{He}$  のエネルギー準位図

## 参考文献

- [1] B.V. Danilin et al.: Phys. Rev. C 55 (1997) R577.
- [2] B.V. Danilin, I.J. Thompson, J.S. Vaagen, M.V.Zhukov,: Nucl. Phys. A 632 (1998) 383.
- [3] E. Nielsen, D.V. Fedorov, A.S. Jensen, E. Garrido,: Phys. Rep. 347 (2001) 373.
- [4] T. Aumann et al.: Phys. Rev. C 59 (1999) 3.
- [5] D. Aleksandrov et al.: Nucl. Phys. A 633 (1998) 234-246.
- [6] A. Lagoyannis et al.: Phys. Lett. B 518 (2001) 27-33.
- [7] S.V. Stepantsov et al.: Phys. Lett. B 542 (2002) 35-42.
- [8] T.Nakamura et al.: Phys. Lett. B 493 (2000) 209-215.
- [9] H. Kumagai et al.: Nucl. Instrum. Methods A 470 (2001) 562-570.
- [10] 松井信行, 修士論文, 東京工業大学,(2005).
- [11] W.R. Leo : Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
- [12] PHYSICS LETTERS B REVIEW OF PARTICLE PHYSICS Vol.592/1-4 (2004) 1-1110.
- [13] M. Baba et al.: Nucl. Instrum. Methods A 428 (1999) 454-465.
- [14] T.N. Taddeucci et al.: Phys. Rev. C 41 (1990) 6.
- [15] G.F. Bertsch and K. Hencken : Phys. Rev. C 57 (1998) 3.
- [16] A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure (Benjamin, New York, 1969), vol. 1, (354-359),(428-447).
- [17] F.D Becchetti and G.W. Greenlees : Phys. Rev. 182 (1969) 1190.
- [18] W.J. Thompson, T.L. Mcabee, E.J. Ludwig and T.B. Clegg : Phys. Rep. 201, No. 2 (1991) 57-119.
- [19] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin, and I.J. Thompson : Phys. Rev. C 54 (1996) 1843.
- [20] 橋本佳子, 学士論文, 東京工業大学,(2004).

- [21] S. Shimoura et al.: Nucl. Phys. A 616 (1997) 208c-214c.
- [22] T. Suzuki et al.: Nucl. Phys. A 658 (1999) 313-326.
- [23] 三浦元隆, 修士論文, 東京工業大学,(2003).
- [24] S. Karataglidis and K. Amos : Phys. Rev. C 71, 064601 (2005).
- [25] L. Giot et al.: Phys. Rev. C 71, 064311 (2005).
- [26] L.V Chulkov et al.: Nucl. Phys. A 759 (2005) 23-42.
- [27] I. Tanihata : Nucl. Phys. A 488 (1988) 113c.
- [28] 八木浩輔 : 原子核物理学 第 15 刷 (1989), 257-266.
- [29] M.E. Rose : ELEMENTARY THEORY OF ANGULAR MOMENTUM, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957).
- [30] F. Ajzenberg-Solve.: Nucl. Phys. A 490 (1988) 1-225.
- [31] F. Ajzenberg-Solve.: Nucl. Phys. A 320 (1979) 1-224.

## 謝辞

本研究を進めるにあたって、たくさんの方の御協力、助言を頂きました。指導教官である中村隆司助教授には、実験・解析を進める上での確かな御指導を頂き、物理に関する様々な知識を得るきっかけを与えてもらいました。また、助手の佐藤義輝氏には、解析で行きずまったり、物理のことで分からないことがある度に丁寧で解り易い助言をして頂きました。東京工業大学 旭・中村研究室、理化学研究所の皆様には日々の様々な面で助けて頂きました。また、コラボレーターの皆様、実験に携わって頂いた方々に大変感謝致します。

## Collaborators

以下に、この研究のコラボレーターを記す(敬称略)。

中村隆司、佐藤義輝、杉本崇、近藤洋介、松井信行、奥村俊文、中林彩、篠原摩有子<sup>1</sup>  
石原正康、本林透、福田直樹、青井考、武内聡、五味朋子、柳沢善行<sup>2</sup>  
小林俊雄、大津秀暁、松田洋平、遠藤奈津美、來山益久<sup>3</sup>  
梅野泰宏、河合祥子<sup>4</sup>  
櫻井博義、王惠仁、大西健夫<sup>5</sup>  
下浦亨、玉城充<sup>6</sup>

---

<sup>1</sup>Department of Physics Tokyo Institute of Technology

<sup>2</sup>RIKEN

<sup>3</sup>Department of Physics Tohoku University

<sup>4</sup>Department of Physics Rikkyo University

<sup>5</sup>Department of Physics University of Tokyo

<sup>6</sup>Center for Nuclear Study, University of Tokyo