

修 士 論 文

γ 分光による ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の弱崩壊分岐比

東北大学 大学院 理学研究科
物 理 学 専 攻

佐々尾 淳一

平成 11 年度

Abstract

Λ ハイパー核の構造のより精密な研究を行なうために、我々は大立体角 ($15\% \times 4\pi \text{sr}$) ゲルマニウム検出器システム (Hyperball) を建設し、これを用いた γ 線核分光実験を行なった。KEK-PS と K6 ビームライン、そして SKS を用いることにより ${}^7\text{Li}(\pi^+, \text{K}^+) {}^7_\Lambda\text{Li}$ 反応を起こし、この反応とゲルマニウム検出器の同時計数を探ることで ${}^7_\Lambda\text{Li}$ ハイパー核からの γ 線の測定を行ない、その解析結果から ${}^7_\Lambda\text{Li}$ ハイパー核の励起エネルギーを定量的に解明することができた。ゲルマニウム検出器を用いたハイパー核の実験の成功例はこれ以前にはなく、また過去に行なわれてきた実験と比較すると、これまで以上に分解能が得られることから、有効な手段として期待されている。

本研究では、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ ハイパー核からの γ 線と同時に ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の π^- 中間子弱崩壊 (${}^7_\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + \pi^-$) によって生じる娘核 ${}^7\text{Be}$ の励起状態からの γ 線を測定し、その γ 線の yield から逆算して ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態から娘核の励起状態への π^- 中間子弱崩壊の分岐比を求めた。この結果から、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピン J^π が $\frac{1}{2}^+$ であると結論した。 γ 線を用いてハイパー核のスピンを求めた例は今までにはなく、新たな手法として期待される。

目次

第1章 序論	1
1.1 ハイパー核及びその実験の軌跡	1
1.2 Λ ハイパー核の生成反応	3
1.3 ハイパー核の弱崩壊	5
1.4 ハイパー核実験に於ける γ 分光の目的	7
1.5 本研究の目的	11
第2章 実験装置	15
2.1 実験の概要	15
2.1.1 実験の原理	15
2.1.2 実験装置に要求される性能	16
2.1.3 KEK-PS E419 実験の諸条件	18
2.2 K6ビームライン	19
2.2.1 ビームスペクトロメータ	20
2.2.2 散乱粒子スペクトロメータ (SKS)	23
2.3 ハイパー核 γ 分光用ゲルマニウム検出器系 (Hyperball)	26
2.3.1 ゲルマニウム検出器	26
2.3.2 ゲルマニウム検出器の読み出し回路	28
2.3.3 BGO シンチレーションカウンタ	30
2.3.4 Hyperball	33
2.4 データ収集系とモニターシステム	37
2.4.1 (π^+, K^+) トリガーシステム	37
2.4.2 Hyperball のデータ収集系	39
2.4.3 ゲルマニウム検出器モニターシステム	40
第3章 データ解析	43
3.1 解析方法と構成	43
3.2 ビームスペクトロメータの解析	45
3.3 散乱粒子スペクトロメータ (SKS) の解析	47
3.3.1 散乱粒子の運動量	47
3.3.2 粒子識別	48
3.3.3 散乱角	49
3.3.4 運動量スケールの補正	52

3.3.5	π^+ 中間子ビームの解析	56
3.3.6	エネルギー精度及び分解能	60
3.4	Hyperball の解析	62
3.4.1	ゲルマニウム検出器	62
3.4.2	BGO シンチレーションカウンタ	67
3.4.3	ゲルマニウム検出器モニターシステム	71
3.4.4	Hyperball の絶対検出効率	76
第 4 章	結果と考察	83
4.1	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の分岐比の導出方法	83
4.2	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量欠損スペクトル	86
4.3	Hyperball によって得られる γ 線エネルギースペクトル	91
4.4	Hyperball の検出効率	96
4.5	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^- 分岐比	97
4.6	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピン決定	98
第 5 章	まとめ	101
付 録 A	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0 分岐比の検討	103
付 録 B	液体窒素供給装置	107
付 録 C	${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛状態の検討	109

目 次

1.1	ストレンジネス生成反応に於ける入射粒子の運動量と反跳運動量の関係 . . .	4
1.2	素過程 $\pi N \rightarrow \Lambda K$ の入射運動量と反応断面積の関係	4
1.3	$\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_\Lambda$ 力による準位の分裂と γ 分光の関係	8
1.4	過去に NaI(Tl) で観測されたハイパー核からの γ 線スペクトル (${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{He}$)[8]	9
1.5	(K^- , π^-) 反応とのコインシデンスによって得られた γ 線エネルギースペク トル (左図: ${}^7_\Lambda\text{Li}$, 右図: ${}^9_\Lambda\text{Be}$) [11]	10
1.6	${}^7_\Lambda\text{Li}$ の崩壊図	12
1.7	${}^7_\Lambda\text{Li}$ の π^- 中間子崩壊に於ける終状態のスペクトル (計算値)[60]	14
2.1	K6 ビームライン概要図	19
2.2	ビームスペクトロメータ概要図	20
2.3	1.06 GeV/c π^+ の運動量スペクトル	21
2.4	BDC 及びその読み出し回路系	22
2.5	BDC のセル構造	23
2.6	散乱粒子スペクトロメータ (SKS)	24
2.7	各粒子に対するチェレンコフ放射の threshold 曲線	25
2.8	ORTEC 製ゲルマニウム検出器の外形図	27
2.9	transistor-reset 型プリアンプの信号	29
2.10	典型的なメインアンプからの出力	29
2.11	BGO シンチレーションカウンタの結晶及びその配置図 (中国製)	31
2.12	本実験 (KEK-PS E419) で使用したゲルマニウム検出器及び BGO シンチ レーションカウンタを用いて測定した ${}^{60}\text{Co}$ の γ 線スペクトル; 上図はゲル マニウム検出器のみ (上側のスペクトル) と BGO によるサプレッションを したもの (下側のスペクトル) を表し、下図は上図のサプレッションファク タ S_{factor} を表す.	32
2.13	ハイパー核研究用大立体角ゲルマニウム検出器システム; Hyperball	34
2.14	Hyperball & 架台 (ビーム上流側からの概観)	35
2.15	アルミ製円筒; ゲルマニウム検出器 & BGO シンチレーションカウンタの 取り付け口を 18 つ用意している.	36
2.16	ゲルマニウム検出器及び BGO シンチレーションカウンタ、 ${}^{60}\text{Co}$ パルサー の取り付け配置図	37
2.17	(π^+ , K^+) トリガーシステム概略図	38
2.18	"Hyperball" 周りのダイアグラム	39

2.19	^{60}Co を埋め込んだプラスチックシンチレーションカウンタの構成図	40
2.20	モニターシステムのディスプレイ	42
3.1	解析プログラムのフローチャート	44
3.2	1.06 GeV/c の π^+ 中間子ビームの χ^2 分布	45
3.3	本実験 $^7\text{Li}(\pi^+, K^+)^7_\Lambda\text{Li}$ の χ^2_{SKS} 分布	48
3.4	本実験 $^7\text{Li}(\pi^+, K^+)^7_\Lambda\text{Li}$ の散乱粒子の質量分布	49
3.5	本実験 $^7\text{Li}(\pi^+, K^+)^7_\Lambda\text{Li}$ の散乱角分布	50
3.6	$^{12}_\Lambda\text{C}$ の束縛エネルギーと散乱角 (水平成分) の 2 次元プロット (左図; 散乱角カット無し, 右図; 散乱角カット有り)	50
3.7	反応点 (reaction vertex) の z 成分 (ビーム方向)	51
3.8	$^{12}_\Lambda\text{C}$ の束縛エネルギーと散乱粒子の角度 ($\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}$) の 2 次元プロット (補正前)	54
3.9	$^{12}_\Lambda\text{C}$ の束縛エネルギーと散乱粒子の角度 ($\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz}$) の 2 次元プロット (補正後)	54
3.10	(π^+, K^+) 反応による $^{12}_\Lambda\text{C}$ の束縛エネルギーのスペクトル (補正前)	55
3.11	(π^+, K^+) 反応による $^{12}_\Lambda\text{C}$ の束縛エネルギーのスペクトル (補正後)	55
3.12	ビームスルー時の dp 分布 (w/o ターゲット)	56
3.13	$d\vec{X}$ 分布 (左図; 反応点位置水平成分 (x), 右図; 反応点位置垂直成分 (y))	57
3.14	$d\vec{X}$ 分布 (左図; 角度水平成分 ($\frac{dx}{dz}$), 右図; 角度垂直成分 ($\frac{dy}{dz}$))	57
3.15	ビームスルー時の dp 分布 (上図; w/o ターゲット, 中図; ^{12}C ターゲット (5.2 g/cm ²), 下図; ^7Li ターゲット (13.5 g/cm ²))	59
3.16	校正用 $^{12}_\Lambda\text{C}$ の励起準位スペクトル (w/ fit curve)	61
3.17	ゲルマニウム検出器の ADC-TDC 相関及び TDC 時間ゲート曲線; ADC 側は 1 ch \sim 0.6 keV, TDC 側は 1 ch \sim 0.5 ns	64
3.18	上図; ゲルマニウム検出器のエネルギー校正曲線. 下図; fit の残差分布.	64
3.19	ゲルマニウム検出器モニターシステムで測定された ^{60}Co の 1.33 MeV のピーク位置の時間推移; 横軸は run 番号を表し、縦軸はピーク位置を表す.	65
3.20	ゲルマニウム検出器モニターシステムで測定された ^{60}Co の 1.33 MeV のビームオン/オフによるピークシフトの時間推移; 横軸は run 番号を表し、縦軸はピーク位置を表す.	65
3.21	(π^+, K^+) トリガーに含まれている真の (π^+, K^+) 事象以外による γ 線スペクトル	67
3.22	BGO シンチレーションカウンタの ADC-TDC 相関及び TDC の時間ゲート曲線	68
3.23	実験で得られたゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル (サプレッション前後)	69
3.24	図 3.23 の S_{factor} スペクトル	69
3.25	TDC スペクトルとそのバックグラウンド	70
3.26	あるゲルマニウム検出器のモニターデータから得られたエネルギースペクトル (上図; ビームオン、下図; ビームオフ) ^{60}Co からの 2 本の γ 線が見える. またビームによる高計数率のためにピークの形が変化しているのが見て取れる. ピーク count 数の比が相対検出効率 (R_{lifetime}) である.	73

3.27	実験期間中における $R_{lifetime}$ の推移; 'Upstream' はビーム上流側に配置されているある一つの検出器を、'Downstream' はビーム下流側に配置されているある一つの検出器を表す. また 1 run は約 8 時間である.	73
3.28	上図は singles counts rate(横軸) と reset rate(縦軸) の関係を表したもの. 下図は reset/pile-up から計算される livetime の計算値及びモニターシステムによる実測値を表したもの. 横軸は singles counts rate を縦軸は livetime を表し、実線は計算値をプロットは実測値である.	74
3.29	あるゲルマニウム検出器のモニターデータのエネルギースペクトル (^{60}Co の 1.33 MeV のピーク部分を抜粋); 上図は実験開始時 (FWTM \sim 5 keV)、下図は実験終了時 (FWTM \sim 8 keV) のものである. 放射線損傷により、ピークの左裾が広がっているのが分かる.	75
3.30	Hyperball の検出効率測定における測定点.	77
3.31	Hyperball の γ 線絶対検出効率 (それぞれの線源配置 (i,ii,iii,iv) の測定結果 (プロット) 及びシミュレーション結果 (実線))	78
3.32	(π^+ , K^+) 反応の反応点分布 (左図; x 座標、右図; y 座標)	80
3.33	(π^+ , K^+) 反応の反応点分布 (左図; xy の 2 次元プロット、右図; z 座標)	80
3.34	実際の実験条件における Hyperball の γ 線絶対検出効率のシミュレーション結果	81
4.1	$E_\gamma = 500$ keV 近傍の γ 線エネルギースペクトル; 上図は $^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛事象と同時計数して得られたもので、下図は $^7_\Lambda\text{Li}$ の非束縛事象と同時計数して得られたものである. $^7\text{Li}^*$ の $E_\gamma = 478$ keV のピークは共に見受けられるが、 $^7\text{Be}^*$ の $E_\gamma = 429$ keV のピークは非束縛事象では消えているのが分かる.	84
4.2	$^7_\Lambda\text{Li}$ の質量欠損スペクトル; $B_\Lambda = 0$ は約 183 MeV/ c^2 である	87
4.3	(π^+ , K^+) 反応における励起スペクトルの計算値 [17].	89
4.4	本実験で得られた (π^+ , K^+) 反応における励起スペクトル (w/ fitting curve)	90
4.5	KEK-PS E336 で得られた (π^+ , K^+) 反応における励起スペクトル (w/ fitting curve)[29]	90
4.6	$^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛条件に対する γ 線スペクトルの高エネルギー領域 (ドップラーシフトの補正が成されている); $E_\gamma = 3182 \pm 3, 3877 \pm 6$ keV に対になるピークが見える. これらは M1 遷移 ($(\frac{1}{2}^+, 1) \rightarrow (\frac{1}{2}^+, 0)$) or ($(\frac{1}{2}^+, 1) \rightarrow (\frac{3}{2}^+, 0)$) である [3].	91
4.7	γ 線エネルギースペクトル (BGO サプレッションによるカットを含む 14 台の Ge 検出器の sum); 上図は $^7_\Lambda\text{Li}$ の bound region のカットをしたもので下図は unbound region のカットをしたものである.	93
4.8	$^7_\Lambda\text{Li}$ 束縛事象に対する $E_\gamma = 500$ keV 近傍の γ 線スペクトル; fit は 3 gaussian と 1 次関数による.	95
4.9	図 4.8 と同じスペクトルに対して fit 範囲を最小限にしたもの.	95
4.10	過去に測定された $A=4\sim 12$ の Λ ハイパー核の $\Gamma_{tot}/\Gamma_\Lambda$	99

- A.1 $E_\gamma = 400 \sim 900$ keV のエネルギー領域における γ 線エネルギースペクトル
 ; 上のスペクトルは (π^+, K^+) トリガーに含まれている真の (π^+, K^+) 事象以外による γ 線 [counts/1 keV] で、下のスペクトルは (π^+, K^+) 事象 + ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛事象の event と同時計数して得られた γ 線 [counts/5 keV] である. 共に BGO によるサプレッションは行なっていない. 105
- B.1 液体窒素供給装置の概観図 108

表 目 次

1.1	過去に実験によって決定された Λ ハイパー核の基底状態のスピン	6
2.1	KEK-PS E419 の実験諸条件	18
2.2	KEK-PS E419 の各標的における π^+ 中間子ビーム照射数	18
2.3	ビームスペクトロメータの設計パラメータ	20
2.4	ドリフトチェンバーの特性	22
2.5	SKS の設計パラメータ	24
2.6	各シンチレーション検出器の性能比較	30
2.7	BGO シンチレーションカウンタの特性	31
2.8	Hyperball の性能	33
3.1	エネルギー損失の測定値及び計算値	58
3.2	energy-loss straggling の測定値及び計算値	58
3.3	energy-loss straggling(FWHM) とエネルギー損失の計算値	60
3.4	各スペクトルに対するエネルギースケールの精度と予想される分解能	60
3.5	図 3.21 で見られるピークのエネルギー測定値と assignment.; 誤差の表記が無いものは概算で導出している.	66
3.6	図 3.31 のそれぞれの線源配置 (i,ii,iii,iv) の数値データ (測定の誤差は統計によるものと線源の強度の精度を反映したもので、シミュレーションの誤差は使用した線源の強度の精度を反映したものである.); $E_\gamma = 500$ keV 前後の点についてのみ示す.	79
3.7	図 3.34 の主な数値データ (シミュレーションの誤差は使用した線源の精度を反映したものである)	81
4.1	${}^7_\Lambda\text{Li}$ の質量欠損スペクトルの導出条件及び諸特性	86
4.2	${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルの fit 結果	88
4.3	$E_\gamma = 500\text{keV}$ 近傍の γ 線スペクトルの fit 結果	94
4.4	解析結果のまとめ	97
4.5	過去の実験結果から求められた Λ ハイパー核の寿命及び全崩壊率	99
A.1	図 A.1 の主なピークの count 数及び算出した ${}^7\text{Li}^*$ のピーク ($E_\gamma = 478$ keV) の内訳	104

第1章 序論

1.1 ハイパー核及びその実験の軌跡

ハイパー核とは、通常の原子を構成している陽子・中性子以外にストレンジネス量子数を有する Λ ・ Σ 粒子など (ハイペロン) によって構成された原子核である。 u, d, s クォーク間の $SU(3)$ 対称性を仮定すると、これらのハイペロンは陽子・中性子と共に八重項を構成し、それらの間の相互作用は類似したものになる。それ故、これらのハイペロンが核子、即ち原子核の構成粒子になることができる。 Λ 粒子を有する原子核を Λ ハイパー核 (${}^A_{\Lambda}Z$)、 Σ 粒子を有する原子核を Σ ハイパー核 (${}^A_{\Sigma}Z$) などと呼んでいる。ハイペロンは、そのストレンジネス量子数により Pauli の排他律を受けずに原子核の奥深くまで束縛され得るので、ハイパー核の研究は原子核深部の構造研究に適しており、また素過程であるハイペロンと核子の相互作用 (YN 相互作用) の研究は、核力の理解に新たな手がかりを与えるものと期待される。

ハイペロンの中では Λ 粒子が一番軽いために生成され易く、また弱い相互作用でしか崩壊を起こさないため寿命も比較的長い。それ故、ハイパー核の中でも主に Λ ハイパー核が実験的に研究されてきた。 Λ ハイパー核は、宇宙線にさらされた emulsion の中で初めて観測された (1952)[18]。その後 1970 年代までに emulsion や bubble chamber による実験が、軽い核を中心に行なわれた。これらの実験は Λ ハイパー核の π^- 中間子弱崩壊の事象を見つけ、その π 中間子のエネルギーからハイパー核の情報を得ることを目的としていたので、得られる情報としては Λ ハイパー核の基底状態のものが多く、励起状態の情報を得ようとするとは別の方法が必要であった。そこで新しい実験方法として、加速器を用いて人工的に生成した K 中間子ビームをターゲットに当ててハイパー核を生成し、散乱した π 中間子をカウンタ及びマグネットで構成されたスペクトロメータで測定する、いわゆるカウンタ実験が登場した [19, 22]。この (K^-, π^-) 反応を利用したカウンタ実験は、emulsion や bubble chamber では測定できなかった Λ ハイパー核の励起状態に関する情報を得ることができただけでなく、高強度のビームを用いることで統計的にも有利な方法であった。これらの実験では主に p-shell ハイパー核が研究され、 ΛN 相互作用のうちスピンの依存した部分がかなり小さいものであることがわかってきた [20]。後に、この実験事実から weak-coupling model が登場し、理論的に説明されるようになった [14]。 (K^-, π^-) 反応を利用した実験は主に軽い Λ ハイパー核を対象に行なわれてきた。これは (K^-, π^-) 反応で重い標的核を用いた場合、運動量移行が小さいために Λ 粒子が核内奥深くに束縛された状態を作り出すことが困難であったからである。しかし核内での Λ 粒子の振舞いを研究するためには、重い Λ ハイパー核の研究も欠かせないものになってくる。この問題を解決すべく、1980 年代に入って (π^+, K^+) 反応を用いたカウンタ実験が行なわれるよ

うになった [23, 26, 27]。(π^+ , K^+) 反応を用いた実験は、高分解能を目指して建設された SKS の登場 [28] により約 2 MeV(FWHM) のエネルギー分解能を得ることができるようになり、 Λ 粒子が核内で単一粒子状態にあることを明確に示すことができた。しかしながら ΛN 相互作用のスピンの依存部分の解明には数百 keV かそれ以下の分解能が必要で、現在の磁気スペクトロメータの性能ではこれを達成するのは難しい。

そこで、まだ未解明な ΛN 相互作用のスピンの依存部分を知るためにより精度の高い実験方法が求められるようになってきた。その方法として有力視されているのが ($e, e' K$) 反応を用いた実験と、NaI(Tl)シンチレーションカウンタやゲルマニウム検出器を用いた γ 線核分光実験である。

前者は、加速器を使った行なわれてきた今までの実験では用いられなかった精度の良い一次ビームを用いることで、より高分解能なスペクトロスコピーを目指している。

後者は励起された Λ ハイパー核からの γ 線をエネルギー分解能の良いシンチレーションカウンタや半導体検出器を用いて測定することで、磁気スペクトロメータでは出せない高分解能を可能にした。特にゲルマニウム検出器のエネルギー分解能は約 2 keV であるので、およそ 10^3 倍の分解能を得ることができるようになる。

これらの実験方法は Λ ハイパー核の精密核分光の有効な手段であるだけでなく、今後ストレンジネス核物理の重要な研究課題である ΛN 相互作用の定量的な解明をもたらすものと期待されている。

1.2 Λ ハイパー核の生成反応

ここでは Λ ハイパー核を実験的に研究する上で重要な、 Λ ハイパー核の生成反応について述べることにする。

Λ ハイパー核の生成反応には (stopped K^- , π^-) 反応、in-flight (K^- , π^-) 反応、(π^+ , K^+) 反応、そして電磁相互作用を利用した (γ , K^+)、(e , $e' K$) 反応といったものが挙げられる。

1960年代に Λ ハイパー核の研究に於ける実験的手法として用いられた emulsion や bubble chamber による実験は、stop K^- 中間子でハイパーフラグメントを作り、その弱崩壊の π^- 中間子を測定する実験である。素過程は $K^- + n/p \rightarrow \Lambda + \pi^-/\pi^0$, $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ で表される。これに対して、(stopped K^- , π^-) 反応は直接反応による π^- 中間子を測定するものである。(stopped K^- , π^-) 反応では、他の反応と比べて反跳運動量がフェルミ運動量に近い値 (~ 250 MeV/c) になるという特徴がある。またこの反応は K^- 中間子の核への吸収効率が良いので、他の Λ ハイパー核の生成反応より生成効率が良い半面、膨大なバックグラウンドの中からハイパー核生成事象を選び出すのが難しいことがある。

in-flight (K^- , π^-) 反応は、 $K^- + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{\Lambda} Z + \pi^-$ という反応式で表される発熱反応である。in-flight (K^- , π^-) 反応では、反応断面積の関係上入射粒子の運動量が $0.6 \sim 0.9$ GeV/c での実験が主で、その反跳運動量はフェルミ運動量と比べて小さな値 (~ 100 MeV/c) になり、中性子が Λ 粒子に変わるとき、その中性子の軌道をそのままに置換するような反応が支配的になるという特徴がある。またこの反応の断面積は (π^+ , K^+) 反応と比べると約 10 倍ほど大きく、ビーム強度が同じならば統計的に優位な反応となる。

(π^+ , K^+) 反応は一般に、 $\pi^+ + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{\Lambda} Z + K^+$ という反応式で表され、入射粒子が一定以上の運動量を必要とする吸熱反応である。この反応の特徴は、反跳核の運動量がフェルミ運動量と比べて大きく ($P_{\text{hypernucleus}} \sim 0.4$ GeV/c)、生成した Λ 粒子は軌道角運動量の差 ΔL の大きな状態、即ち基底状態から高励起状態にわたる様々な Λ ハイパー核の状態を作り出すことができることである。また図 1.2 に示されているように、(π^+ , K^+) 反応は入射粒子の運動量が約 1.06 GeV/c と比較的大きなところで反応断面積が最大になるので、実験ではその運動量を主に用いている。この反応は本研究に於いても用いられた (第 2.1.1 節参照)。

(γ , K^+)、(e , $e' K$) 反応は、ハイパー核の実験で用いられる反応の中では新しいもので [32]、その特徴は spin-flip した励起状態を生成し易いことである [31]。これは (K^- , π^-)、(π^+ , K^+) 反応といったカウンタ実験で用いられている主な反応が spin-nonflip の励起状態を支配的に生成するのと対照的であり、より詳細な核構造の議論を可能とする。また (e , $e' K$) 反応の場合は、精度の良い 1 次ビームを利用した実験を行なうことができることから、より高分解能なハイパー核スペクトルが得られると期待されている。

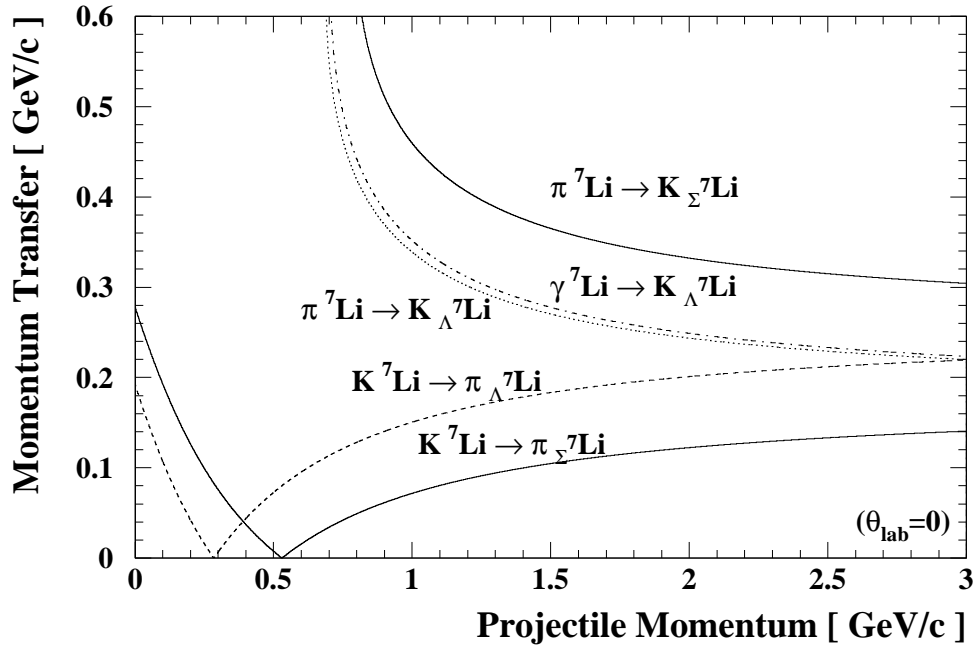


図 1.1: ストレンジネス生成反応に於ける入射粒子の運動量と反跳運動量の関係

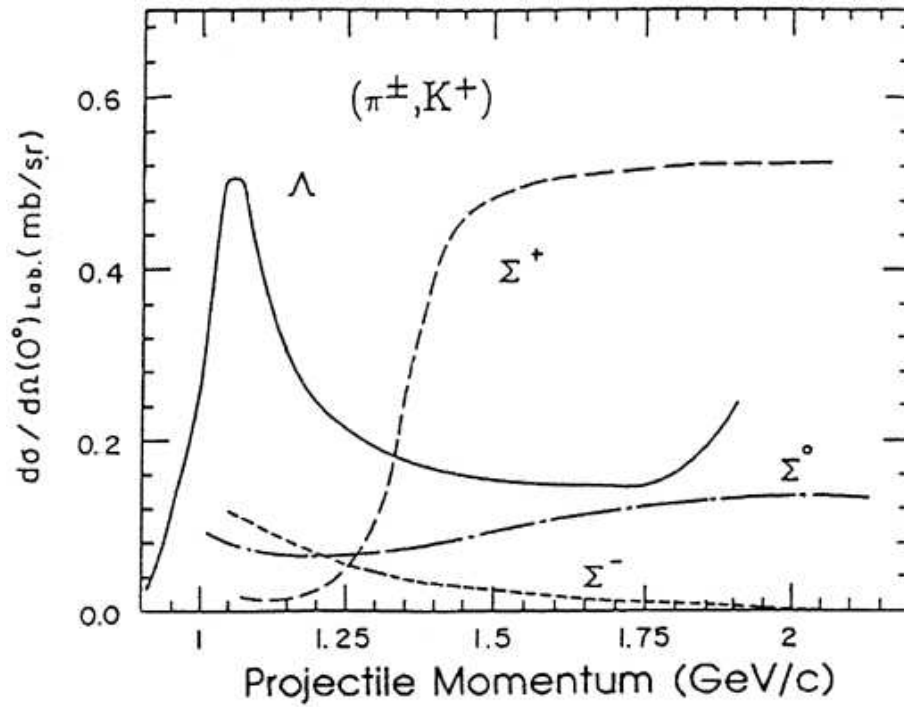


図 1.2: 素過程 $\pi N \rightarrow \Lambda K$ の入射運動量と反応断面積の関係

1.3 ハイパー核の弱崩壊

ここでは Λ ハイパー核の弱崩壊について簡単に述べる。 Λ ハイパー核の弱崩壊の歴史は、 Λ ハイパー核の歴史とともに歩んできたと言ってもいい。emulsion によってハイパー核が発見されて以来 [18]、崩壊に関する研究は実験的にも理論的にも盛んに行なわれてきた。

ハイパー核の弱崩壊は大きく分類すると、崩壊に際し中間子を伴う中間子弱崩壊と表面的には中間子を伴わない非中間子弱崩壊の2つに分けることができる。式で表すと、

$$\Lambda \rightarrow n + \pi^0 \quad Q = 41 \text{ MeV} \quad (1.1)$$

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- \quad Q = 38 \text{ MeV} \quad (1.2)$$

$$\Lambda + n \rightarrow n + n \quad Q = 176 \text{ MeV} \quad (1.3)$$

$$\Lambda + p \rightarrow n + p \quad Q = 177 \text{ MeV} \quad (1.4)$$

となる。

中間子弱崩壊は、自由な Λ 粒子の崩壊がそれであるように他の粒子からの影響が少ない、質量数が比較的小さい核で支配的な崩壊である。この崩壊による解放エネルギーは小さく、重心系の崩壊粒子の運動量では約 100 MeV/c 程度で、軽い核以外の通常核のフェルミ運動量 ($k_F \sim 270 \text{ MeV/c}$) と比べるとかなり小さな値になる。それ故崩壊後の核子がパウリ排除律の影響を受けてしまうので、質量数が大きいハイパー核では中間子弱崩壊は抑制されて、崩壊後の運動量が大きい非中間子弱崩壊が支配的になる。しかし最近の理論研究 [60, 61] から、 π distortion wave の効果を考慮すると、考慮しない場合と比べて中間子弱崩壊の分岐比が質量数の大きな核でも大きくなることが示されている。

中間子弱崩壊の研究は、 Λ ハイパー核の構造や核内の π 中間子に対するポテンシャルに深く関わってくるので、 Λ ハイパー核の構造研究や核内の π 中間子の振舞いをみるのに適している。過去の実験による研究結果を見ると、emulsion[42]、bubble chamber[44, 45]、in-flight(K^- , π^-) カウンター実験 [47, 48]、(stopped K^- , π^-) カウンター実験 [49, 52, 53]、(π^+ , K^+) カウンター実験 [55, 56, 57, 58] などにより、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^4_\Lambda\text{He}$ 、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ 、 ${}^{11}_\Lambda\text{B}$ 、 ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ 、 ${}^{28}_\Lambda\text{Si}$ といったハイパー核の π^0 , π^- 中間子弱崩壊の分岐比が求められている。emulsion や bubble chamber を使った過去の実験では、求めた分岐比の誤差が大きいものが多いが、比較的最近行なわれたカウンター実験の値は、より精度の良い結果が得られている。

一方非中間子弱崩壊は、先に挙げたように質量数の大きなハイパー核で支配的な崩壊である。これは崩壊による解放エネルギーが大きく、重心系の崩壊粒子の運動量では約 400 MeV/c 程度とフェルミ運動量を大きく越える値になるので、崩壊後の核子が Pauli の排他律に逆らうこと無く空いている準位へと遷移できるからである。

非中間子弱崩壊を見ていく上で、その分岐比を知ることも重要であるが、同時にハイパー核の平均寿命を知ることも重要になってくる。これは平均寿命と分岐比から求まる崩壊率 ($\Gamma_{\pi^-}, \Gamma_{\pi^0}, \Gamma_p, \Gamma_n$)¹ を理論と比較するためである。また平均寿命の質量数依存を知ること、崩壊を担う中間子の有効距離の情報を得ることもできる。過去の実験では、主なハイパー核での寿命と分岐比が測定されている [42, 43, 47, 48, 49, 50, 52, 55, 57, 63]。

emulsion や bubble chamber の実験結果から得られた中間子弱崩壊の分岐比や崩壊粒子の角度分布を使って、 Λ ハイパー核の基底状態のスピンを決定した事例が数例ある (表 1.1)。第 1.5 節で詳しく述べるように、 $J_{Hypernucleus} = |J_{core\ nucleus} - \frac{1}{2}|$ と $|J_{core\ nucleus} + \frac{1}{2}|$ で予想される崩壊率の差が大きい場合、実験結果と照らし合わせることでそのスピンの assignment が可能である。本研究もこのことを利用して ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンを求めることを目的としている (第 1.5 節)。

Λ -Hypernucleus	J^π	索引
${}^3_{\Lambda}\text{H}$	$\frac{1}{2}^+$	[33, 35]
${}^4_{\Lambda}\text{H}$	0^+	[33, 34]
${}^4_{\Lambda}\text{He}$	0^+	[35]
${}^8_{\Lambda}\text{Li}$	1^-	[36, 37, 38]
${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$	$\frac{5}{2}^+$	[39]
${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	1^-	[40, 41]

表 1.1: 過去に実験によって決定された Λ ハイパー核の基底状態のスピン

¹ $\Gamma_{\pi^0}, \Gamma_{\pi^-}$ は π^0/π^- 中間子弱崩壊率を、 Γ_p, Γ_n は p/n stimulated 非中間子弱崩壊率を表す。

1.4 ハイパー核実験に於ける γ 分光の目的

ここでは本研究の根底を成す Λ ハイパー核の γ 線核分光の一般論について述べておきたい。

γ 線による Λ ハイパー核分光は、今まで行なわれてきた磁気スペクトロメータによる $(K^-, \pi^-) \cdot (\pi^+, K^+)$ 反応を用いたカウンタ実験では得られない、高分解能のスペクトロスコピーを可能にしてくれる。このことはハイパー核を研究する上で重要な意味合いを持っている。その一つに挙げられるのが、ハイパー核物理の大きなテーマである ΛN 間のスピン依存相互作用の研究である。

ΛN 間の有効相互作用は、スピンに依存しない中心力による項以外に、スピンスピン結合力、スピン軌道結合力、テンソル力による項から成り立っており、次式で表すことができる。

$$V = V_c(r) + V_\sigma(r)\vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_N + V_\Lambda(r)\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_\Lambda + V_N(r)\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_N + V_T(r)\left[\frac{3(\vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_N \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_N\right] \quad (1.5)$$

ここで \vec{L}, \vec{r} はそれぞれ Λ 粒子と核子の相対軌道角運動量と相対位置を示し、 $\vec{\sigma}_i$ は添字 i のスピンを示す。過去に行なわれた Λ ハイパー核の実験によって V_c に関する情報はかなり得られるようになったが²、それ以外のスピンに関する項やテンソル力に関する情報は、p-shell ハイパー核の $\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_\Lambda$ splitting の上限 (~ 0.3 MeV) が得られて以来 [20] いくつかの実験が成されてきたが、まだその解明には到っていない。それはこれらの相互作用がハイパー核の準位エネルギーに反映する大きさ (数百 keV 以下) のオーダーに、磁気スペクトロメータの分解能では達成することが困難であったがためである。

このスピン依存力に関する情報は、分解能の優れたハイパー核 γ 分光により得ることができる。図 1.3 は通常核に Λ 粒子が $0s$ 状態で加わった時の準位の模式図である。

²NN 相互作用の約 2/3 程度の大きさであることが知られている。

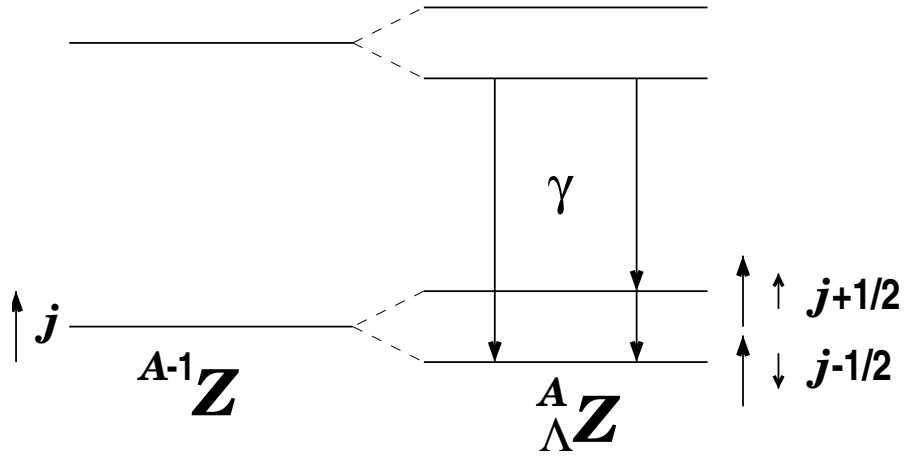


図 1.3: $\vec{L} \cdot \vec{\sigma}_\Lambda$ 力による準位の分裂と γ 分光の関係

コア核のスピン j と Λ の持つスピン $\frac{1}{2}$ によるスピン依存力により、コア核の準位は $j + \frac{1}{2}$ と $j - \frac{1}{2}$ へと分裂する。分裂によって生じたこれらの準位間の γ 遷移を正確に捕らえることでスピン依存力の情報を得ることができる。核構造によってどの相互作用が顕著に現われるかは決まってい、具体的な例としてはスピンスピン相互作用が分裂に大きく寄与しているハイパー核として ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{He}$ または ${}^7_\Lambda\text{Li}$ が、スピン軌道相互作用には ${}^9_\Lambda\text{Be}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ が、テンソル相互作用には ${}^{15}_\Lambda\text{N}$, ${}^{16}_\Lambda\text{O}$ が挙げられる [2]。これらの相互作用の理解を深めることにより、 ΛN 相互作用の解明に近づくことができる。

過去に行なわれたハイパー核の γ 線の観測は数例しかない。一つは ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{He}$ の中間子弱崩壊とのコインシデンスにより得られた γ 線で (図 1.4)、コア核の基底状態のスピン二重項間の M1 遷移 ($1^+ \rightarrow 0^+$; $E_\gamma \sim 1.1 \text{ MeV}$) とされている [7, 8]。

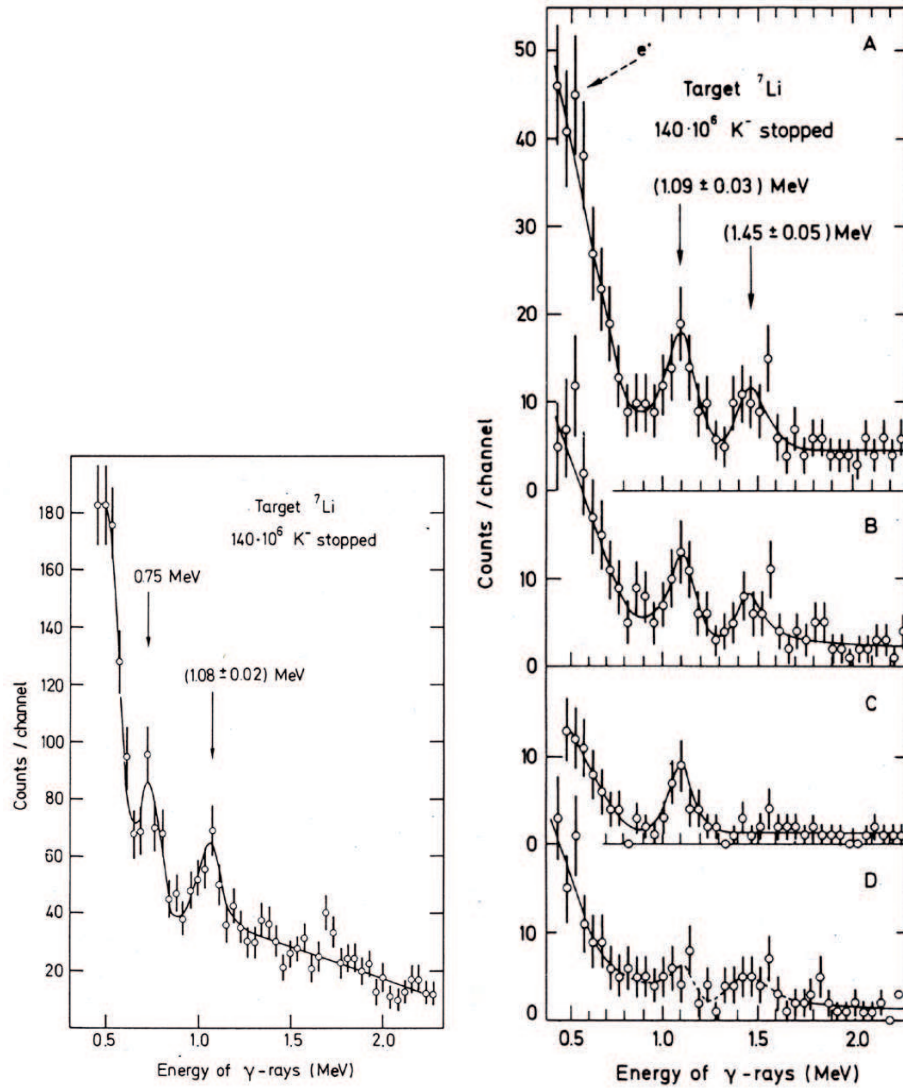


図 1.4: 過去に NaI(Tl) で観測されたハイパー核からの γ 線スペクトル (${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$)[8]

また ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ からの γ 線も観測されている [11]。これは (K^-, π^-) 反応を利用して得られたハイパー核の生成を磁気スペクトルメータで確認しつつ、コインシデンスして得られた γ 線を測定する方法で、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ については $E_{\gamma} = 2.034 \pm 0.023$ MeV の γ 線を得ている。これはコア核である ${}^6\text{Li}$ の E2 遷移 ($3^+ \rightarrow 1^+$; 2.18 MeV) にエネルギー的に近いことから同じ E2 遷移 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) であると考えられている。 ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ については $E_{\gamma} = 3.079 \pm 0.040$ MeV の γ 線を得ている。これはコア核の第一励起状態のスピンの二重項から基底状態への E2 遷移 ($\frac{5}{2}^+$ or $\frac{3}{2}^+ (j_{s\Lambda} \otimes j_{core}^{2+}) \rightarrow \frac{1}{2}^+ (j_{s\Lambda} \otimes j_{core}^{g.s.})$) とされている (図 1.5)。これとほぼ同じ方法で ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ からの γ 線 ($\frac{1}{2}^- (j_{p1/2\Lambda} \otimes j_{core}^{g.s.}) \rightarrow \frac{1}{2}^+ (j_{s\Lambda} \otimes j_{core}^{g.s.})$) も測定されている [13]。

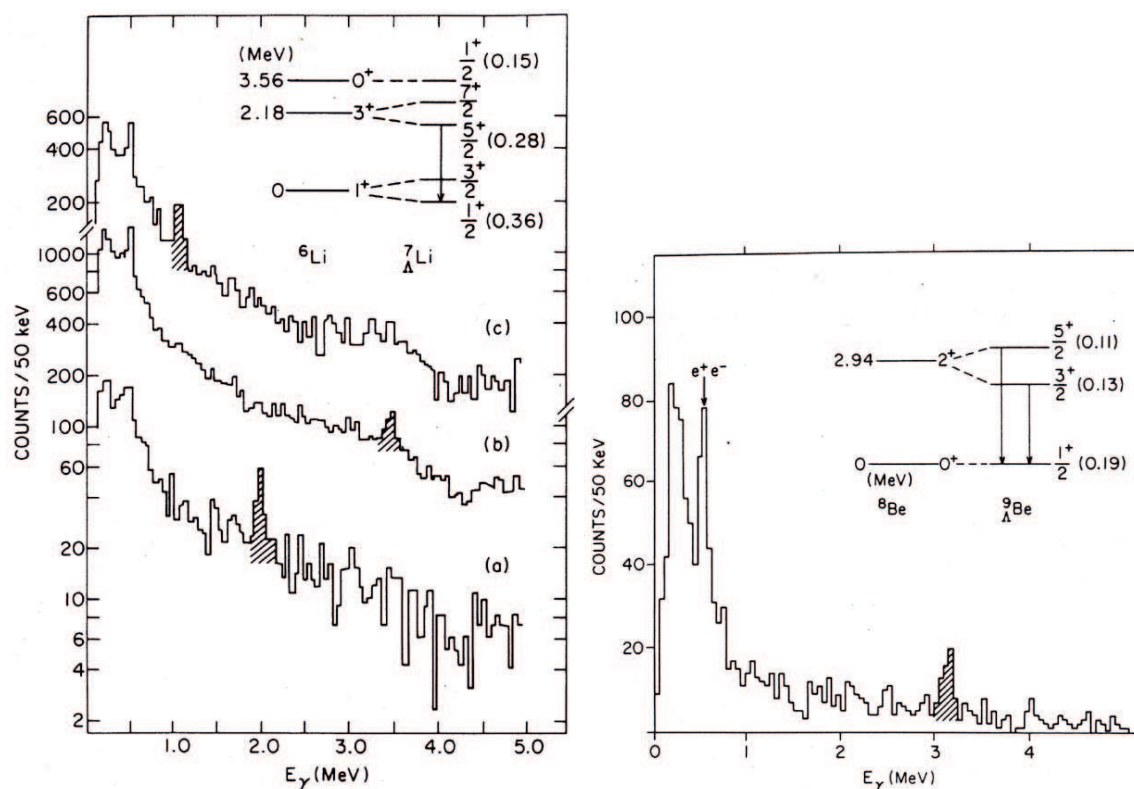


図 1.5: (K^-, π^-) 反応とのコインシデンスによって得られた γ 線エネルギースペクトル (左図: ${}^7_\Lambda\text{Li}$, 右図: ${}^9_\Lambda\text{Be}$) [11]

今まで示してきた過去の Λ ハイパー核の γ 分光実験はいずれも NaI(Tl) シンチレータを使ったもので、その分解能³ を持ってしても ΛN 間のスピン依存相互作用を解明するまでには到らなかった。そこで ΛN 間のスピン依存相互作用に関するより詳しい情報を得るために、さらに高分解能のゲルマニウム検出器を用いた実験をする必要が生じてきた。実際過去に一度だけゲルマニウム検出器を用いた実験が行なわれているが、この実験ではハイパー核からの γ 線を捕らえるまでには到らなかった [12]。

γ 線を使った核分光のもう一つの利点は、核構造に関する情報が得られることである。一例を挙げると、ハイパー核のある遷移確率をその励起準位の平均寿命から割り出し、核構造の情報を含む換算転移確率 $B(\lambda)$ を求める方法がある。 $B(E2)$ は電磁四重極モーメント (Q) に関係しているので、これを求めることで原子核の大きさや形に関する情報を得ることができる。実際 cluster model を使った ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の計算がされており、 Λ 粒子が原子核内に入ることによって原子核が縮み $B(E2)$ が変化する現象が予想されている [15, 16]。

この他にも γ 線の角相関を測定することによりスピンを割り出すことができるなど、ハイパー核の研究に於ける γ 分光の占める役割は大きい。

³ ${}^{137}\text{Cs}$ (662 keV) で $\sim 10\%$ (FWHM)

1.5 本研究の目的

最初に本研究の根本にあたる本実験 (KEK-PS E419) の本来の目的について述べておきたい。本実験の主目標は、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の E2 遷移 ($\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) の換算遷移確率 $B(E2)$ を決定すること、この結果を用いて ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の大きさを求め、 Λ 粒子が核子の糊の役割 (gule-like role) を果たして核が縮んでいると予想されている事柄を確かめること” [1] である。本実験は、この目標を達成するために大立体角ゲルマニウム検出器システム (Hyperball) を建設し、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核からの γ 線の測定を行なった。

この実験には他にも得ることができる情報があった。それは ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の弱崩壊によって生成された娘核からの γ 線である。本研究の目的は、この情報を基に ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π 中間子弱崩壊 (${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + \pi^-$ と ${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + \pi^0$) に関する弱崩壊分岐比を求めることである。

第 1.3 節でもみたように、過去の実験 (emulsion, bubble chamber, カウンター実験など) では軽い Λ ハイパー核に対する崩壊率 ($\Gamma_{tot}, \Gamma_{\pi^0}, \Gamma_{\pi^-}, \Gamma_{nm}$)⁴ が測定されてきた [47, 48, 50, 53, 55, 57]⁵。これらの実験では検出方法が若干違うものの、その本質は検出器で捕らえた π 中間子の運動量・反応点から Λ ハイパー核の π 中間子弱崩壊によって得られたものであるかどうかを識別し、その情報から各々の崩壊率を導出している。

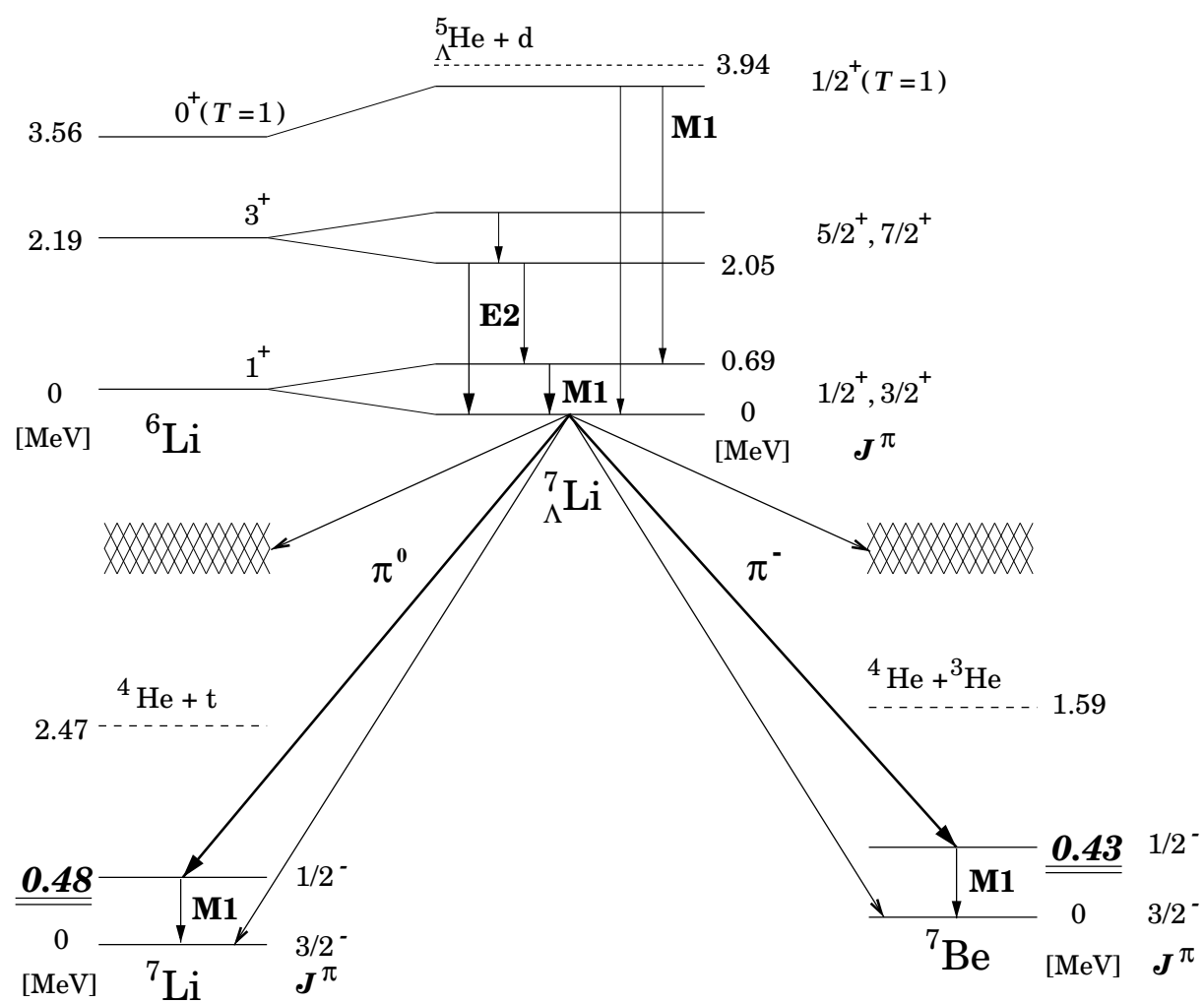
しかしながら本研究では、これらの手法とは違った方法で崩壊率とほぼ同値である分岐比を求めることにした。それは γ 線検出器であるゲルマニウム検出器を使って、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態からの π^0/π^- 中間子弱崩壊のうち、娘核である ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ の第一励起準位への分岐比を求めることである。 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の崩壊図を簡略的に表した図 1.6 を載せる。各娘核の第一励起準位より上の準位は particle threshold より上にあり、これらの準位からの γ 遷移は起こらない。つまり各娘核の第一励起準位からの γ 線は、純粹には ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態から娘核の第一励起状態への π^0/π^- 中間子弱崩壊からのみ生じるので、その γ 線を検出すれば、これらの分岐比を求めることができるのである。

理論的には娘核が鏡像核で、その励起準位も似通ったところがあることから、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ 核内の Λ 粒子が崩壊する時の π^0/π^- 中間子弱崩壊の分岐比の相対比は自由な状態の崩壊とほぼ同じなると考えられている。これは $\Delta I = 1/2$ 則によるもので、 $\Gamma_{\pi^0}/\Gamma_{\pi^-} = 1/2$ と予想される。

ところで、この分岐比測定のための重要な点は、実験的にはまだ決定されていない ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピ ($J^\pi = \frac{1}{2}^+$ or $\frac{3}{2}^+$) を、その π 中間子弱崩壊の分岐比の値から決めることができる点である [59, 60]。これは ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピが違っていると崩壊先の準位のスピとの兼ね合いから、その崩壊が spin-flip/spin-nonflip に分かれ、その結果遷移し易い準位とそうでないものが生じてくるからである。図 1.7 に理論計算から得られた崩壊率のスペクトルを載せる [60]。この図の ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態から ${}^7\text{Be}$ の第一励起準位への崩壊率を見た時、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピが $\frac{1}{2}^+$ の時 ($\Gamma_{\pi^-} = 0.070 (0.047) \Gamma_{\Lambda}$) と $\frac{3}{2}^+$ の時 ($\Gamma_{\pi^-} = 0.007 \Gamma_{\Lambda}$) を比較すると、その比が約 10 であることがわかる。この理由を詳しく述べる。まず核内

⁴ Γ_{tot} は全崩壊率を、 Γ_{nm} は非中間子弱崩壊率を表す。

⁵ ${}^4_{\Lambda}\text{He}, {}^4_{\Lambda}\text{He}, {}^5_{\Lambda}\text{He}, {}^{11}_{\Lambda}\text{B}, {}^{12}_{\Lambda}\text{C}, {}^{28}_{\Lambda}\text{Si}$ の 6 つの核に対してのみである。

図 1.6: ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の崩壊図

の Λ 粒子の π 中間子弱崩壊の相互作用は

$$\begin{aligned} H_\pi &= \left[s_\pi X^{(s)}(r) + i p_\pi X^{(p)}(r) \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\nabla})}{q_0} \right] \chi_\pi^{(-)*}(\mathbf{q}; \mathbf{r}) \\ s_\pi &= 0.96 \times 10^{-7} \\ p_\pi &= -0.35 \times 10^{-7} \end{aligned}$$

と表せる。ここで s_π の項は spin-nonflip でパリティ非保存の相互作用を、 p_π の項は spin-flip でパリティ保存の相互作用を表している。また σ はバリオンに対するスピン演算子を、 $\chi_\pi^{(-)*}(\mathbf{q}; \mathbf{r})$ は Klein-Gordon 方程式から導かれた π distortion wave を、 $X^{(s,p)}(r)$ は光学ポテンシャルに従う $\Lambda N \pi$ 反応点の正規因子を、それぞれ表す。この図の場合、 ${}^7_\Lambda \text{Li}(J_{g.s.}^\pi = \frac{1}{2}^+)$ \rightarrow ${}^7\text{Be}^*(J^\pi = \frac{1}{2}^-)$ は spin-nonflip な崩壊 (s_π) で、 ${}^7_\Lambda \text{Li}(J_{g.s.}^\pi = \frac{3}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*(J^\pi = \frac{1}{2}^-)$ は spin-flip な崩壊 (p_π) であるので、これを実際に観測される分岐比に直した結果、カップリング定数の 2 乗比 $s_\pi^2/p_\pi^2 \sim 9$ を反映したものになっているためである。このことは π^0 中間子弱崩壊先である ${}^7\text{Li}$ にも当てはまる。よって実験的に崩壊率を測定することができれば、 ${}^7_\Lambda \text{Li}$ の基底状態のスピンがどちらであるのかを決定することができる。

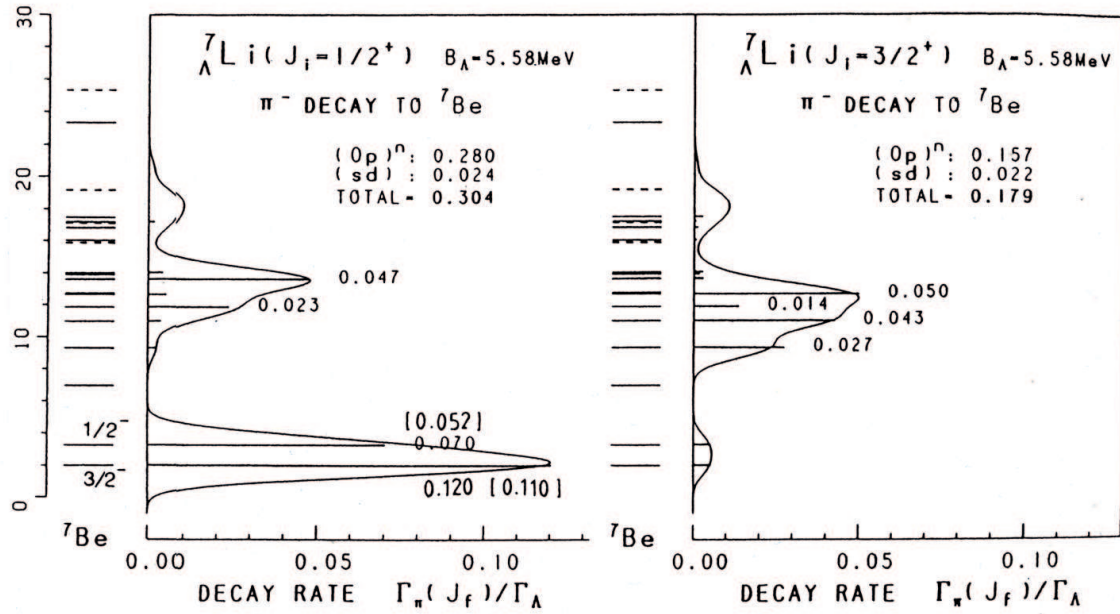


図 1.7: ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^- 中間子崩壊に於ける終状態のスペクトル (計算値)[60]

以上見てきたように、本研究の目的は ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態から π 中間子弱崩壊をへて娘核の第一励起準位へと遷移する分岐比を求めること、そしてその結論から得られる ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンを決定することである。これを達成するために必要な条件を、第 2.1.2 節で実験の観点から、第 4.1 節で解析の観点から、それぞれ詳しく述べることにする。

第2章 実験装置

2.1 実験の概要

2.1.1 実験の原理

この実験では ${}^7\text{Li}$ をターゲットとして用い、 (π^+, K^+) 反応 ($\pi^+ + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7_\Lambda\text{Li} + K^+$) で生成した ${}^7_\Lambda\text{Li}$ からの γ 線を、ゲルマニウム検出器で同時測定する。 (π^+, K^+) 反応は反跳運動量が大きいため、基底状態から高励起状態にわたる様々な Λ ハイパー核の状態を作り出すことができる。この反応では基底状態近傍(束縛状態)の準位が比較的生成され易いので、ハイパー核の弱崩壊分岐比を調べるのに適している。

(π^+, K^+) 反応による ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルから ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛事象のみを選択し、この時得られた γ 線エネルギースペクトルから、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の π 中間子弱崩壊後の娘核の励起状態からの γ 線を探し、その収量からその弱崩壊分岐比を求めることが最終目標である。

2.1.2 実験装置に要求される性能

今回行なった実験 (KEK-PS E419) は、先程述べたように KEK-PS 12GeV 陽子シンクロトロン の K6 ビームライン 及び 散乱粒子スペクトロメータ (SKS) により (π^+, K^+) 反応を起こし、同時計数を探ることで、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核からの γ 線を測定する実験で、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の $E2(\frac{5}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+)$ の遷移確率 $B(E2)$ を測定し、最終的に ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の原子核の大きさを決定することを目指している。そのために必要な検出器系の条件を2つの要素に分けて述べる。

一つは (π^+, K^+) 反応を正確に identify するためのビームスペクトロメータ・SKS に対して、もう一つはハイパー核からの γ 線を高検出効率で測定するためのゲルマニウム検出器システム (Hyperball) に対してである。

前者に対する必要な条件は4つに分けられる。

- (i) 高分解能であること
- (ii) 大立体角であること
- (iii) 高計数率に耐えられること
- (iv) 強力な K 中間子の識別能力が備わっていること

である。ハイパー核の励起スペクトルから、その束縛状態や励起状態のピークを識別するためには最低限数 MeV (FWHM) の分解能が必要になってくる。このことは、ビーム・散乱粒子の運動量分解能が数 0.1 % 程度でなければならない。このために SKS には強力な超電導双極マグネットが設置されており、マグネットの入出口に設置しているドリフトチェンバーの位置分解能も、その分解能を達成するように設計されている。またこのチェンバー類は、反応断面積が小さい (π^+, K^+) 反応の弱点を補うために大強度にしている π^+ 中間子ビームによる高計数率の状況下でも正常に動作できるようになっている。同じ理由でスペクトルメータには大立体角であることが望ましく、SKS は高分解能・大立体角の相容れ難い要求を満たすために、マグネットギャップを大きく取り、また後方側のチェンバーを巨大化することで 100 msr の立体角を得ている。また大強度のビームを用いるので、ビーム粒子である π^+ 中間子や陽子などが膨大な量のバックグラウンド粒子が散乱粒子の中に含まれてしまう。 (π^+, K^+) 反応を起こすためには、この中から K^+ 中間子を強力に識別する必要がある。このため SKS には3種類のトリガーカウンタをビームライン上に設置し、 π^+ , K^+ , p の分別を可能にしている。

続いて後者に対する必要な条件は、

- (i) 大立体角
- (ii) 高計数率用読み出し回路
- (iii) コンプトンサプレッサ
- (iv) モニターシステム

である。先に述べたように (π^+ , K^+) 反応を用いたハイパー核の実験は反応断面積が小さいので、検出器の立体角を向上させることにより検出効率を上げる意味は大きい。実際この実験では相対検出効率が 60% 以上のゲルマニウム検出器を、ビームによる直接の影響が無い適当な距離に 14 台配置することにより、約 15% ($\times 4\pi\text{sr}$) の立体角を得ている。

また高計数率用読み出し回路についてだが、通常はゲルマニウム検出器の長所である優れたエネルギー分解能を生かすように比較的遅い電子回路を使うが、このままでは大強度の π^+ 中間子ビームを使うにあたって、そのビームハロー (π^+ , μ^+ etc.) による高計数率に耐えることができない。そこでエネルギー分解能を保ちつつ、この高計数率に耐えられるよう開発された電子回路を導入することにより、この問題を克服できるようにした。

これに加え π^0 崩壊による高エネルギー γ 線や、低エネルギー γ 線のコンプトン散乱を除くために、BGOシンチレーションカウンタを用いてゲルマニウム検出器を囲んで反同時計数を行ない、ゲルマニウム検出器の γ 線スペクトルの S/N 比を向上させることで、求めているピークをよりはっきりさせることができるようにした。

本実験は、高計数率のためにゲルマニウム検出器が正常に動作しなくなる限界に近い状況下で実験を行なっているので、実験中は常時検出器の deadtime や分解能を観測しておく必要がある。特に deadtime についてはビームオン/オフでの検出効率の比を測定することで、実験中の実効的な絶対検出効率を求める必要がある。これは γ 線の収集率から弱崩壊の分岐比を導出する上で欠かせない。この役割を担うためにゲルマニウム検出器モニターシステムを製作した。

2.1.3 KEK-PS E419 実験の諸条件

昨年 (1998 年 4 月 ~ 7 月) 行なわれた KEK-PS E419 の実験諸条件を、表 2.1 , 2.2 にまとめた。

加速器	KEK 陽子シンクロトロン
ビームライン	K6(北カウンターホール)
一次ビーム	12 GeV , 1.5×10^{12} ppp(K6) , 3 秒サイクル
一次ターゲット	Pt $10\phi \times 60$ mm
二次ビーム	1.06 GeV/c π^+ 中間子ビーム
Λ 生成反応	(π^+, K^+) 反応
実験時間	560 hour
π^+ 中間子ビーム強度	$1.5 \sim 2.0 \times 10^6$ /spill
主な検出器	ビームスペクトロメータ 散乱粒子スペクトロメータ (SKS) ゲルマニウム検出器システム (Hyperball)

表 2.1: KEK-PS E419 の実験諸条件

実験標的	ターゲットの厚さ	全ビーム照射数
^7Li	13.5 [g/cm ²] (25 cm)	$1.10 \times 10^{12} \pi^+$
^{12}C	5.2 [g/cm ²] (2.8 cm)	$3.00 \times 10^{10} \pi^+$
^{12}C	13.7 [g/cm ²] (7.6 cm)	$1.28 \times 10^{10} \pi^+$
empty	0.0 [g/cm ²]	$1.30 \times 10^{10} \pi^+$

表 2.2: KEK-PS E419 の各標的における π^+ 中間子ビーム照射数

2.2 K6 ビームライン

まず本実験で使用した KEK-PS K6 ビームラインについて述べておく。K6 ビームラインは、KEK-PS 12 GeV からの 1 次陽子ビームを $10\text{ mm}\phi \times 60\text{ mm}$ の Pt プロダクションターゲットに照射し、2 次粒子ビームを約 $1\text{ GeV}/c$ の運動量で供給できるビームラインである。ビームラインの構成は 2 台の双極マグネット (D1,D2) と 10 台の四重極マグネット (Q1,...,Q10)、1 台の六重極マグネット (CX)、2 台の校正用マグネット (CM1,CM2) を有する静電セパレータ (DC)、そして 4 台のスリットから構成されている。スリットはそれぞれ D1 と Q1 の間 (acceptance slit)、Q2 と Q3 の間 (intermediate slit)、DC と Q5 の間 (momentum slit)、Q6 と Q7 の間 (mass slit) に設置してある。

これらのマグネット・スリットを利用することによりビームの運動量・質量並びに強度を調整するわけだが、 (π^+, K^+) 反応の断面積が最大になるよう π^+ 中間子ビームの運動量は $1.06\text{ GeV}/c$ に、また本実験で用いたスペクトロメータとゲルマニウム検出器系の検出効率が最善になるよう、ビーム強度はビーム構造を考慮しつつ $1.5\sim 2.0\text{ M/spill}$ に、それぞれ調整した。

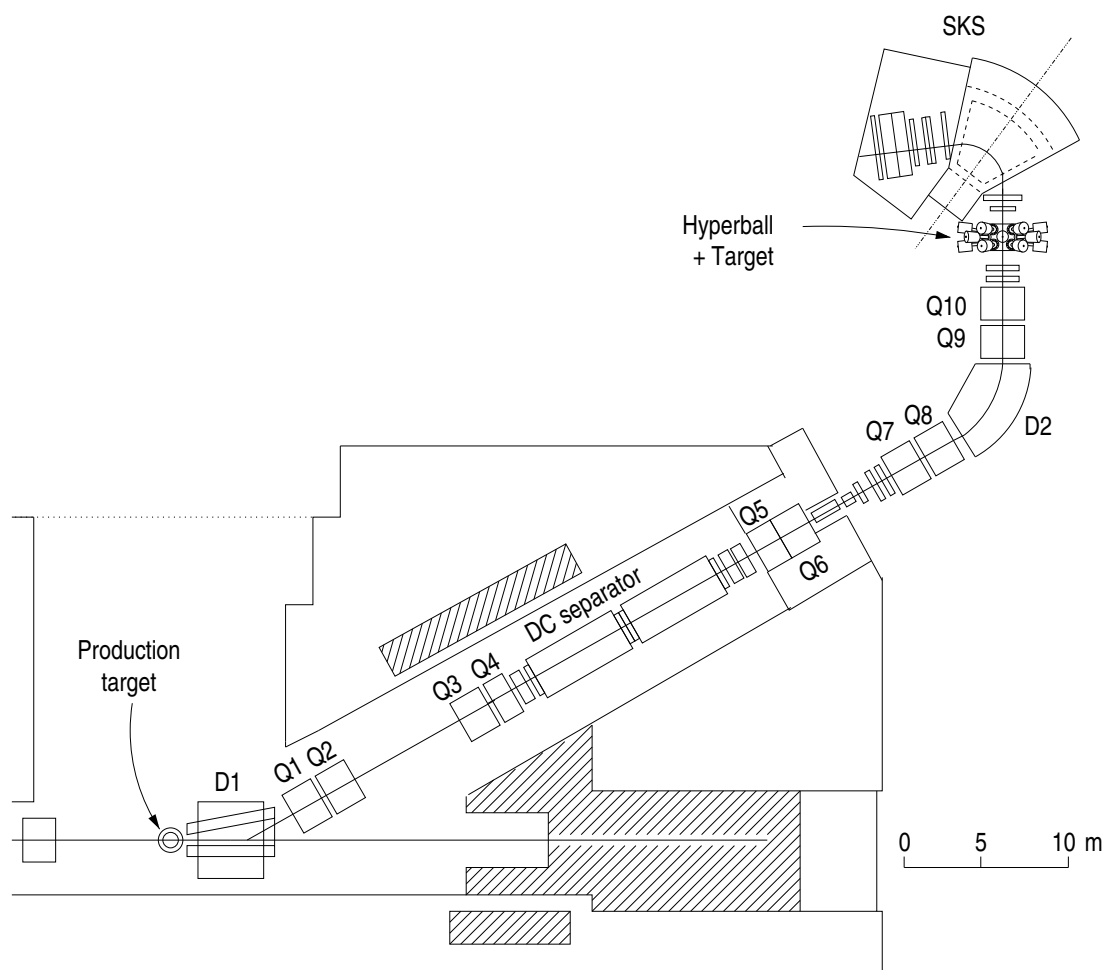


図 2.1: K6 ビームライン概要図

2.2.1 ビームスペクトロメータ

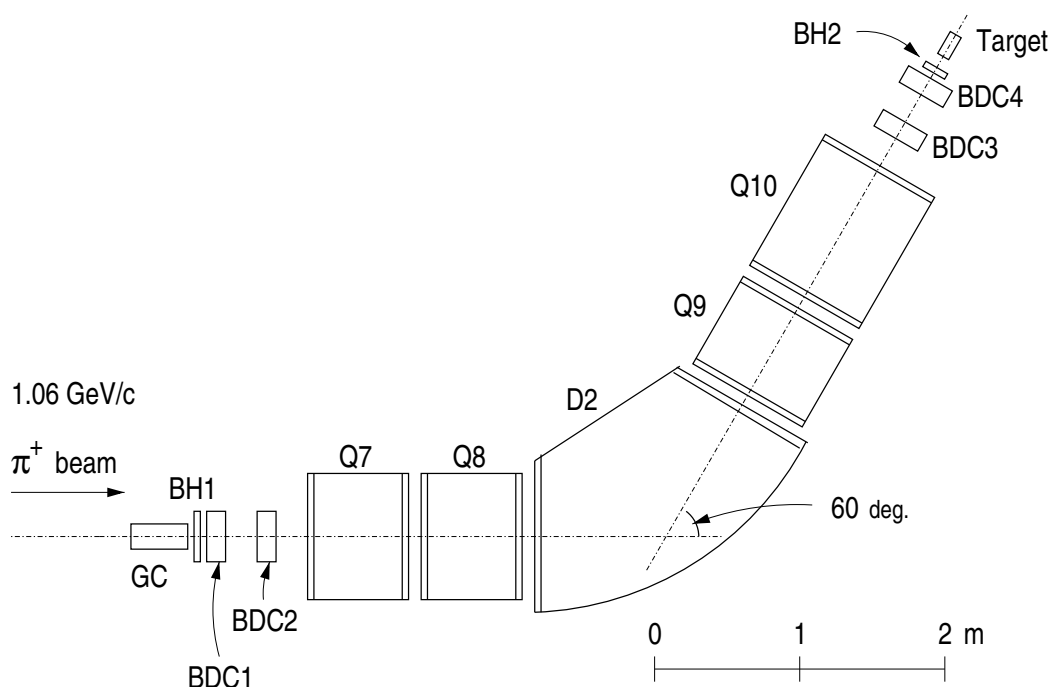


図 2.2: ビームスペクトロメータ概要図

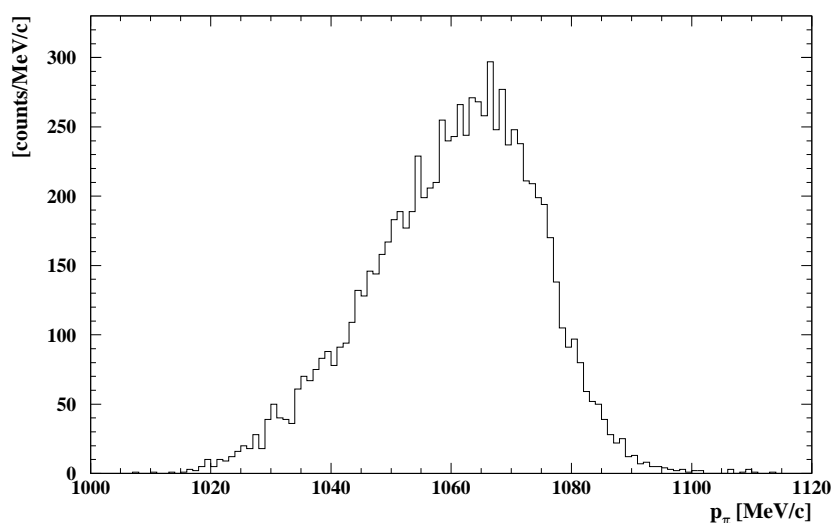
運動量分解能	0.1% (FWHM)
最大許容運動量	2.0 GeV/c
許容運動量範囲	$\pm 3\%$
屈折角度	60°
全長	9 m

表 2.3: ビームスペクトロメータの設計パラメータ

ビームスペクトロメータは、実験標的上流に位置する QQDQQ マグネット系と、その前後に設置してある4台のドリフトチェンバー (BDC1,2,3,4)、そしてそれらを囲うように設置してある2台のシンチレーションカウンタ系 (BH1,BH2) とガステレンコフカウンタ (GC) から構成されている。スペクトロメータの設計パラメータを表 2.3 に示す。

このスペクトロメータでビームの粒子選別を行ない、その運動量・強度を測るわけだが、ここでは検出器それぞれの特性及び役割を述べておく。

まずカウンタ系だが、スペクトロメータ最上流に位置する GC は陽電子をトリガーの段階で除去するために設けられたもので、 $n=1.00245$ の屈折率を持ち、99.9 % 以上の効率で除去することができる。

図 2.3: 1.06 GeV/c π^+ の運動量スペクトル

そのすぐ下流側にある BH1 は、全ての荷電粒子に有感で、高計数率による検出効率の悪化を避けるためにシンチレータを 7 セグメントに分けて、その各々の計数率が均等になるよう設計されている。BH1 と対を成す BH2 は、このスペクトロメータの最下流、実験ターゲットの直前に位置している。BH2 の方も BH1 と同じ理由からシンチレータを 4 セグメントに分けている。BH2 は全ての検出器の信号の時間起点の役割を果たし、またこのシンチレータ系 2 つのコインシデンスのタイミングによって、静電セパレータで除去しきれなかったビーム中のバックグラウンドの陽子をトリガーから除去している。これらのシンチレータには 3 段階のブースター付の光電子増倍管が両端に取り付けてある。

一方、 π^+ 中間子ビームの運動量を求める役割を果たすのが 4 組のドリフトチェンバー BDC1,2,3,4 である。これらのチェンバーは皆同じ構造をしており、高強度のビームにさらされる状況下でも正常に動作できるよう設計されている (図 2.4 及び表 2.4 参照)。チェンバーは、各センスワイヤの間隔が 5 mm と緻密な構造の 6 層のアノードワイヤ面 (x, x', u, u', v, v') とその間にあるカソード面から構成されており、これらのアノードワイヤは、ワイヤの垂直面からそれぞれ 0° (x, x')、 $+15^\circ$ (u, u')、 -15° (v, v') 傾いて張られている。また x', u', v' 面はそれぞれ x, u, v 面に対し半セル (2.5 mm) ずれた pair plane 構造となっていて (図 2.5)、対応する pair plane での hit の位置から π^+ 粒子がセンスワイヤに対して左右どちらを通過したかがわかり、single plane と比較すると位置分解能が $\sqrt{2}$ 倍に向上している。なお多重散乱による運動量分解能の悪化を避けるため、チェンバーのガスには物質量を抑えつつ適度な性能が得られるよう、常温 1 気圧のもとで Ar(76%)+C₄H₁₀(20%)+Methylal(4%) の混合ガスを使用した。

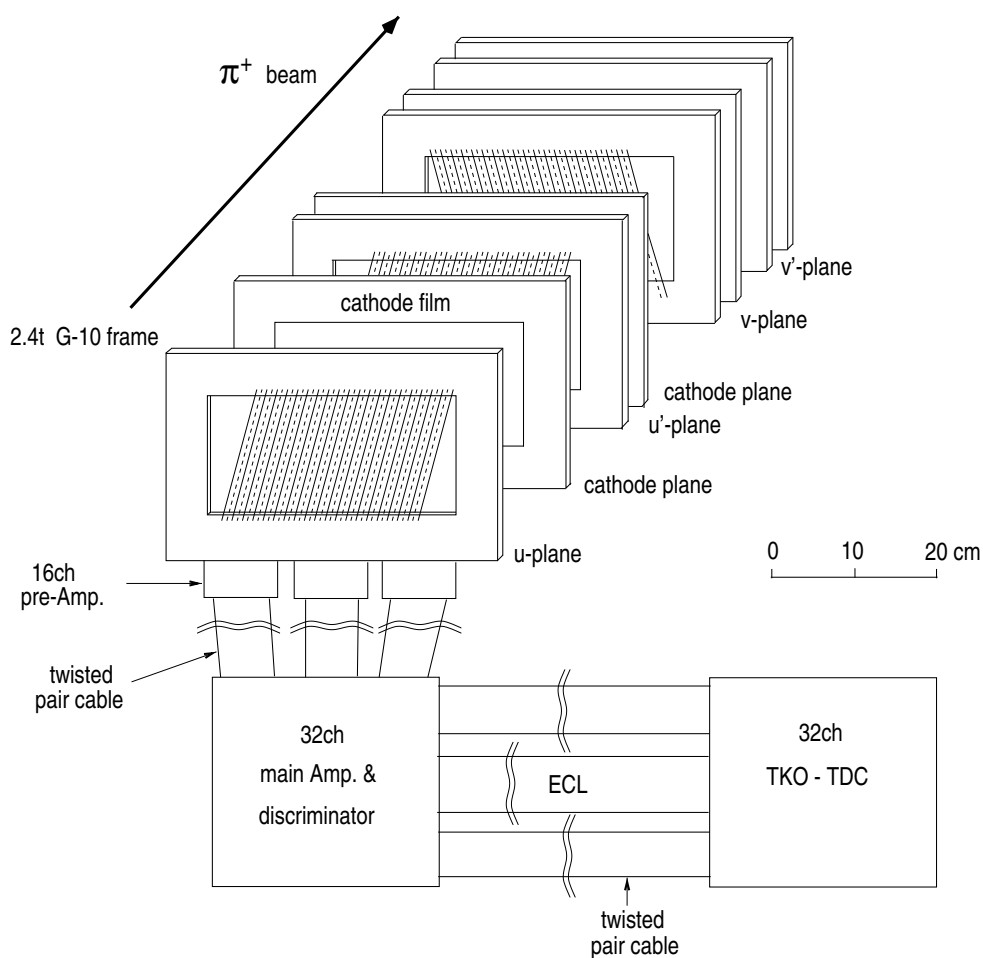


図 2.4: BDC 及びその読み出し回路系

名称	有効領域 [cm]	ドリフト間隔 [mm]	測定座標	厚さ (L_R) [g/cm ²]	分解能 [mm](r.m.s.)
BDC1-4	$24^W \times 15^H$	2.5	xx'uu'vv'	1.79×10^{-3}	0.30
SDC1	$40^W \times 15^H$	2.5	xx'uu'vv'	1.79×10^{-3}	0.30
SDC2	$56^W \times 15^H$	2.5	xx'uu'	1.18×10^{-3}	0.30
SDC3	$100^W \times 100^H$	21	xx'yy'	0.53×10^{-3}	0.25
SDC4X	$100^W \times 100^H$	21	x \times 6	1.05×10^{-3}	0.25
SDC4Y	$100^W \times 100^H$	21	y \times 6	1.05×10^{-3}	0.25

表 2.4: ドリフトチェンバーの特性

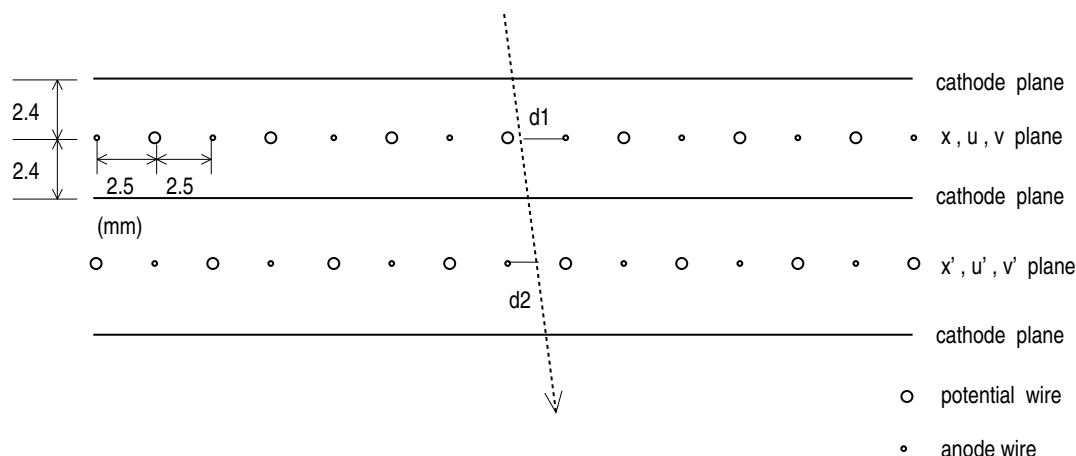


図 2.5: BDC のセル構造

2.2.2 散乱粒子スペクトロメータ (SKS)

SKS(Superconducting Kaon Spectrometer) は、(π^+ , K^+) 反応を用いたハイパー核分光の研究を目的として KEK-PS の北カウンターホールに設置された [30]。SKS は 1 GeV/c 領域において高分解能・大立体角を両立させつつ、 K^+ 中間子の崩壊を最小限に抑えるよう飛行距離を短くするように設計されているのが特徴で、その設計特性を表 2.5 に示す。

SKS は、1 台の扇型超電導双極マグネットと計 5 組のドリフトチェンバー (SDC1,2,3,4X,4Y)、そして 3 種類の粒子識別用トリガーカウンタ (TOF, AC1,2,LC) から構成されている。SKS の超電導双極マグネットは、要求される運動量分解能及び momentum acceptance を満たすために最大発生磁場が 3 T、ギャップが $1.5^W \times 0.5^H \text{ m}^2$ の性能がある。

TOF は 15 セグメント ($7^W \times 100^H \times 3^T \text{ cm}$) で構成されているプラスチックシンチレーションカウンタで、全ての荷電粒子に有感である。BH2~TOF 間の time of flight の測定による π 、K、p の粒子識別は、オフライン解析によってトラッキングで決められた飛行距離の情報と合わせて行なわれる。 π 、K、p それぞれの粒子に対するターゲット ~TOF 間の飛行時間は、約 12、15、20 nsec である¹。TOF の時間分解能は約 0.5 nsec(FWHM) である。

AC は大きさがやや違う 2 台のチェレンコフカウンタで構成されている。発光体には屈折率が 1.06 のシリカエアロジェルを用いている。 π /K 中間子は、AC に対してそれぞれ約 0.4/1.4 GeV/c のチェレンコフ放射の閾値を持つ (図 2.7)。これは SKS の測定運動量領域 (600~800 MeV/c) に於いては π 中間子のみ反応する。これによって散乱 π , K 中間子をトリガーの段階で分別することができる。

LC は 14 セグメント ($10^W \times 140^H \times 4^T \text{ cm}$) から成るチェレンコフカウンタで、発光体であるルサイトは屈折率が 1.49 と高く、K 中間子/陽子では、それぞれ約 0.45/0.85 GeV/c のチェレンコフ放射の閾値を持つので、陽子に対しては発光しない。これにより K 中間子と陽子をトリガーの段階で分別する。

これら 3 つのトリガーカウンタ系を駆使することにより、トリガーの段階で π 中間子、

¹0.72 GeV/c に対する値

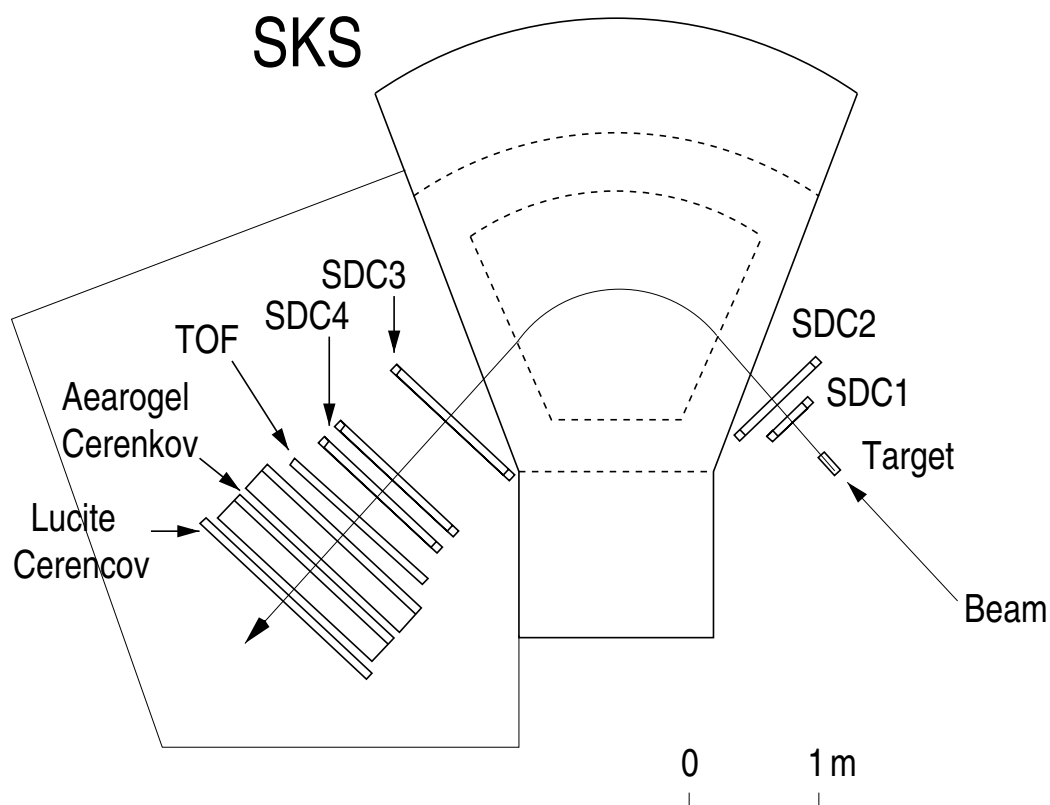


図 2.6: 散乱粒子スペクトロメータ (SKS)

運動量分解能	0.1 % FWHM($p=720$ MeV/c 時)
最大運動量	1.1 GeV/c
運動量範囲	± 10 %
屈折角度	中心軌道で 100°
立体角	100 msr
飛行距離	中心軌道に沿って約 5 m

表 2.5: SKS の設計パラメータ

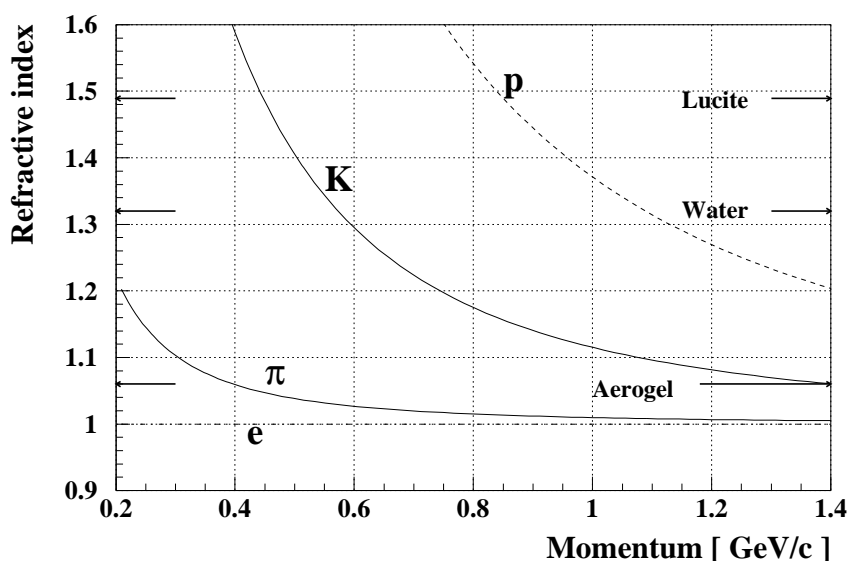


図 2.7: 各粒子に対するチェレンコフ放射の threshold 曲線

K 中間子、陽子を識別できる。

続いてドリフトチェンバーについて述べる。SKSで用いているドリフトチェンバーは、大きく分けて2つある。双極マグネットを挟んでビーム上流側にあるSDC1,2と、下流側にあるSDC3,4X,4Yである。SDC1,2は、実験ターゲットの直後に設置されているチェンバーで、ビームライン同様高計数率の状況下で作動しなければならないので、その構造は前節で述べたビームラインチェンバーと同じ構造をしている(図 2.4)。SDC3,4X,4Yは、散乱粒子をできるだけ多くカバーできるように他のドリフトチェンバーよりも大きく作られている。SDC3はxx'の2層構造で、BDC同様互いに半セルずれているpair plane構造となっている。SDC4X,4Yは、1つのドリフトセル当たり6本のセンスワイヤを持っており、そのセンスワイヤは、ドリフト方向の左右任意性を解決するためにそれぞれ $\pm 200\mu\text{m}$ ずつ交互に張られている。なお実験期間中SDC1,2には $\text{Ar}(76\%)+\text{C}_4\text{H}_{10}(20\%)+\text{Methylal}(4\%)$ の混合ガスを、SDC3,4X,4Yには $\text{Ar}(50\%)+\text{C}_2\text{H}_6(50\%)$ の混合ガスを使用していた。またスペクトロメータ中の物質による多重散乱による運動量分解能への影響も考慮し、ドリフトチェンバーの物質量を少なくする一方、双極マグネットのギャップ間等にHeバックを設置し、その影響をできる限り抑えている。

SKS 双極マグネットは、 (π^+, K^+) 反応実験時には2.2Tに励磁されており、その時SKSの中心軌道を通る粒子の運動量は約0.72 GeV/cである。散乱粒子の運動量は、予め測定が済んでいるSKS 双極マグネットの磁場分布を用いて、各粒子毎に運動方程式をルンゲ・クッタ法で解くことによって得られる粒子の軌道から決めていく。

2.3 ハイパー核 γ 分光用ゲルマニウム検出器系 (Hyperball)

本節では、生成されたハイパー核からの γ 線を測定するためのゲルマニウム検出器及びその読み出し回路、そしてコンプトンサプレッサである BGO シンチレーションカウンタの特性を述べ、最後にそれらを組み合わせた Hyperball について述べる。

2.3.1 ゲルマニウム検出器

本実験に於ける最も重要な検出器がゲルマニウム検出器である。実験で用いたゲルマニウム検出器の台数は 14 台で、そのうち 10 台が ORTEC 製、4 台が Eurisys Measures 製である。結晶は約 $7\text{cm}\phi \times 7\text{cm}$ の同軸型で、相対効率 60 %² 以上、エネルギー分解能が 2.2 keV FWHM(1.33 MeV)³以下、といった性能を示す。

これらの検出器の特性は同軸型高純度 n 型結晶であること、検出器内に transistor-reset 型プリアンプを搭載していることである。前者を採用した理由は放射線損傷の耐性が高いためである。一般に放射線損傷が進むと、結晶の有感領域内の正孔捕獲量が増大することが知られている。n 型結晶の場合、キャリアの正孔は p⁺ 接合部である円柱外表面へと引きつけられ、逆電極配置である p 型結晶の場合は逆に中心軸へと引きつけられるわけだが、結晶の形状や γ 線の減衰のために相互作用の位置は半径の大きい方に偏るので、キャリアの移動距離の差から n 型結晶の方は p 型結晶と比べてキャリアを捕獲されずに済むことができる。このため、n 型結晶は p 型結晶と比べて放射線損傷に対して優れた性能を示す。また後者の方は本実験に於ける使用環境が関係している。ハイパー核の実験で利用されるビームは加速器からの 2 次ビームが多く、本実験も例外ではない。そのためビームハロー中の高エネルギー荷電粒子が検出器を突き抜ける際の数十 MeV にも及ぶ energy deposit の影響で読み出し回路系が飽和してしまい、それによる deadtime から検出器がまともに作動しない恐れがあった。しかしこの transistor-reset 型プリアンプと、高計数率用メインアンプを用いることで、その deadtime による影響を最小限に抑えることができるようになった。

実験中の検出器の性能は、実験現場のノイズ等による影響を極力取り除くことにより、ビームオフで約 3 keV、ビームオンで約 3.5 keV FWHM(1.33 MeV) の分解能が得られた。またビームオン時のピークシフトが 1~2 keV 以内で観測された。そして懸念されていた pile-up とプリアンプの reset による deadtime は、実験期間を通して平均して 45 % 以下に抑えることができた。

²NaI(Tl)3'' $\phi \times 3''$ の光電ピーク効率を 100 %とした場合

³分解能を重視した遅いメインアンプ (shaping time 6 μsec) を用いた時

使用したゲルマニウム検出器は、各々結晶とプリアンプ等の回路を搭載したクライオスタット部と結晶を冷却するための液体窒素を貯蔵するデュワー部から構成されている(図 2.8)。デュワーには 3 l の液体窒素が充填でき、約 72 時間持続することができる。実験器期間中は、液体窒素供給装置を用いることにより定期的に液体窒素を供給することができたため、安定した測定が可能になった。液体窒素供給装置については付録 B で詳しく述べることにする。

なお ^{60}Co の $\beta\gamma$ 線源を埋め込んだプラスチックシンチレータ付き光電子倍增管をクライオスタット部に取り付けることにより、ビームのオン/オフによる相対効率及び検出器のエネルギー分解能等の性能を常時観測することができた。

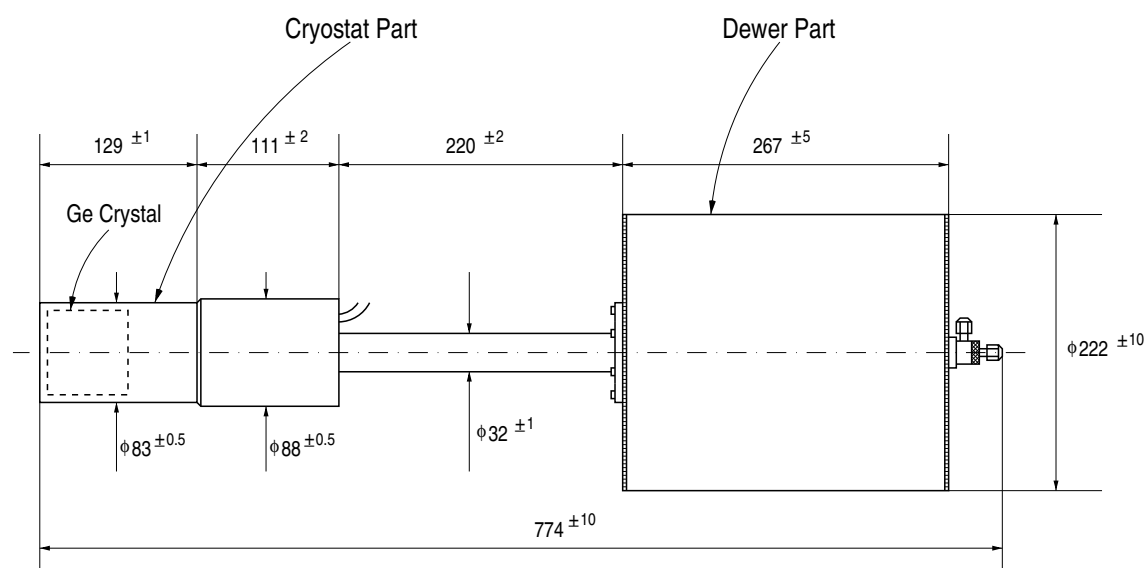


図 2.8: ORTEC 製ゲルマニウム検出器の外形図

2.3.2 ゲルマニウム検出器の読み出し回路

第1.2節で挙げたように、ハイパー核の実験は一般に反応断面積が小さいために、少しでも検出効率を上げることが重要になってくる。そのために立体角の大きくする必要がある。ハイパー核 γ 分光を行なう上で用いられるNaI(Tl)シンチレーションカウンタやゲルマニウム検出器は、その結晶部分の大きさに限界があるので、立体角を大きくするためにはターゲットとの距離を短くすればよい。

しかしながら、ここで一つの問題が生じる。それは (π^+, K^+) 、 (K^-, π^-) 反応を用いたハイパー核の実験は加速器からの2次ビームを使用するので、そのビームハローの影響を直接受けるような距離に検出器があると電子回路がenergy deposit rateに耐えられなくなってしまうということである。例えば、 $4 \times 10^6/\text{sec}$ の π^+ 中間子ビーム上にあるターゲットからの距離15 cmにゲルマニウム検出器を設置すると、そのenergy deposit rateは約1.0 TeV/secになる。これは従来あるプリアンプの性能限界と言われている数10 GeV/secを大きく上回る値で、このような状況下では実験が成り立たない。これがハイパー核の実験でゲルマニウム検出器による γ 分光が行なわれていなかった要因の一つである。

ところが最近の技術進歩によって、このような状況下でも実験を可能にしてくれる電子回路が登場するようになった。それはtransistor-reset型プリアンプとgated integrator内蔵シェーピングアンプである。

transistor-reset型プリアンプは、信号が決まった閾値⁴を越えると自動的に信号をベースライン域まで戻す(reset)仕組みになっている(図2.9)。resetによるdeadtimeは約10数 μsec 程である。これにより、従来からある抵抗feed-back型のもので問題となっていたhigh energy deposit rateによる飽和状態を回避できるようになっただけでなく、たとえfeed-back型の増幅率を下げて対処しても防ぐことができなかった、長いdeadtimeの原因となるメインアンプでのベースラインシフトをなくすことができるようになった。

gated integrator内蔵シェーピングアンプ(ORTEC 973U(Ultra High-rate Amp.))は、分解能を若干犠牲にする⁵代わりに、pile-upによるdeadtimeを少なくできるよう、出力信号の幅が3 μsec と極端に短くなるような回路である。その典型的な出力信号を図2.10に載せた。

⁴使用したプリアンプの閾値は10 Vで、我々の場合この値は約150 MeVに相当する。

⁵エネルギー分解能が1.9 keV \rightarrow 2.3 keV (FWHM ; $E_\gamma = 1.33$ MeV)になる

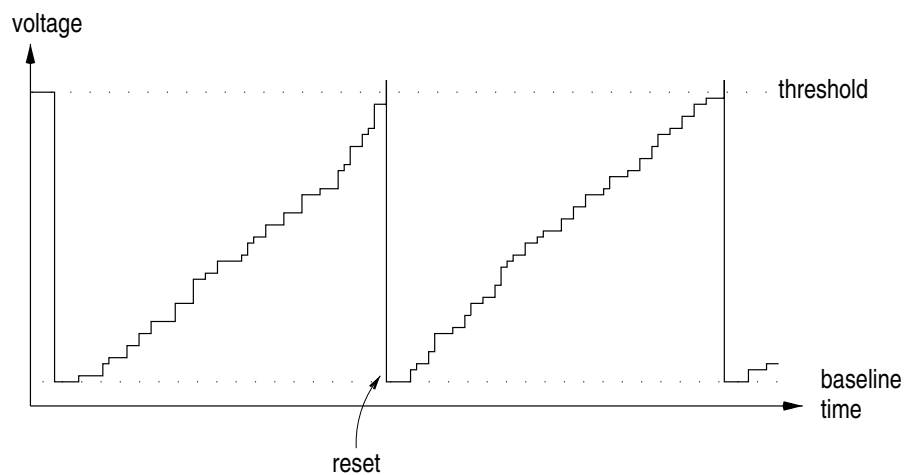


図 2.9: transistor-reset 型プリアンプの信号

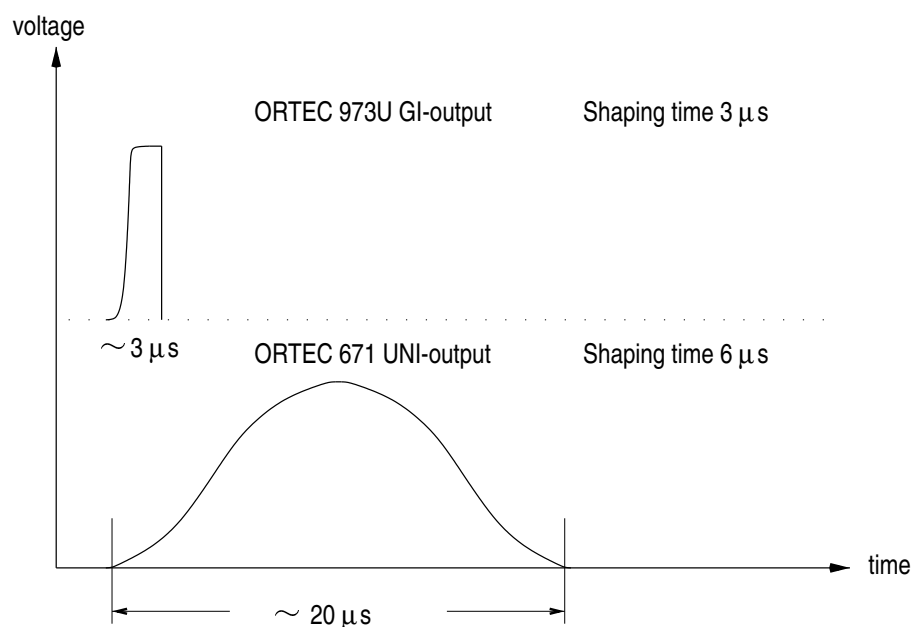


図 2.10: 典型的なメインアンプからの出力

2.3.3 BGO シンチレーションカウンタ

本実験では、ゲルマニウム検出器から得られる γ 線エネルギースペクトルのピーク・バックグラウンド比(S/N)を向上させる目的でBGOシンチレーションカウンタを用いた。

ゲルマニウム検出器の特性として挙げられるのは、その優れたエネルギー分解能である。エネルギー分解能が数0.1%と、他に類を見ないその分解能の良さは魅力的である。しかしながらゲルマニウム検出器は、他のシンチレーション検出器で見られるような結晶の大型化が困難であることと、原子番号と密度が比較的小さいことにより十分な光電ピーク効率が得られないといった欠点も潜んでいる。光電ピーク効率が低いとコンプトン散乱による連続スペクトルが相対的に増えるので、低エネルギーにおける統計量の少ないピークの識別に悪影響を及ぼす。この弱点を補う意味で、ゲルマニウム結晶中でコンプトン散乱を起こした後に結晶外へ逃げてしまった γ 線を捕らえることができるように、検出効率の高いシンチレータ等で検出器を囲み、双方の検出器の反同時計数をとることでそのコンプトン散乱による連続スペクトルを取り除く、いわゆるコンプトンサプレッションが有効になる。そのために用いるシンチレータをコンプトンサプレッサといい、BaF₂、NaI(Tl)、BGO、GSO等を用いる。

本実験では、検出器系を構築する上で隣接する検出器同士が重ならないように配置するといった幾何学的な条件と共に、その限られたスペースで十分なサプレッション効果を得なければならないという相反する要求が満たされなければならない。幾何学的要求を優先させると結晶の厚さは2 cm以下にしなければならない。そのためには多少エネルギー分解能が悪くとも、コンプトン散乱による γ 線を確実に捕らえられるよう検出効率を重視すべきである。また、バックグラウンド粒子である π^0 中間子から発生した高エネルギー γ 線のシャワーが作るバックグラウンドの除去効果も重要な条件である。このような種々の要求を考慮し、BGOをコンプトンサプレッサとして採用した。

種別	BGO (Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)	BaF ₂	NaI(Tl)	GSO (Gd ₂ SiO ₅)
密度 [g/cm ³]	7.13	4.89	3.67	6.71
有効原子番号	75	53	51	59
放射長 [cm]	1.12	2.03	2.59	1.38
E _{γ} =1 MeV の吸収率 [%] [°]	62	44	35	46
屈折率	2.15	1.56	1.85	1.85
蛍光出力 [%] [†]	7~10	5~16	100	20

[°] γ 線吸収率は結晶の厚さを2 cmに設定 [†]NaI(Tl)で正規化

表 2.6: 各シンチレーション検出器の性能比較

種別	BICRON 製 (1 台)	中国製 (13 台)
結晶体積 [cm ³]	307 (×6)	182 (×6)
結晶の厚さ [cm]	1.8~2.85(taper)	1.9
結晶の長さ [cm]	24.5	15
PMT サイズ (× 本数)	1" ϕ × 12	1 $\frac{1}{8}$ " ϕ × 6

表 2.7: BGO シンチレーションカウンタの特性

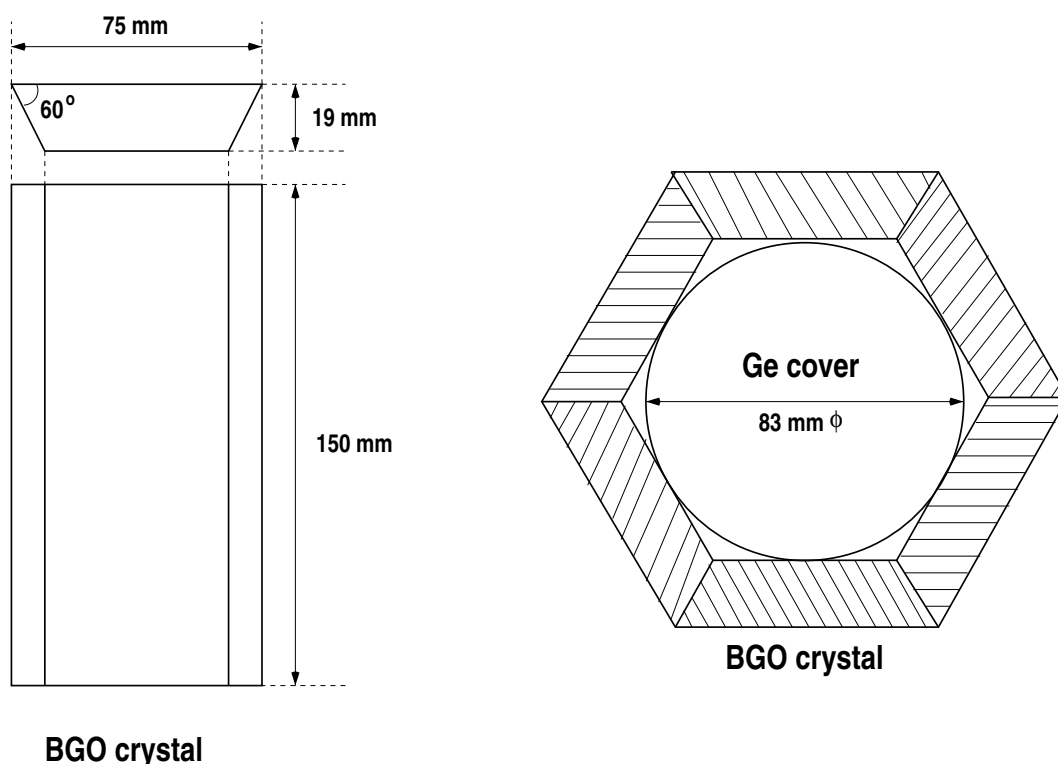


図 2.11: BGO シンチレーションカウンタの結晶及びその配置図 (中国製)

実験で使用された BGO シンチレーションカウンタには 2 種類ある。一方は BICRON 製のもの (1 台) で、もう一方は中国で製作されたもの (13 台) である。共に我々が設計を行ない発注したもので、予算上の関係から後者では光電子増倍管の数を減らし結晶を小さくしたが、サプレッションの性能はあまり劣化しないことが分かっている。両者の性能は表 2.7 に示した。

BGO の結晶 6 個がゲルマニウム検出器を囲むように配置されている (図 2.11)。これらの結晶はそれぞれテフロンシートで光電子増倍管との設置部分以外が包まれてシンチレーション光を逃さないようにしており、外側を鉄製の容器で、内側をアルミニウム製の筒で作られたハウジングに収納してある。またこれらの結晶と光電子増倍管との接着には光学グリスを用いており、さらに使用する磁気スペクトロメータの洩れ磁場による影響を防ぐ意味で、大型磁気シールド (鉄製) を 1 組ずつ被せるようにした。

BGOシンチレーションカウンタのエネルギー分解能は約25 % (FWHM; 662 keV) で、時間分解能は約4 nsec 程度であった。またサプレッション効率を高めるために、BGOシンチレーションカウンタからの信号の閾値はできる限り低く設定した⁶。

コンプトンサプレッション効果の指標として、一定範囲のエネルギー領域におけるサプレッション前後の計数比 S_{factor} で表す。使用される BGO については設計段階で全エネルギー領域で $S_{factor} \geq 3$ を目標としている。本実験で使用したゲルマニウム検出器及び BGO シンチレーションカウンタを用いて測定した ^{60}Co の γ 線スペクトルを図 2.12 に載せる。これを見ると BGO によりコンプトン連続部分をかなり除去しているのが分かる。またコンプトンエッジ以外のコンプトン連続部分では $S_{factor} \geq 3$ の目標を達成している。

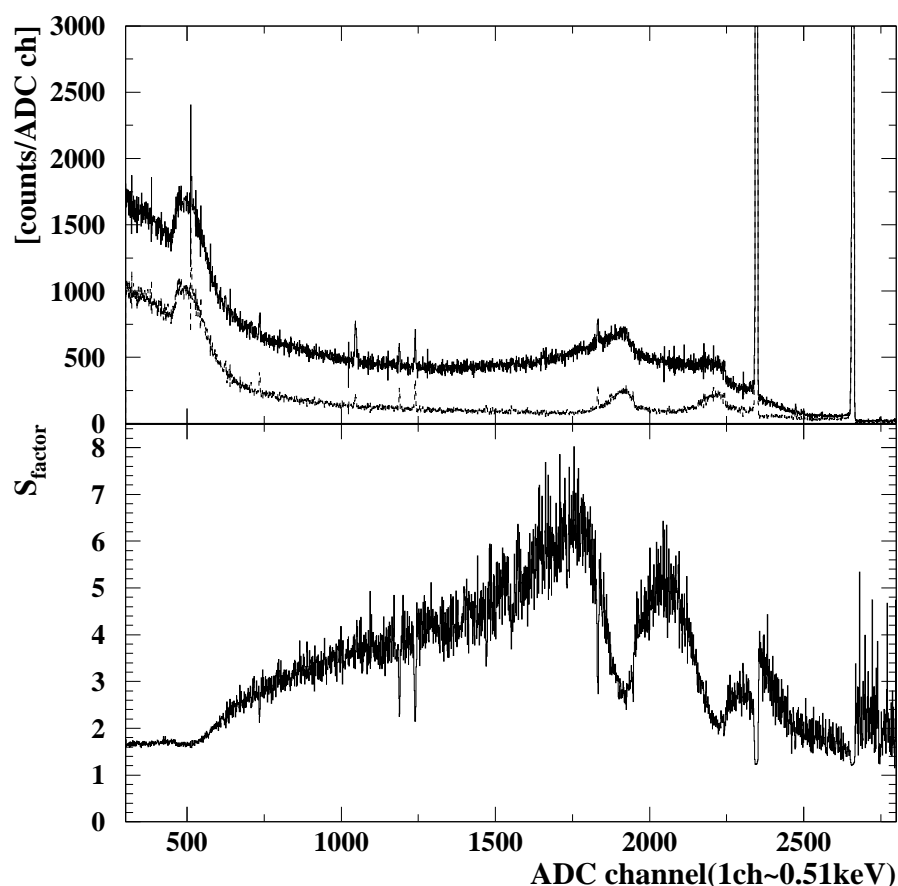


図 2.12: 本実験 (KEK-PS E419) で使用したゲルマニウム検出器及び BGO シンチレーションカウンタを用いて測定した ^{60}Co の γ 線スペクトル; 上図はゲルマニウム検出器のみ (上側のスペクトル) と BGO によるサプレッションをしたもの (下側のスペクトル) を表し、下図は上図のサプレッションファクタ S_{factor} を表す。

⁶—光電子当たり約 50 mV の信号に対して閾値を約 25 mV に設定した。

2.3.4 Hyperball

前節、前々節で述べた検出器を組み合わせて、ハイパー核研究用ゲルマニウム検出器システム (Hyperball) を構成した。本実験で使用された Hyperball の概観を図 2.13 に、各検出器の取り付け配置図を図 2.16 に載せる。

このシステムは先に説明した 14 台のゲルマニウム検出器と BGO シンチレーションカウンタ、これらを設置するためのアルミニウム製の円筒及びその架台から成り立っている (図 2.15, 2.14)。このアルミニウム製円筒には、ゲルマニウム検出器及び BGO シンチレーションカウンタを一組にしたものを 18 台 (ビーム上流・中流・下流側それぞれに 6 台ずつ) 設置することが可能で、ゲルマニウム検出器、BGO シンチレーションカウンタそれぞれが独立に円筒中心からの距離を設定することができるように工夫されている。本実験では上流側に 6 台、中流側に 6 台、下流側に 2 台のゲルマニウム検出器/BGO シンチレーションカウンタを配置し、ビームライン中心からの距離がゲルマニウム検出器で 15 cm、BGO シンチレーションカウンタで 13 cm に設置した⁷。これは、本実験に先駆けて行なわれたテスト実験の結論から、検出器の高計数率による deadtime と立体角を考慮して決められた距離である [1, 2]。これによりアルミニウム製円筒の中心からの立体角を約 $15\% (\times 4\pi \text{sr})$ で覆うことができるようになった。GEANT シミュレーションによって得られたこのシステムの光電ピーク効率⁸は、0.5 MeV で 3.0 %、2.0 MeV で 1.2 %⁸である。

また図 2.16 から分かるように、ゲルマニウム結晶の側面部分は BGO 結晶によって覆われているので、懸念されていたビームハロー (荷電粒子の突き抜けや π^0 崩壊による高エネルギー γ 線シャワー) を除去できるようになっている。

以上、Hyperball の性能をまとめると表 2.8 になる。

エネルギー分解能 (FWHM) [°]	3.5/3.0 keV (ビームオン/オフ) [†]
光電ピーク効率 [‡]	1.4/1.2 % (標的無し・中心線源/標的有り・一様線源) [‡]
ビームオン/オフ相対効率	~55 %

[°] $E_\gamma=1.33$ MeV での値 [‡] $E_\gamma=2.0$ MeV での値 [†] 典型的な値で代表している [‡] 共にビームオフ時

表 2.8: Hyperball の性能

今までみてきたように、NaI(Tl) シンチレーションカウンタによる過去のハイパー核 γ 分光実験 [10, 11, 12] と比較しても見劣りしない立体角を、ゲルマニウム検出器で実現することができた。

⁷ 検出器表面からの距離

⁸ 本実験で使用した ^7Li ターゲット ($56^{\text{W}} \times 40^{\text{H}} \times 250^{\text{T}}$) 中に、一様分布の γ 線を発生

Ge Detector System for Hypernuclei

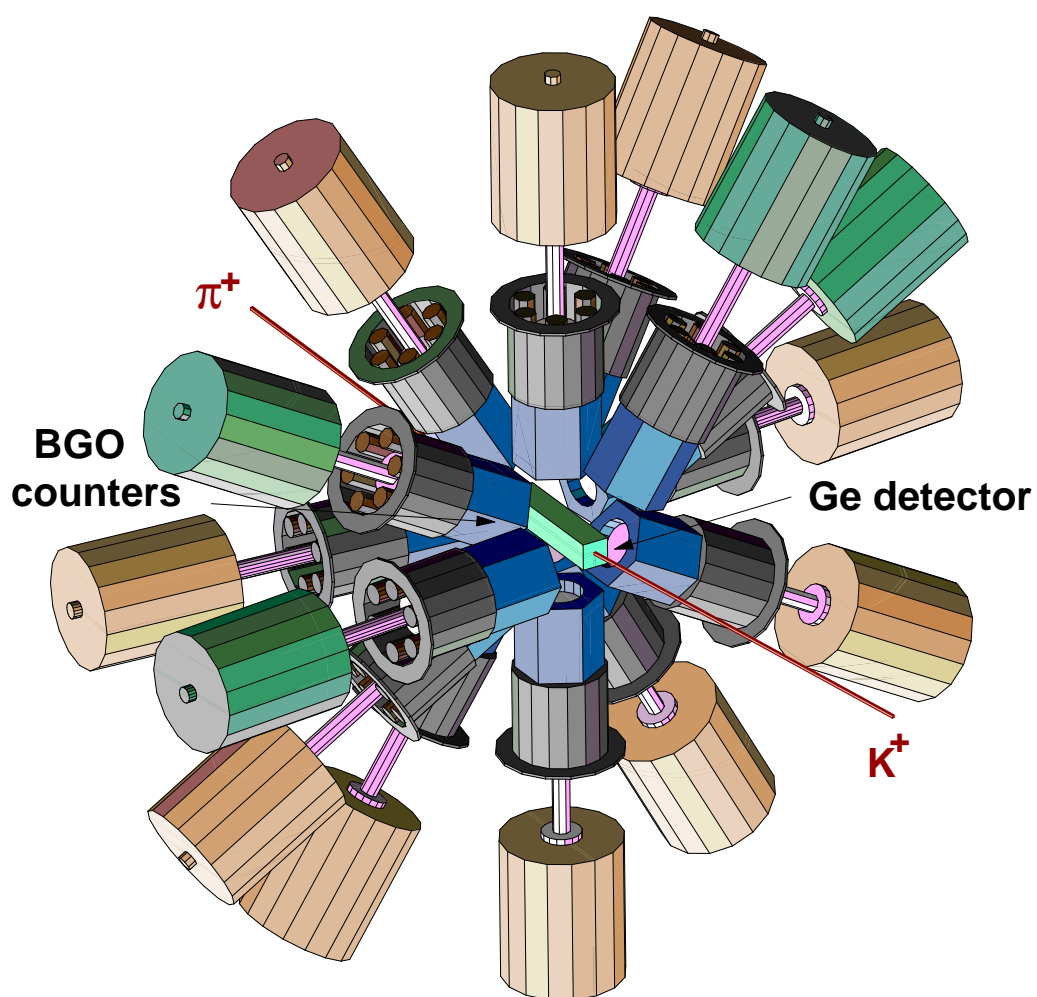


図 2.13: ハイパー核研究用大立体角ゲルマニウム検出器システム ; Hyperball

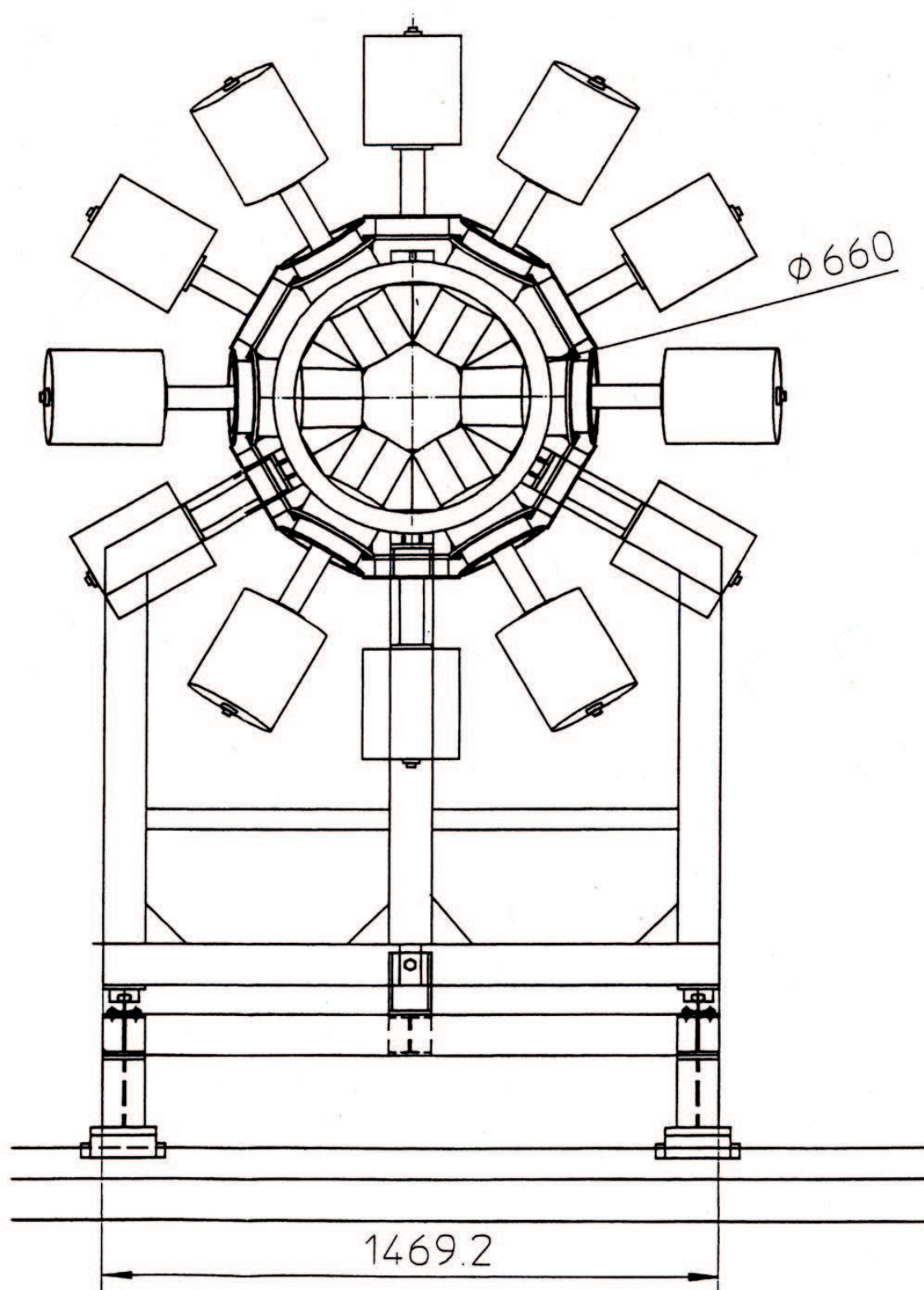


図 2.14: Hyperball & 架台 (ビーム上流側からの概観)

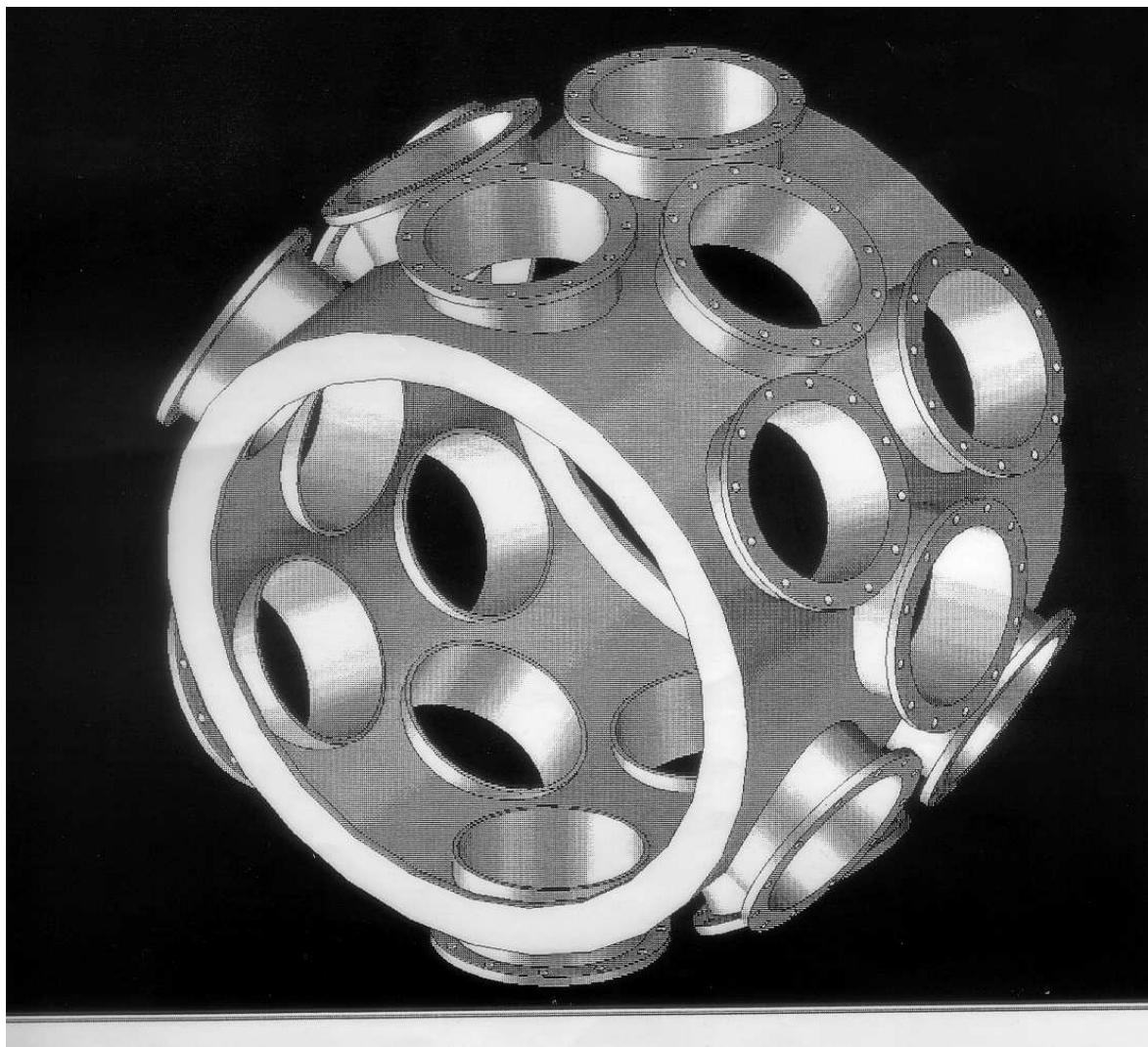


図 2.15: アルミ製円筒 ; ゲルマニウム検出器 & BGO シンチレーションカウンタの取り付け口を 18 つ用意している.

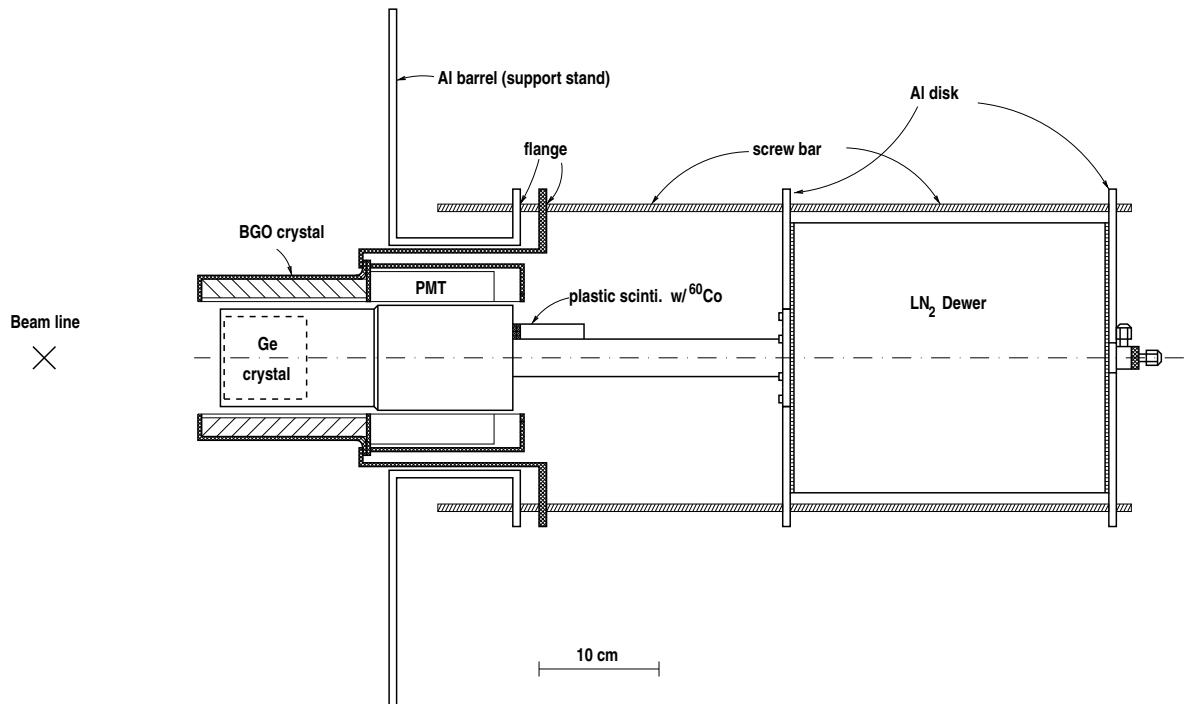


図 2.16: ゲルマニウム検出器及び BGO シンチレーションカウンタ、 ^{60}Co パルサーの取り付け配置図

2.4 データ収集系とモニターシステム

本節では、 (π^+, K^+) トリガーシステムについて第 2.4.1 節で述べた後、実験で用いた Hyperball のデータ収集システムを第 2.4.2 節で、ゲルマニウム検出器モニターシステムを第 2.4.3 節で、それぞれ述べる。

2.4.1 (π^+, K^+) トリガーシステム

(π^+, K^+) 反応の実験では、大強度の π^+ 中間子ビームを用いるために、大量のバックグラウンド粒子が存在する。それらの粒子は主に $(\pi^+, \pi^+ X)$ や $(\pi^+, p X)$ といった反応で生成され、またそれらの反応断面積は (π^+, K^+) 反応と比べると 3 桁程大きな値を持つ。よってこれらのバックグラウンドを除去しつつ、反応断面積の小さい (π^+, K^+) 事象を確実に選別できるトリガーシステムが必要になる。

2.4.2 Hyperball のデータ収集系

図 2.18 はゲルマニウム検出器周りの回路図の概要である。

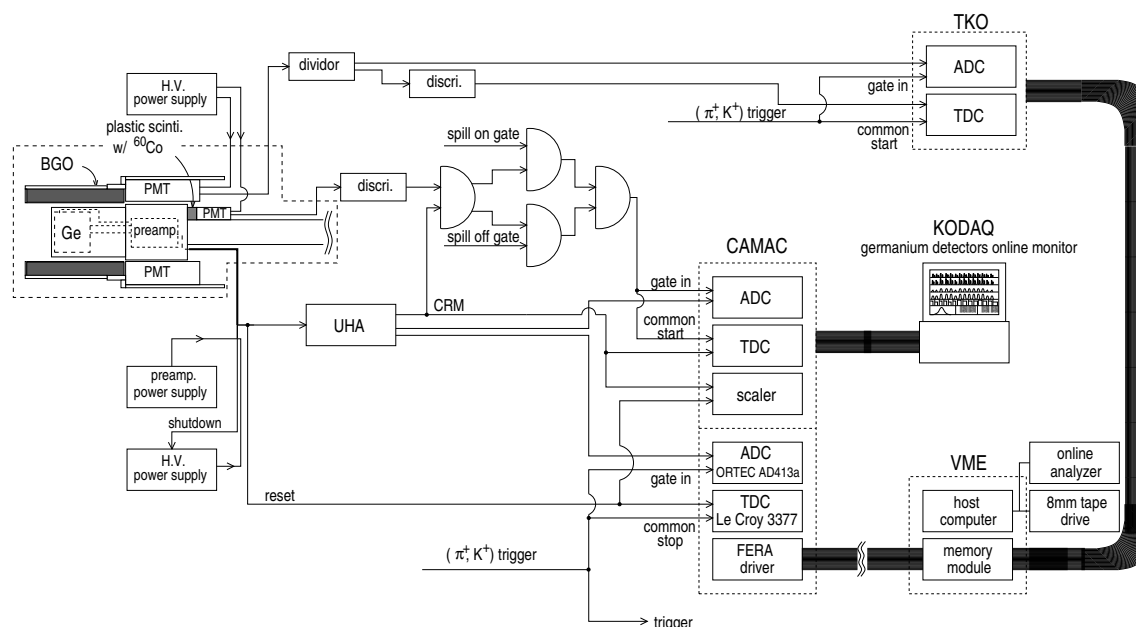


図 2.18: "Hyperball" 周りのダイアグラム

ゲルマニウム検出器側の DAQ システムには、FERA システムを使ったメイン DAQ と、KODAQ を用いて作られているモニターシステム用 DAQ で構成されている。モニターシステムについては次節で詳しく述べるとして、ここではメイン DAQ について述べておく。

ゲルマニウム検出器に内蔵されているプリアンプからの信号出力の 1 つはメインアンプとして用いた ORTEC 973U (Ultra High-rate Amp. 以下 UHA) に入力された後 ADC (ORTEC 413a) へと繋がっている。ゲルマニウム検出器の時間情報を得るために、UHA の内部で Timing Filter Amp. と discriminator にかけて作られている CRM 出力を、multi-hit TDC (Le Croy 3377) に入力した。またプリアンプから reset 時に出力される inhibit 信号も同じ multi-hit TDC に入力した。これらの時間情報は (π^+ , K^+) トリガーとの同時計数事象を選ぶ際に用いられるだけでなく、pile-up や reset による偽の信号の除去などにも使われる。これらの ADC, TDC は、トリガー SKS で得られた (π^+ , K^+) トリガーによって動作する。

ADC, TDC からのデータは、FERA バスを通して VME memory module (Le Croy 1190) へと蓄えられた後 UNDAQ システムによってコンピュータに読み込み、8 mm テープに記録され、オン/オフライン解析に使われる。

2.4.3 ゲルマニウム検出器モニターシステム

ゲルマニウム検出器モニターシステムは、実験期間中における検出器のビームオン/オフの相対検出効率とエネルギー分解能及びピークシフト等を、目に見える形で常時観測できるようにしたものである。

モニターシステムは、 ^{60}Co 線源を埋め込んだプラスチックシンチレーションカウンタ⁹から成る検出器部分と、KODAQを用いたDAQシステムから構成されている。検出器部分の概略図を図 2.19 に載せる。このプラスチックシンチレーションカウンタは、ゲルマニウム検出器の結晶部分の近傍に設置されており、カウンタとゲルマニウム検出器とで $\beta\gamma$ コインシデンスを採ってゲルマニウム検出器の γ 線スペクトルを採ることにより、 ^{60}Co の γ 線に対するゲルマニウム検出器のビームオン/オフ¹⁰の相対検出効率を測定するようになっている¹¹。

通常ビームオン/オフの相対効率を測る場合には、ターゲットの近くに強さが分かっている線源を置き、線源近くに置いたカウンタと検出器の $\beta\gamma$ コインシデンスをとって、その計数比から求めることが多いが、ビームオン時の多大なバックグラウンド中でその線源からの γ 線をゲルマニウム検出器に認識させるためには、かなり強い線源を用いなければならない。しかしながら我々の方法だと、シンチレータ側の β 線はかなりの効率で捕らえることができ、このカウンタを検出器の近くに設置することで γ 線を捕らえる立体角を大きくすることができるため、線源の強さをある程度弱めても結果的に全体の検出効率を向上させることが可能である。実際のカウンタと検出器の配置関係は図 2.16 (p. 37) のようになっている。

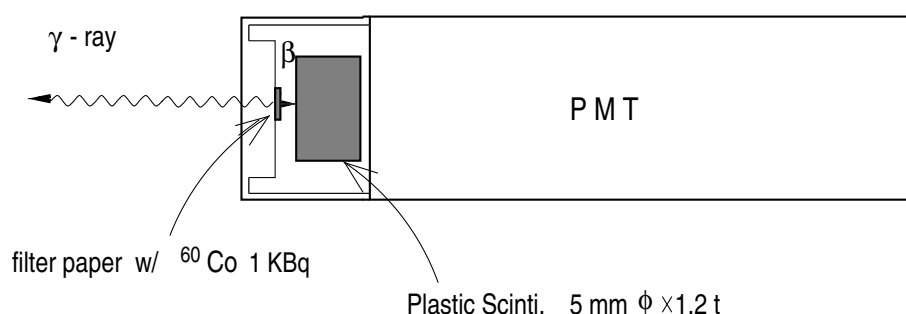


図 2.19: ^{60}Co を埋め込んだプラスチックシンチレーションカウンタの構成図

⁹本実験では 1 kbq の ^{60}Co $\beta\gamma$ 線源を使用

¹⁰加速器サイクルは 3 sec で、そのうちビームが照射されているのは約 0.7 sec である。我々はこのビーム照射時の 0.5 sec にビームオンのゲートを設け、ビーム照射終了後の 0.5 sec にビームオフのゲートを設けた。

¹¹本実験では 14 台のゲルマニウム検出器それぞれにカウンタを設置している

先に述べたように、ゲルマニウム検出器関係の DAQ システムは 2 系統あって、FERA システムを用いているメイン DAQ と、KODAQ システムを使ったこのモニターシステムの DAQ とがある (図 2.18 参照)。モニターシステムでは ^{60}Co の $\beta\gamma$ コインシデンスで得られた各ゲルマニウム検出器の γ 線スペクトル (ADC) と時間差スペクトル (TDC) のデータを、加速器サイクルのビームオン/オフそれぞれの時間毎に CAMAC で採る。さらに CAMAC スケーラーを使いプリアンプの reset rate の時間スペクトル及び reset/singles counts rate の数字の表示、そしてビームの瞬間強度スペクトル¹²も表示できるように工夫されている (図 2.20)。

ADC スペクトルからは、検出器のビームオン/オフでの分解能・ピークシフトを常時観測できるだけでなく、おおよそのビームオン/オフの相対検出効率も知ることができ、またピークの形状から放射線損傷がどれほど進んでいるのかも確認することもできる。同時に、ビームオフ時の reset rate を観測することで、検出器のデュワー内の液体窒素が無くなりかけているかどうかを知ることができる¹³。これらのデータは数時間毎に保存され、オフライン解析によって各検出器の相対検出効率や分解能、ピークシフトを求めることができる。

このモニターシステムは実験中常時動作していて、測定が難しいビームオン/オフの相対検出効率の情報を、数時間おきに約 10% の精度で提供してくれただけでなく、放射線損傷を回復するためのアニールの時期も知らせてくれた。

¹²本実験ではビームオン中 50 μsec のカウント数をスペクトルとして表示させていた。

¹³結晶が液体窒素温度より高くなると、リークカレントが増加する。これにより reset rate も徐々に増加していくのが、スペクトルで見えてとれる。

第3章 データ解析

3.1 解析方法と構成

本節では、KEK-PS E419 に於ける解析の方法について詳しく述べることにする。

本実験の原理は (π^+, K^+) 反応によって生成された ${}^7_\Lambda\text{Li}$ からの γ 線をゲルマニウム検出器で同時測定することである。そのためには ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の生成過程である (π^+, K^+) 事象を正確に抽出し、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルを得なければならない。これはビーム・散乱粒子スペクトロメータ側の解析によって行なう。第 2.4 節で述べたトリガーシステムによって (π^+, K^+) 事象の候補が得られたわけだが、このうち真の (π^+, K^+) 事象はほんのわずかで、その殆んどがバックグラウンド事象によるものである。これらの事象を正確に選別するためには、きちんとした散乱粒子の識別が必要になってくる。そのための解析フローチャートを図 3.1 に載せる。解析することで実験的に得られる情報は π^+ 中間子ビームの運動量 p_{π^+} 、散乱 K^+ 中間子の運動量 p_{K^+} 、そしてその散乱角 θ である。これらを用いてハイパー核の質量 M_{hyp} を組み上げると、

$$M_{hyp} = \sqrt{(E_{\pi^+} + M_A - E_{K^+})^2 - (p_{\pi^+}^2 + p_{K^+}^2 - 2p_{\pi^+}p_{K^+}\cos\theta)} \quad (3.1)$$

と表せる。ここで M_A はターゲット核の質量、 E_{π^+} 、 E_{K^+} はそれぞれ π^+ 、 K^+ 中間子のエネルギーである。この M_{hyp} から Λ 粒子の束縛エネルギー B_Λ を求めることができる。即ち、

$$B_\Lambda = (M_{core} + M_\Lambda) - M_{hyp} \quad (3.2)$$

と表せる。ここで M_Λ 、 M_{core} は、 Λ ハイパー核を Λ 粒子とコアとなる原子核とに分けた場合のそれぞれの質量である。以上の段階を経て ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルを得ることができる。

またゲルマニウム検出器側では、エネルギー校正や TDC 情報を用いた同時計数事象の選別を行ない、その後ビームスペクトロメータと SKS で求めたハイパー核の励起スペクトルからその束縛状態を選び出し、これと同時に起こった検出器の真の事象 (reset, pile-up 以外の事象) を選別する。また同時に BGO シンチレーションカウンタを用いてゲルマニウム検出器のコンプトン散乱等の事象も取り除いておく。

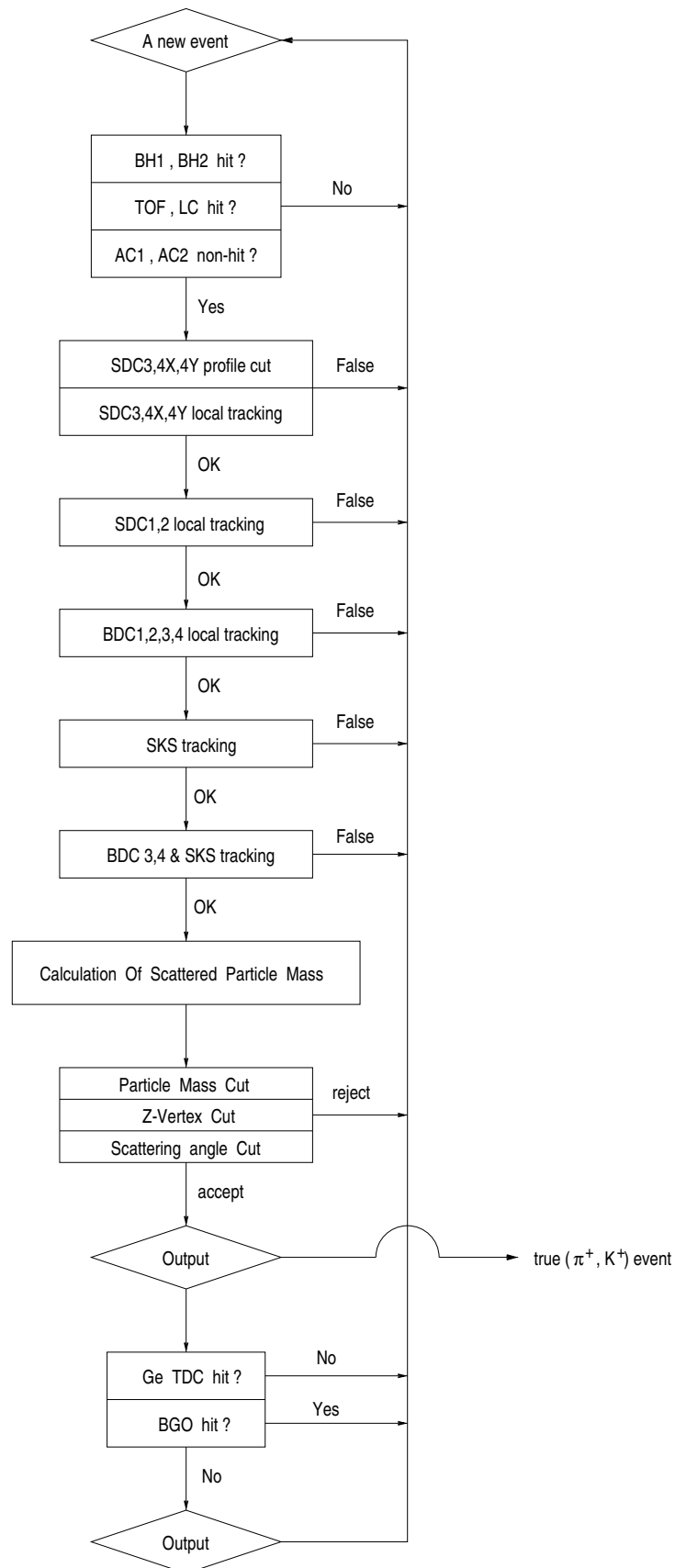


図 3.1: 解析プログラムのフローチャート

3.2 ビームスペクトロメータの解析

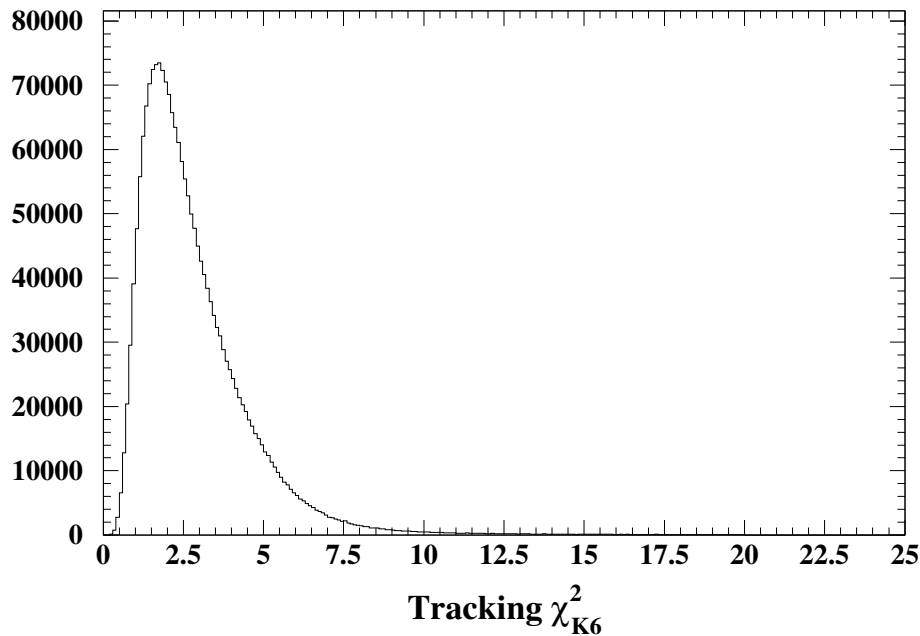


図 3.2: $1.06 \text{ GeV}/c$ の π^+ 中間子ビームの χ^2 分布

本節ではビームスペクトロメータの解析、即ちビーム粒子の運動量の算出について述べる。

ビーム粒子の運動量はビームラインドリフトチェンバー (BDC1,2,3,4) 及び QQDQQ マグネットを用いて求められる。その解析手順は次の通りである。まず QQDQQ マグネットの入口及び出口に設置されている BDC1,2 と BDC3,4 それぞれにおいて、ヒットしたワイヤの TDC 情報を、実験的に決めたパラメータ (ドリフト速度と時間原点) を基にヒット座標に変換し、これから最小二乗法を用いて入口側・出口側それぞれ部分的に直線トラックを決定する。この時ドリフト方向の左右の任意性を無くすために各プレーン毎にペアプレーンのヒット条件を加えている。また、多重ヒットの事象に対しては全ての組み合わせが試される。その時、軌跡が検出器の有効領域 (BH1, BH2) やマグネットのギャップ内 (Q7, Q10) を通るという条件が課せられる。

次に、先ほど求めた部分直線トラックの組み合わせの全てに対して3次のビーム輸送行列 [26] を用いて最適な軌跡を計算し、以下に定義される χ^2 の値が最小になる組み合わせのものがビームトラックとして採用される。その際、5つのトラックパラメータ (粒子の運動量、反応点座標及び角度) が決定される。 χ^2 の定義は次の通りである。

$$\chi_{K6}^2 \equiv \frac{1}{n-5} \left[\sum_{i=1}^{12} H_i \left(\frac{\vec{P}_i - f_i(\vec{X}_{in})}{w_i} \right)^2 + \sum_{i=13}^{24} H_i \left(\frac{\vec{P}_i - g_i(\vec{X}_{out})}{w_i} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

$$n = \sum_{i=1}^{24} H_i$$

$$H_i = \begin{cases} 1 & \text{if } i\text{th plane has a hit.} \\ 0 & \text{if } i\text{th plane has no hit.} \end{cases}$$

$$\vec{X}_{out} = M(\vec{X}_{in}, p)$$

ここで \vec{P}_i , w_i は、それぞれ i 番目のセンスワイヤプレーンの通過位置及びその位置分解能を表している。 i は BDC1,2,3,4 の各プレーンの番号である。 $f_i(x_i)$, $g_i(x_i)$ は3次の輸送行列で推定された粒子の通過位置を表しており、 \vec{X}_{in} は QQDQQ マグネット入口側の部分トラックを、 p は π^+ 中間子ビームの運動量を、 M は3次の輸送行列を表しており、 \vec{X}_{in} と p が決定されるパラメータである。なお \vec{X}_{out} は輸送行列から導かれた QQDQQ マグネット出口側の部分トラックを表している。

3.3 散乱粒子スペクトロメータ (SKS) の解析

本節では、散乱粒子スペクトロメータ (SKS) の解析について述べる。まず第 3.3.1 節でドリフトチェンバーを用いた散乱粒子の運動量算出の手順を述べる。その後第 3.3.2 節で散乱粒子の識別の仕方を、第 3.3.3 節で散乱角・ターゲットカットといったバックグラウンド事象の除去について、それぞれ述べる。第 3.3.4 節では諸系統誤差からくる運動量のずれを補正するための方法について、第 3.3.5 節では諸分解能を調べるための π^+ 中間子ビームの解析について、それぞれ述べる。そして最後に本実験で用いた SKS のエネルギー精度及びその分解能について述べる。

3.3.1 散乱粒子の運動量

ここでは SKS のトラッキング用ドリフトチェンバー (SDC1,2,3,4X,4Y) を用いた散乱粒子の運動量算出方法について述べる。

まず最初に、SKS 双極マグネットの入口側と出口側にそれぞれ設置されている SDC1,2 と SDC3,4X,4Y でのヒット座標の情報から、最小二乗法を用いてそれぞれ部分的に直線トラックを決定する。多重ヒット事象が存在した場合は、全ての可能な組合せが試される。またこの時、SDC3,4X,4Y で引かれた直線トラックと TOF, LC のヒットセンシングメントの一致具合も確かめられる。次に、この段階で得られた各ドリフトチェンバーの位置座標と測定されている磁場分布を基に、ルンゲクッタ法で粒子の運動方程式を解くことにより全体の軌道を計算し、最適な部分直線トラックが選び出され、最終的な粒子の軌道が決定される。この時以下に示す χ^2 の値が最小になるよう、散乱粒子の運動量を含む 5 つのトラックパラメータが決定される。 χ^2 の定義は次の通りである。

$$\chi_{\text{SKS}}^2 \equiv \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^n \left(\frac{x_i^{\text{track}} - x_i^{\text{data}}}{w_i} \right)^2 \quad (3.4)$$

ここで n はヒットを有するセンスワイヤ面の数を示し、 x_i^{data} , x_i^{track} はそれぞれ i 番目のセンスワイヤ面での観測された粒子の位置座標と、再現された軌道から求まる粒子の通過位置を示す。また w_i は各センスワイヤ面での位置分解能を示す。最終的な χ^2 の収束条件は $d\chi^2 = (\chi_{j+1}^2 - \chi_j^2) / \chi_j^2 < 10^{-3}$ である。ここで χ_j^2 は j は j 番目の反復のときの χ^2 の値である。図 3.3 に本実験の χ_{SKS}^2 分布を載せる。SKS の解析ではビームスペクトロメータの時と比べて各チェンバーへの粒子の入射角度が大きいことと、SKS 双極マグネットの洩れ磁場の影響等を考慮し、 χ_{SKS}^2 の値を比較的大きめにとって $\chi_{\text{SKS}}^2 \leq 30$ の事象を選択した。

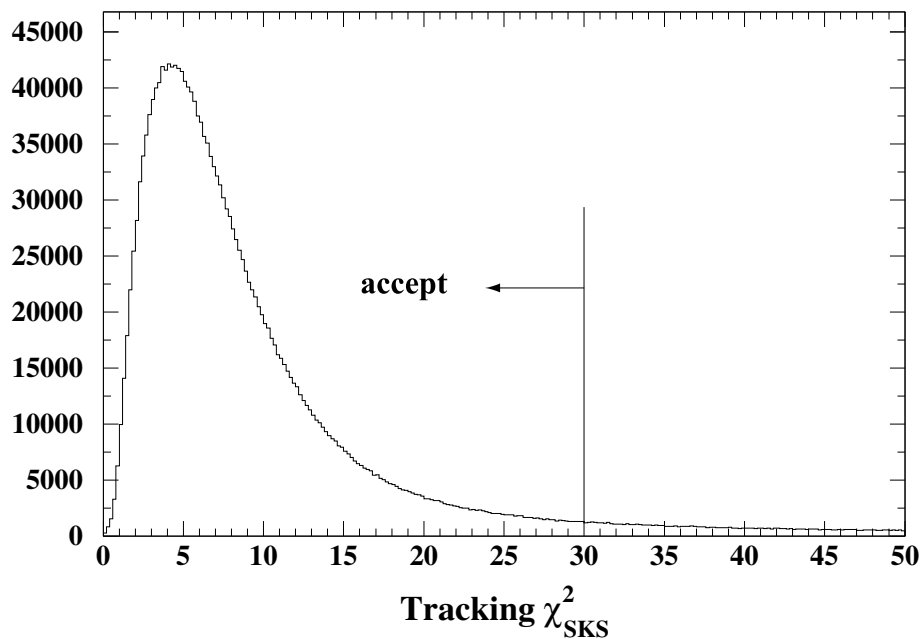


図 3.3: 本実験 ${}^7\text{Li}(\pi^+, \text{K}^+) {}^7_\Lambda\text{Li}$ の χ^2_{SKS} 分布

3.3.2 粒子識別

ここでは散乱粒子の識別方法について述べる。

散乱粒子の質量 ($M_{\text{scattered}}$) は次のように算出される。

$$M_{\text{scattered}} = \frac{p}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (3.5)$$

ここで p は前節で求めた散乱粒子の運動量を表し、 β は BH2-TOF 間の time of flight 法を用いて求めた散乱粒子の速度を表す。この式と測定結果から導かれた散乱粒子の質量分布を図 3.4 に載せる。これを見ると 3 種類の粒子 (π^+ , K^+ , p) がきれいに分かれているのがわかる。またエアロジェルチェレンコフカウンタ (AC1,2) によって、 π^+ 中間子の事象が大幅に低減されているのがわかる。ここでは K^+ 中間子事象として $M_{\text{scattered}}$ の範囲を $360 \leq M_{\text{scattered}} \leq 640 \text{ MeV}/c^2$ と採った。

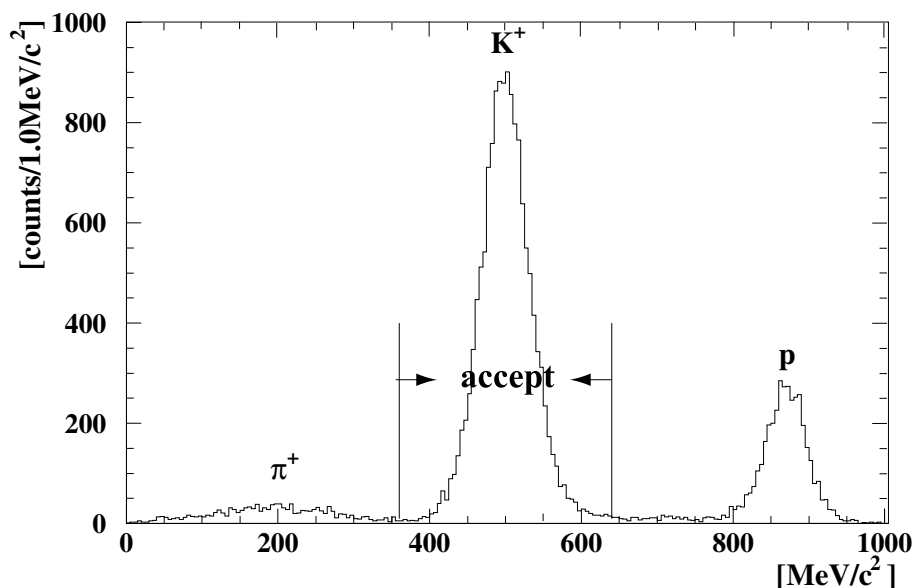


図 3.4: 本実験 ${}^7\text{Li}(\pi^+, K^+) {}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の散乱粒子の質量分布

3.3.3 散乱角

ここではバックグラウンド事象を排除する目的で行なう散乱角及びターゲット周りの反応点カットについて述べる。

散乱粒子の散乱角及び反応点 (reaction vertex) はビームスペクトロメータの下流側のドリフトチェンバー (BDC3,4) で決定された部分直線トラックと SKS 側で再現された散乱粒子のトラックから決定される。図 3.5 に散乱角分布を載せる。散乱角 θ が 0° 付近では vertex の精度が極度に悪化しているため、標的以外でのバックグラウンド反応事象が混ざっている。そのためここでは $\theta \geq 2^\circ$ の事象選別を行なっている。この効果は校正用ターゲットとして用いた ${}^{12}\text{C}$ のデータを基にした ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギー B_{Λ} と散乱角 (水平成分) の 2 次元プロット図 3.6 を見てもらうと明確に分かる。過去の実験データによると、 ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の基底状態の束縛エネルギー B_{Λ} が約 11 MeV であるため、 B_{Λ} が 11 MeV 以上の領域には Λ ハイパー核の生成事象は存在しない。この θ の事象選別をすることで、 B_{Λ} の大きなところに存在するバックグラウンド事象を低減することができる。

次に反応点の z 成分を図 3.7 に載せる。ターゲットとその直前に設置している BH2 カウンタの像がはっきりと分かる。これにより BH2 カウンタで起きた反応なのかターゲットで起きた反応なのかを識別することができる。本解析では図 3.7 に示したようなターゲットカットを行なった。

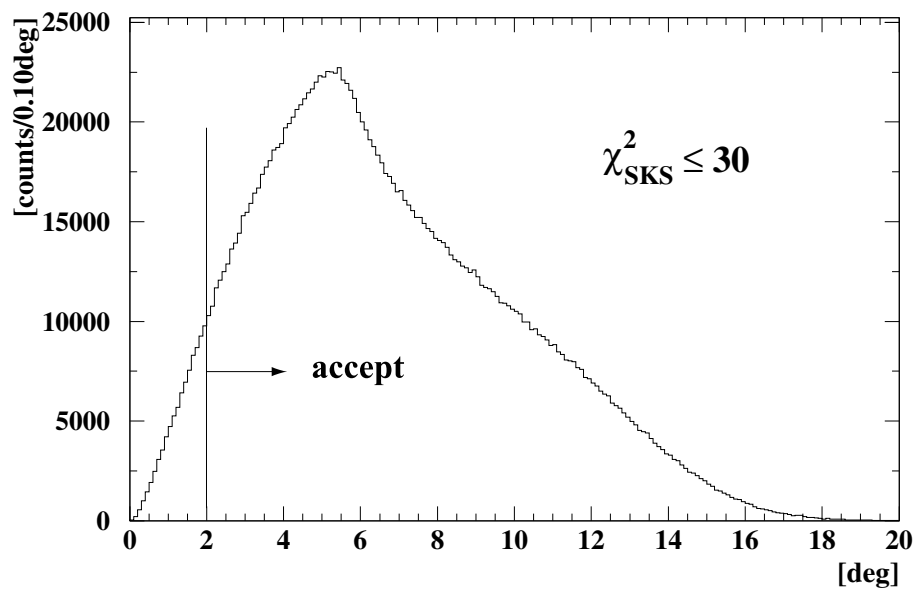


図 3.5: 本実験 ${}^7\text{Li}(\pi^+, \text{K}^+) {}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の散乱角分布

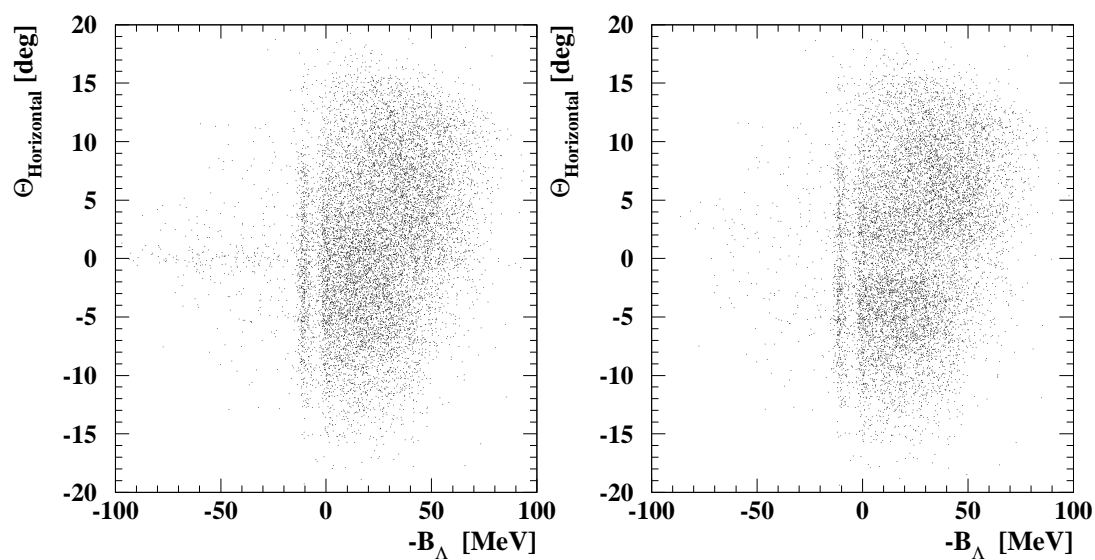
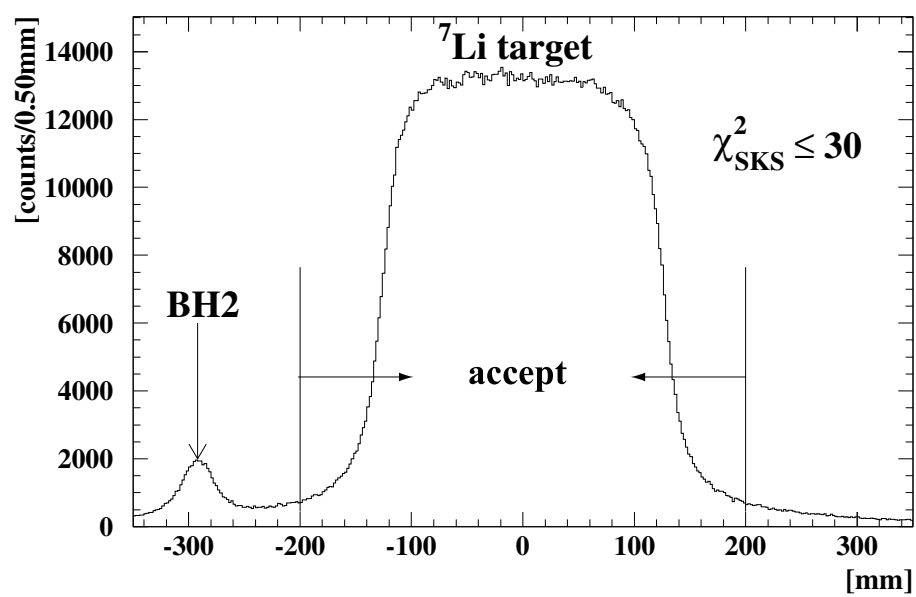


図 3.6: ${}^{12}\text{C}$ の束縛エネルギーと散乱角 (水平成分) の 2 次元プロット (左図; 散乱角カット無し, 右図; 散乱角カット有り)

図 3.7: 反応点 (reaction vertex) の z 成分 (ビーム方向)

3.3.4 運動量スケールの補正

散乱粒子の運動量は、粒子軌道のトラッキングをすることで求まることを第 3.3.1 節で述べた。このため、求めた運動量は磁場分布及びドリフトチェンバーの幾何学的位置からくる系統誤差を含むことになる。ここではその運動量に補正を加えることで、これらの誤差を最小限に抑えることにする。

まず最初に、運動量スケールの原点を決める必要がある。ハイパー核の質量シフト δM_{hyp} は、式 (3.1)(p. 43) より以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
 \delta M_{hyp} &= \left(\frac{\partial M_{hyp}}{\partial p_{\pi^+}} \right) \cdot \delta p_{\pi^+} + \left(\frac{\partial M_{hyp}}{\partial p_{K^+}} \right) \cdot \delta p_{K^+} + \left(\frac{\partial M_{hyp}}{\partial \theta} \right) \cdot \delta \theta \\
 &\sim \beta_{\pi^+} \cdot \delta p_{\pi^+} - \beta_{K^+} \cdot \delta p_{K^+} - \frac{p_{\pi^+} \cdot p_{K^+}}{M_{hyp}} \cdot \sin \theta \cdot \delta \theta \\
 &\sim \beta_{\pi^+} \cdot \delta p_{\pi^+} - \beta_{K^+} \cdot \delta p_{K^+}
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

式 (3.6) はビームスペクトロメータ側の運動量スケールのシフトが、近似的に散乱粒子スペクトロメータ (SKS) 側の運動量スケールのシフトと同等であることを示している。このことから、解析ではビームスペクトロメータ側の運動量スケールを固定し、SKS 側の運動量スケールを補正することにより運動量スケールの原点を合わせることにする。本実験で使用した K6 ビームラインで行なわれる (π^+, K^+) 反応実験では、ビームスペクトロメータ側の π^+ 中間子ビームがの中心運動量を 1.06 GeV/c に、SKS 側は 0.72 GeV/c になるよう設定されている。このような条件下で校正を行なうためには、やはり (π^+, K^+) 反応を用いたものなくてはならない。本実験では過去に実績のある $^{12}\text{C}(\pi^+, K^+)^{12}_{\Lambda}\text{C}$ 反応を用いることで校正を行なった。過去の実験から $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーは 10.8 MeV であることが分かっているので、本解析ではその値を充たすように SKS 側の運動量スケールを合わせることでその原点を決めることにした。

図 3.8 , 3.9 を見ると分かるように、測定結果から求まる $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーは散乱粒子の x 方向, y 方向の角度に相当する $(\frac{dx}{dz})$, $(\frac{dy}{dz})$ との間に相関を持っている。ここで (x, y, z) は、それぞれターゲット中心を原点とする座標系からみた粒子の軌道の水平成分、鉛直成分 (いずれもビーム方向と鉛直な平面上)、ビーム方向の成分を示す。そこで SKS 側の運動量 p_{SKS} に $(\frac{dx}{dz})$, $(\frac{dy}{dz})$ の 2 次の項までの補正を加えることにした。即ち、

$$p_{\text{SKS}} \Rightarrow p_{\text{SKS}} + C_0 + C_1 \cdot \left(\frac{dx}{dz}\right) + C_2 \cdot \left(\frac{dy}{dz}\right) + C_3 \cdot \left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + C_4 \cdot \left(\frac{dy}{dz}\right)^2 \quad (3.7)$$

ここで $C_0 \sim C_4$ は実験で求めるパラメータである。これにより運動量スケールの原点を決定するとともに、エネルギー分解能も改善させることができる。

図 3.10 , 3.11 は、この補正前後の $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の励起スペクトルである。補正によって、 Λ 粒子が s, p 軌道に束縛された 2 つのピーク ($B_{\Lambda} = 11 \text{ MeV}$ 及び 0 MeV) がより細い幅ではっきり現われるのが分かる。

なお SKS 側で受け入れられる運動量領域において、運動量スケールが一様であるかも確かめる必要があるが、これに関しては過去にほぼ同じセットアップで行なわれた実験の結果を用いると、ビームの運動量が $0.65 \sim 0.82 \text{ GeV}/c$ の領域で $\pm 0.06 \text{ MeV}/c$ 以下の一様性を保つことがわかる [26]。

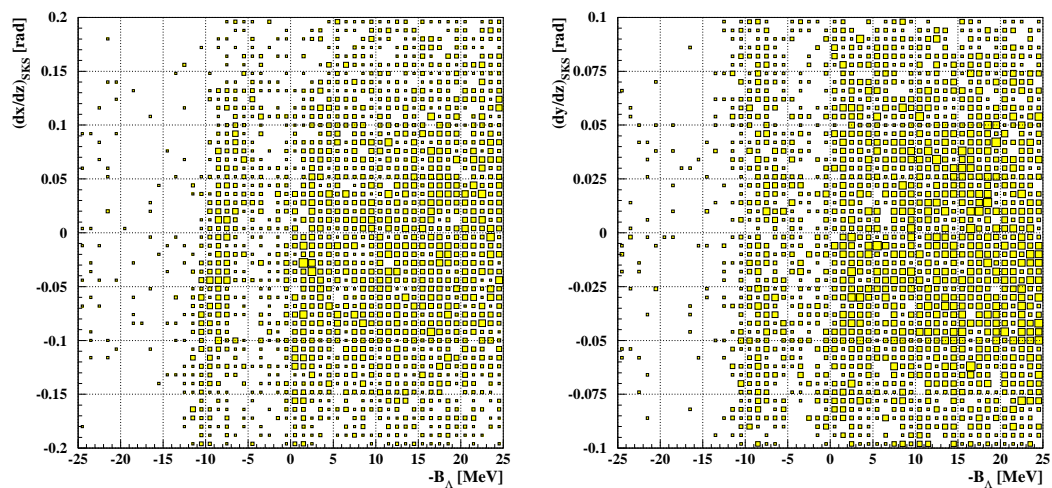


図 3.8: $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーと散乱粒子の角度 $(\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz})$ の 2 次元プロット (補正前)

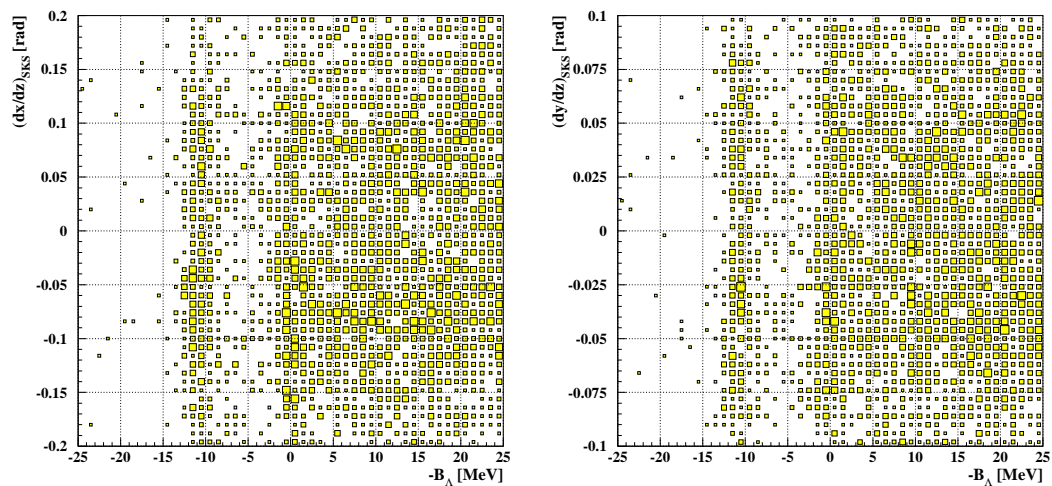
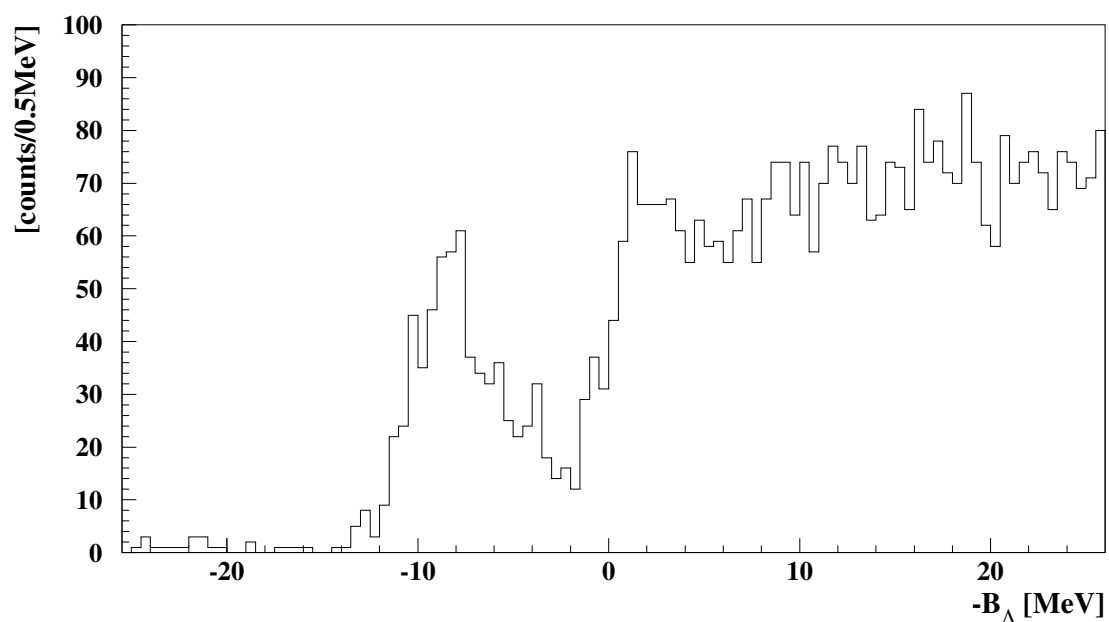
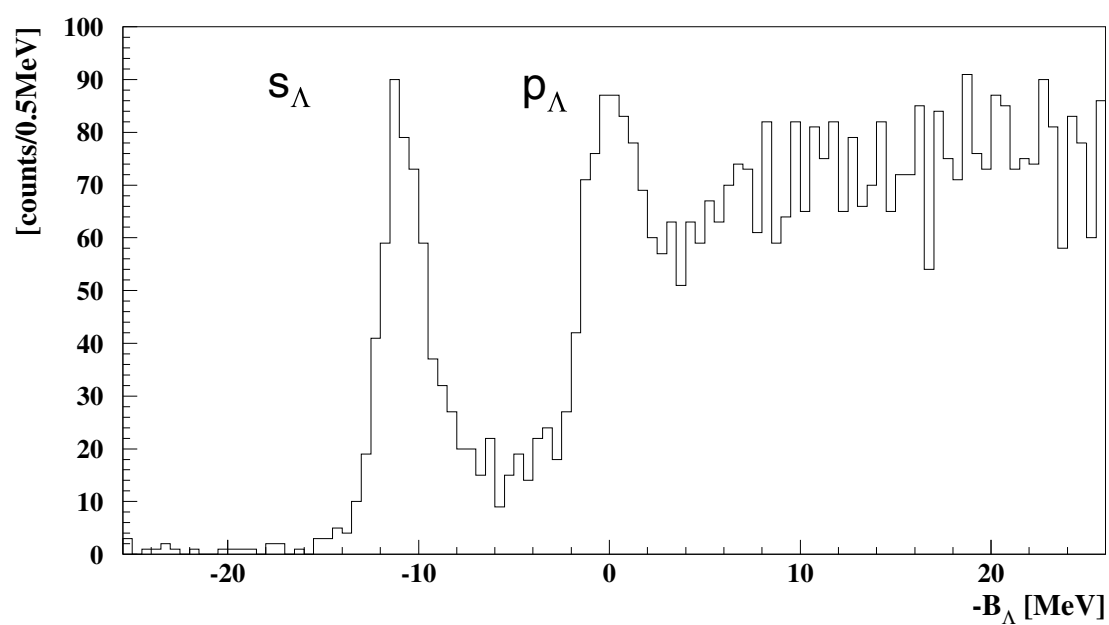


図 3.9: $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーと散乱粒子の角度 $(\frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz})$ の 2 次元プロット (補正後)

図 3.10: (π^+, K^+) 反応による $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーのスペクトル (補正前)図 3.11: (π^+, K^+) 反応による $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の束縛エネルギーのスペクトル (補正後)

3.3.5 π^+ 中間子ビームの解析

ここでは、ビームスペクトロメータ及び散乱粒子スペクトロメータ (SKS) の運動量分解能とターゲット位置近傍における反応点・散乱角の分解能を調べるために行なった π^+ 中間子ビームスルーデータの解析について述べる。

まず π^+ 中間子ビームの運動量を通常運転時の SKS の中心軌道運動量 (0.72 GeV/c) に合わせ、標的が無い状態で π^+ 中間子ビームを両方のスペクトロメータに通す。そしてそれぞれのスペクトロメータから求まる運動量 (ビーム上流側からそれぞれ p_{K6} , p_{SKS}) の差の分布 $dp = p_{K6} - p_{SKS}$ から、運動量分解能を知ることができる。図 3.12 に dp 分布を載せる。運動量分解能は約 0.3 % (~ 2.0 MeV/c ; FWHM) であった。

また同様に、ターゲット近傍の反応点・散乱角の分解能についても 2つのスペクトロメータから求めることができる。ターゲット近傍におけるこれらの分解能は、4次元ベクトル \vec{X}_{BDC34} , \vec{X}_{SKS} の差分布 $d\vec{X} = \vec{X}_{BDC34} - \vec{X}_{SKS}$ から求められる。ここでは $\vec{X} = (x, y, \frac{dx}{dz}, \frac{dy}{dz})$ である。図 3.13, 3.14 に $d\vec{X}$ 分布を載せる。ドリフトチェンバーのワイヤ配列の関係上、水平成分と比べると鉛直成分の方の分解能が悪くなっているのが分かる。

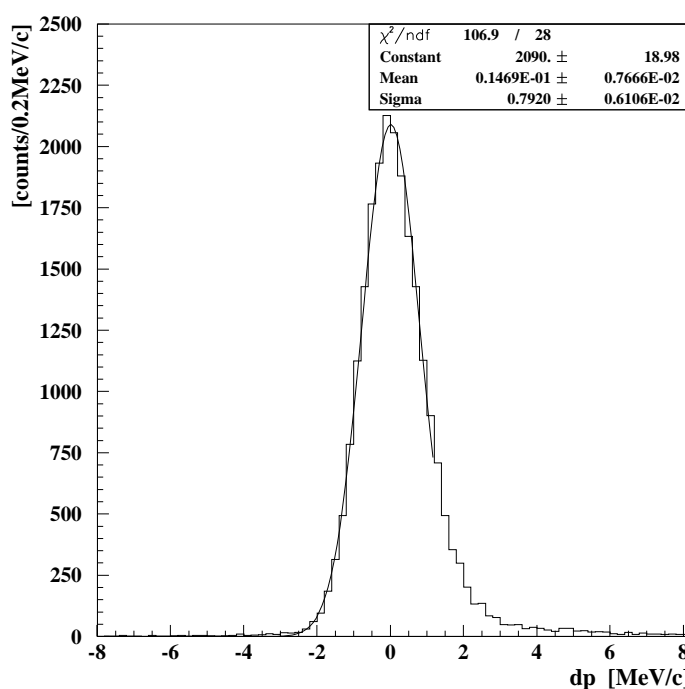


図 3.12: ビームスルー時の dp 分布 (w/o ターゲット)

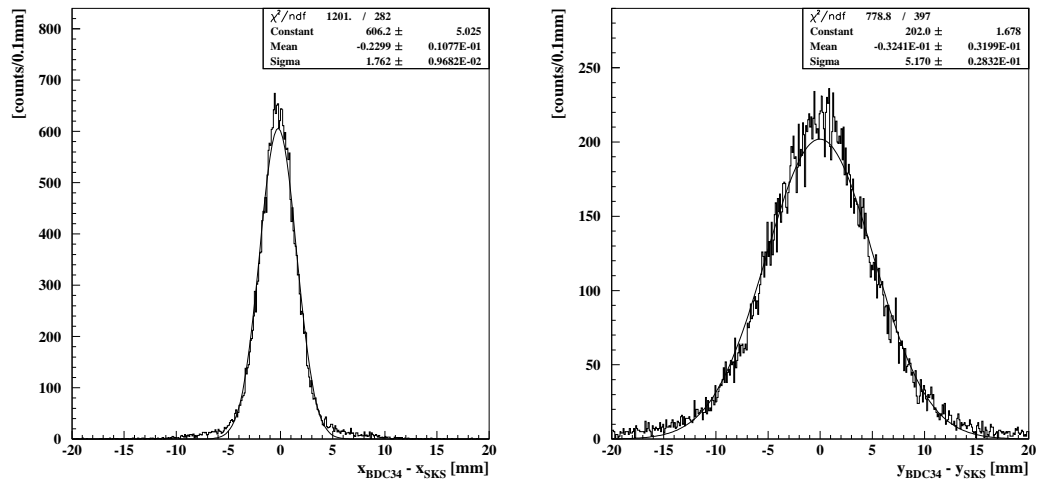


図 3.13: $d\vec{X}$ 分布 (左図; 反応点位置水平成分 (x), 右図; 反応点位置垂直成分 (y))

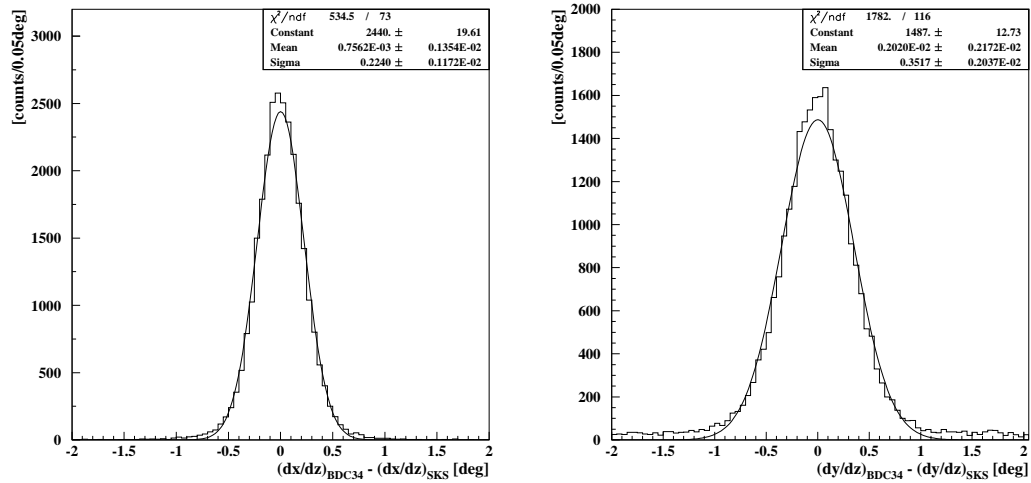


図 3.14: $d\vec{X}$ 分布 (左図; 角度水平成分 ($\frac{dx}{dz}$), 右図; 角度垂直成分 ($\frac{dy}{dz}$))

荷電粒子は物質内を通過する際、主に電磁相互作用による物質内の電子との散乱や原子核との弾性衝突などによってエネルギーの損失を被る。 (π^+, K^+) 反応前後の粒子の運動量を正確に知るためには、標的中でのエネルギー損失による補正を行なう必要がある。そこでビームスルー運転時にターゲットを設置することで粒子のターゲット内でのエネルギー損失を測定した。図 3.15 に dp 分布を載せる。ここでは (i) ターゲット無し、(ii) ^{12}C ターゲット (5.2 g/cm^2)、そして実際の実験で用いた (iii) ^7Li ターゲット (13.5 g/cm^2) の 3 つの場合に分けて実験を行なった。エネルギー損失は dp 分布の中心値からそれぞれ求めることができる。ここでは Moyal 曲線 [74] を用いてエネルギー損失及び energy-loss straggling(FWHM) を求めた。その結果を計算値と共に表 3.1 , 3.2 に示す。エネルギー損失の計算値は、Beth-Bloch の式から求まる mean energy loss と Landau 理論から求まる most probable energy loss、そしてこれらの平均値を導出した。表 3.1 を見ると、mean energy loss と most probable energy loss の平均値が測定結果にほぼ一致しているのが分かる。これから、実際の実験条件 ($p_{\pi^+} \sim 1.06 \text{ GeV}/c$, $p_{K^+} \sim 0.72 \text{ GeV}/c$) における π^+ と K^+ それぞれのエネルギー損失の計算値について、この 2 つの量の平均値を求めて運動量の補正に加えた。

ターゲット	エネルギー損失 [MeV]			
	測定値	平均値 (計算)	mean energy loss	most probable energy loss
^{12}C (5.2 g/cm^2)	$8.44 \pm 0.06^\dagger$	8.29	8.89	7.68
^7Li (13.5 g/cm^2)	$20.07 \pm 0.14^\dagger$	20.83	21.83	19.83

[†] 統計誤差と fit の誤差を含む。

表 3.1: エネルギー損失の測定値及び計算値

ターゲット	energy-loss straggling [MeV]	
	測定値	計算値 [†]
^{12}C (5.2 g/cm^2)	2.08 ± 0.10	1.60
^7Li (13.5 g/cm^2)	3.23 ± 0.04	3.63

[†] Landau 分布より算出。

表 3.2: energy-loss straggling の測定値及び計算値

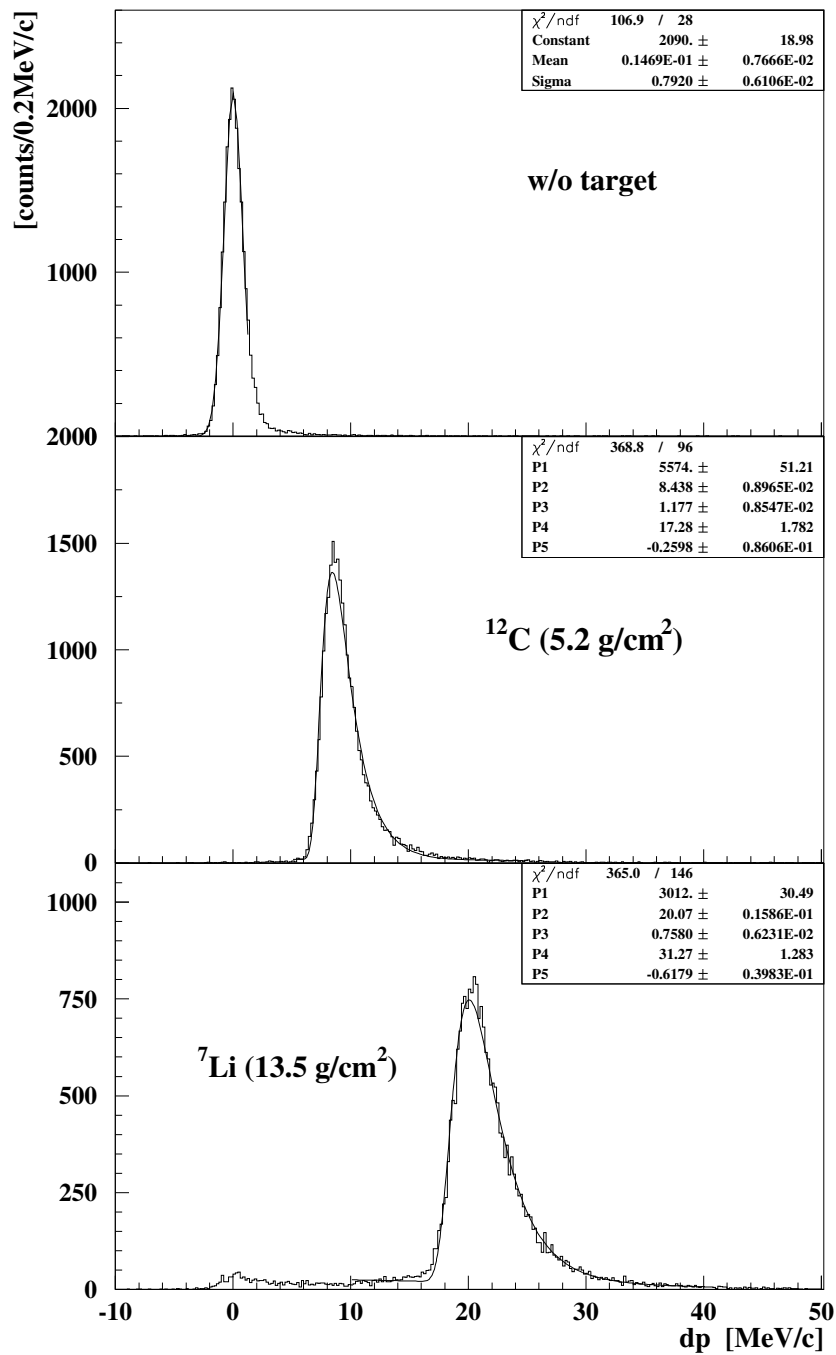


図 3.15: ビームスルー時の dp 分布 (上図; w/o ターゲット, 中図; ^{12}C ターゲット (5.2 g/cm 2), 下図; ^7Li ターゲット (13.5 g/cm 2))

3.3.6 エネルギー精度及び分解能

ターゲット	energy-loss straggling		エネルギー損失		R_{target} (FWHM)
	E.strag(π^+)	E.strag(K^+)	E.loss(π^+)	E.loss(K^+)	
$^{12}\text{C}(5.2 \text{ g/cm}^2)$	1.57 MeV	2.26 MeV	8.38 MeV	10.55 MeV	2.04 MeV
$^7\text{Li}(13.5 \text{ g/cm}^2)$	3.56 MeV	5.14 MeV	21.01 MeV	26.45 MeV	4.69 MeV

° $\pi^+(1.06\text{GeV}/c)$, $K^+(0.72\text{GeV}/c)$ における値で、エネルギー損失は mean energy loss と most probable energy loss の平均.

表 3.3: energy-loss straggling(FWHM) とエネルギー損失の計算値

スペクトル	エネルギースケールの特性	
	エネルギー精度	分解能 (FWHM)
$^{12}_{\Lambda}\text{C}$	$\pm 0.3 \text{ MeV}$	$2.9 \pm 1.2 \text{ MeV}$
$^7_{\Lambda}\text{Li}$	$\pm 0.8 \text{ MeV}$	$5.1 \pm 0.8 \text{ MeV}$

° ターゲットの特性は先程のものと同一。

表 3.4: 各スペクトルに対するエネルギースケールの精度と予想される分解能

ここでは、第 3.3.4 , 3.3.5 節で求められた結果を基に、スペクトロメータのエネルギー精度とその分解能を評価してみる。

ビームスペクトロメータの運動量スケールの一様性は $\pm 0.08\text{MeV}/c$ 程度、SKS の運動量スケールの一様性は $\pm 0.06\text{MeV}/c$ 程度であることが分かっている [26]。また運動量スケールを合わせるために用いた $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の基底状態のピークのエネルギー精度は約 $\pm 0.2\text{MeV}$ 程度である。他の誤差要因として、実際の実験条件におけるエネルギー損失等を表 3.3 にまとめた。第 3.3.5 節では、エネルギー損失の測定値と計算値に約 4 % 程度の誤差 δ (^{12}C で約 0.2MeV , ^7Li で約 0.8MeV) が生じていたので、これを含めたスペクトロメータのエネルギー精度 $E_{precision}$ を求めてみると、

$$\begin{aligned}
 E_{precision} &= \pm 0.08 \cdot \beta_{\pi^+} \pm 0.06 \cdot \beta_{K^+} \pm 0.2 \pm \delta \\
 &= \begin{cases} \pm 0.3 \text{ MeV} & (^{12}\text{C} \text{ ターゲットの場合}) \\ \pm 0.8 \text{ MeV} & (^7\text{Li} \text{ ターゲットの場合}) \end{cases}
 \end{aligned}$$

となった。

次にスペクトロメータの分解能であるが、まず表 3.3 に出てくる R_{target} は次式のように表される [6]。

$$R_{target}^2 \sim \frac{1}{2} \left[\left(\text{E.strag}(\pi^+) \right)^2 + \left(\text{E.strag}(\text{K}^+) \right)^2 \right] + \frac{1}{12} \left[\text{E.loss}(\pi^+) - \text{E.loss}(\text{K}^+) \right]^2 \quad (3.8)$$

R_{target} はターゲット内でのエネルギー損失のゆらぎで、 π^+ と K^+ の energy-loss straggling による第 1 項と、ターゲット内の反応点の不確定さによる第 2 項から構成されている。式中の E.strag, E.loss は、表 3.3 の値を用いている。

この R_{target} と各スペクトロメータの運動量分解能 R_{K6} , R_{SKS} から、最終的なエネルギー分解能 R_{energy} を得ることができる。即ち、

$$R_{energy}^2 \sim \frac{1}{\beta_{\pi^+}^2} R_{K6}^2 + \frac{1}{\beta_{\text{K}^+}^2} R_{SKS}^2 + R_{target}^2 \quad (3.9)$$

によって、エネルギー分解能は算出される¹。結果は表 3.4 にまとめた。

^{12}C をターゲットにした校正用のデータを基に、先の計算結果が正しいかどうか検証してみる。図 3.16 に $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の励起スペクトルの fit 結果を載せる。この結果から得られたエネルギー分解能は約 2.6 MeV(FWHM) で、先の計算結果とほぼ一致することが確かめられた。このことから、第 4.2 節で求める予定の $^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の励起スペクトルのエネルギー分解能は $5.1 \pm 0.8 \text{ MeV}$ の範囲になると期待される。

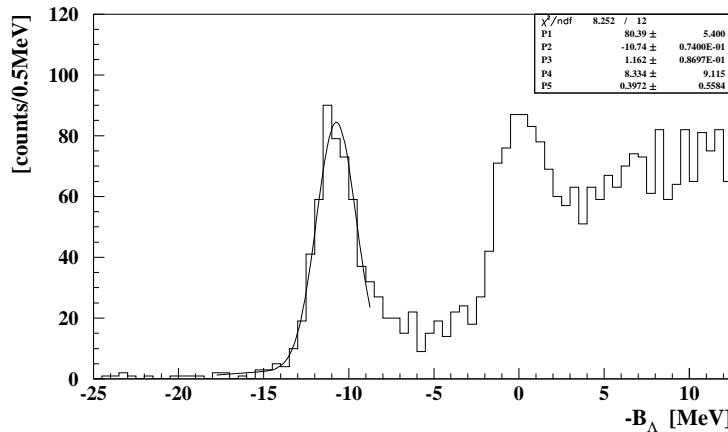


図 3.16: 校正用 $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ の励起準位スペクトル (w/ fit curve)

¹ R_{K6} , R_{SKS} の運動量依存性は小さいと見なせるので、 R_{energy} のエネルギー依存性は小さいとした。

3.4 Hyperballの解析

本節では、まず γ 線検出器として使用したゲルマニウム検出器の主な解析手順を第3.4.1節で述べる。その後第3.4.2節でコンプトンサプレッサとして使用したBGOシンチレーションカウンタの解析手順及びサプレッション効果・accidental kill rateの評価を行なう。第3.4.3節ではゲルマニウム検出器のビームオン/オフに対する相対検出効率の解析及びその導出を述べ、第3.4.4節では実験後の実測及びシミュレーションを基にしたHyperballの絶対検出効率の導出について述べる。

3.4.1 ゲルマニウム検出器

真事象の選択方法

ゲルマニウム検出器の解析に於ける留意点として、アクシデンタルヒットや検出器がdeadtime中に拾った不正確なデータの除去がある。まず、アクシデンタルヒットを取り除くためにTDCを使った選別を行なった。TDCの時間ゲートを決めるには、ADCとの相関をとる必要がある。典型的なADC-TDC相関及びその時間ゲートを表す曲線を図3.17に載せる。時間ゲートは1 MeVで約120 nsec、2 MeVで約90 nsecの幅になっている。このTDCカットによりアクシデンタルヒットは約15 %まで減少する。

次にdeadtimeの原因となるプリアンプのresetとpile-upの影響を受けたデータを除去した。プリアンプには高エネルギー計数率下でも動作するようにtransistor-reset型のものを使用しているが、これはreset後の信号の回復に約10 μ sec程度かかり、これがdeadtimeになる。本解析では、resetのあった検出器のうちreset後10数 μ secの間にデータが入った場合、そのデータは不正確なものとして見なし取り除いた。またメインアンプの典型的な信号の長さは約3 μ secであるので(図2.10参照)、pile-up事象を取り除く意味で同一の検出器において前後3 μ sec以内にもう一つの信号があった場合は、これを排除した。

ゲルマニウム検出器の校正

ゲルマニウム検出器のエネルギー校正については、実験期間中、定期的に校正データを取ることでこれを行なった²。校正曲線は60 keVから1.84 MeVまでの13種類の γ 線を発生させるマルチガンマ標準線源³による校正点を用いて2次の多項式で求めた。得られたエネルギー校正曲線及びfitの残差を図3.18に載せる。校正データの誤差は約 ± 0.3 keV程度である。

しかしながら、ここで検出器系の精度を悪化させる2つ要因を考慮しなければならない。1つは検出器系で使われているアンプ類のゲイン時間依存性である。ゲルマニウム検

²ビームオフ時

³DAMRI(Ionizing Radiation Application and Metrology Department)製のもので、59.5 keV(²⁴¹Am), 88.0 keV(¹⁰⁹Cd), 122.1 keV(⁵⁷Co), 136.5 keV(⁵⁷Co), 165.9 keV(¹³⁹Ce), 320.1 keV(⁵¹Cr), 391.7 keV(¹¹³Sn), 514.0 keV(⁸⁵Sr), 661.7 keV(¹³⁷Cs), 898.0 keV(⁸⁸Y), 1173.2 keV(⁶⁰Co), 1332.5 keV(⁶⁰Co), 1836.1 keV(⁸⁸Y)の13種類の γ 線を発生させる。 γ 線の強度はエネルギーに依らずほぼ同じである。

出器モニターシステムによって ^{60}Co の 2 本の γ 線によるピークが実験期間中を通して測定されており、その 1.33 MeV のピーク位置の時間推移を図 3.19 に載せる。モニターシステムのデータと校正データを比較することで求めたピークシフトの大きさは 1~2 keV 程である。

もう 1 つは計数率の違いによるビームオン/オフのピークシフトである。このピークシフトもゲルマニウム検出器モニターシステムで測定されており、図 3.20 にピークシフトの時間推移を示す。この他にも対消滅による 511 keV の γ 線でもピークシフトを測定し、こうしたピークシフトは少なくとも 0.5 MeV から 1.3 MeV の範囲でほぼ一定であることが分かった。即ち、ビームオン/オフによるピークシフトは γ 線のエネルギーに依らず、また検出器毎に一定にシフトしているので、全ビームタイムの平均を採ってこの値をエネルギーのゼロ点のシフトとして補正した。またピークシフトのビーム強度による変化や時間依存性は無視することにした。

校正データの誤差を見積もるために、 (π^+, K^+) 事象以外による γ 線エネルギースペクトル (図 3.21) を用いた。このスペクトルは (π^+, K^+) トリガーに含まれている真の (π^+, K^+) 事象以外によるもの ($(\pi^+, p X)$, (n, n') 等) が起因している γ 線を含んでおり、標的やその周りの物質で起きた反応による γ 線も見ることができる。それぞれのピークの assignment を表 3.5 にまとめた。これらから系統誤差を見積もると、 $E_\gamma \leq 2$ MeV の領域で 0.6 keV 以下となった。

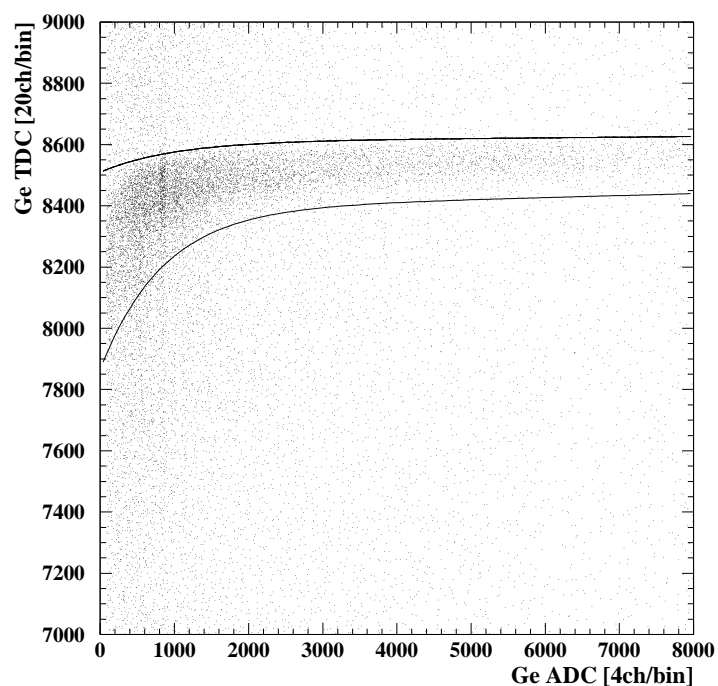


図 3.17: ゲルマニウム検出器の ADC-TDC 相関及び TDC 時間ゲート曲線 ; ADC 側は 1 ch \sim 0.6 keV, TDC 側は 1 ch \sim 0.5 ns

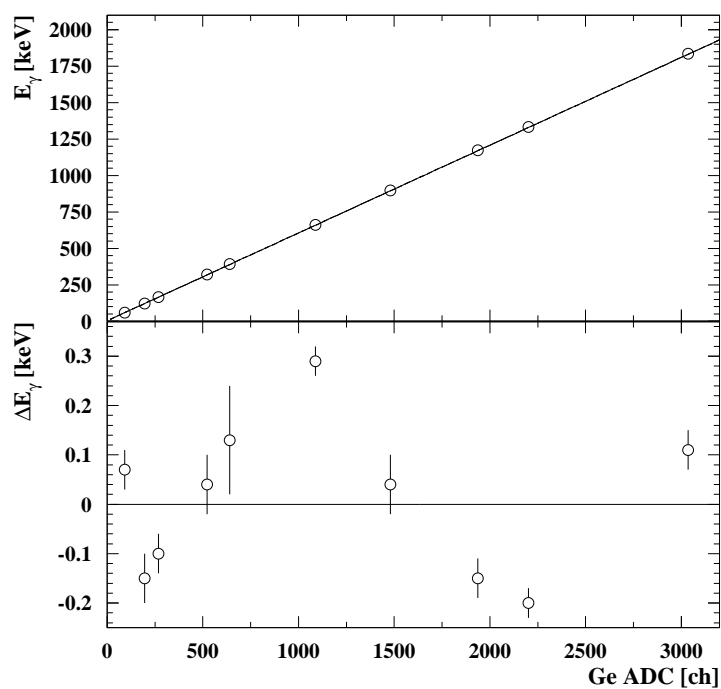


図 3.18: 上図 ; ゲルマニウム検出器のエネルギー校正曲線. 下図 ; fit の残差分布.

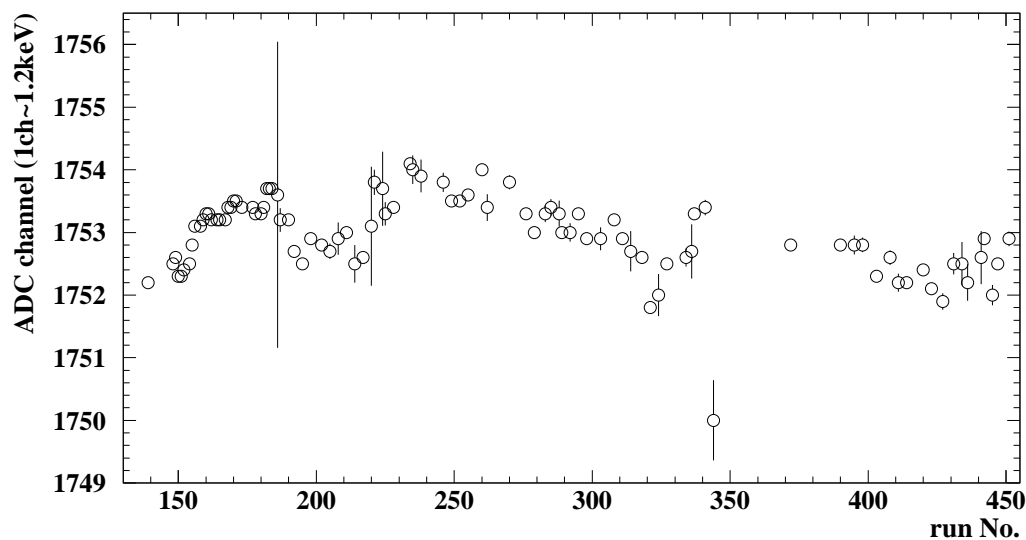


図 3.19: ゲルマニウム検出器モニターシステムで測定された ^{60}Co の 1.33 MeV のピーク位置の時間推移; 横軸は run 番号を表し、縦軸はピーク位置を表す.

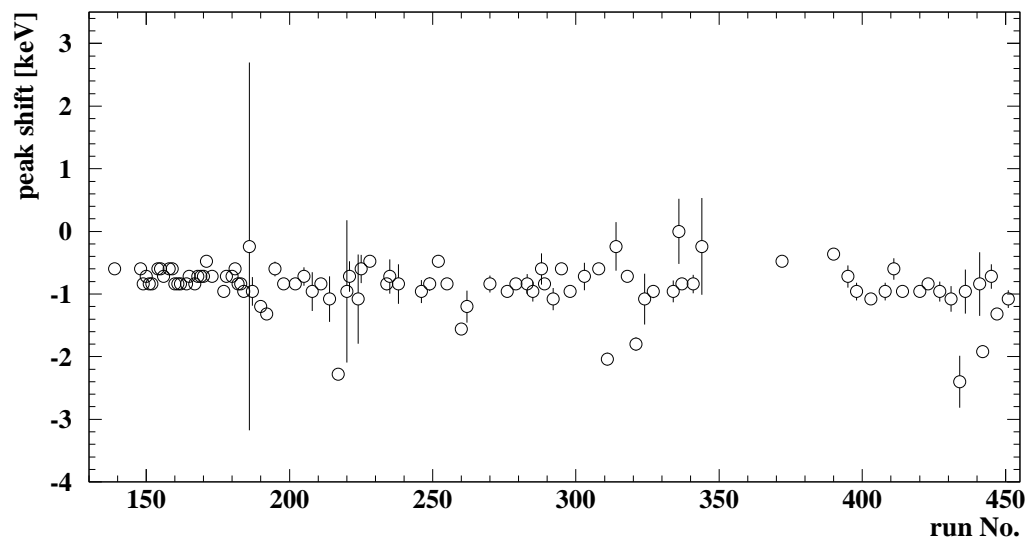


図 3.20: ゲルマニウム検出器モニターシステムで測定された ^{60}Co の 1.33 MeV のビームオン/オフによるピークシフトの時間推移; 横軸は run 番号を表し、縦軸はピーク位置を表す.

エネルギー測定値 [keV]	assignment	γ 線エネルギー [keV] [72]	その他
78	Bi X-ray(K_α)		
88	Bi X-ray(K_β etc)		
198	^{71}Ge ?		
440.1 ± 0.3	^{23}Na	440.0	
477.8 ± 0.2	^7Li	477.6	broad
511.1 ± 0.1	e^+e^-	511.0	
564	$^{76}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$		high-energy tail
596	$^{74}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$		high-energy tail
692	$^{72}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$		high-energy tail
834	$^{72}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$		
846.3 ± 0.1	^{27}Al , ^{56}Fe	843.7 , 846.8	
895	^{209}Bi , ^{72}Ge ?		
931			
1014.3 ± 0.2	^{27}Al	1014.4	
1022			
1039	$^{70}\text{Ge}(\text{n},\text{n}')$		high-energy tail
1130			
1173.3 ± 0.5	^{60}Co	1173.2	
1238.3 ± 0.3	^{56}Fe	1238.3	
1333.4 ± 0.4	^{60}Co	1333.2	
1368.8 ± 0.5	^{24}Mg	1368.6	
1408			
1435			
1609.1 ± 0.5	^{209}Bi	1608.5	
1809.8 ± 0.3	^{26}Mg , ^{56}Fe	1808.6 , 1810.8	broad ?
2211.4 ± 0.4	^{27}Al	2211.0	broad
2599	^{56}Fe , ^{209}Bi ?		
2750	^{24}Mg		broad
3005	^{27}Al ?		broad
3550	^6Li		broad

表 3.5: 図 3.21 で見られるピークのエネルギー測定値と assignment. ; 誤差の表記が無いものは概算で導出している.

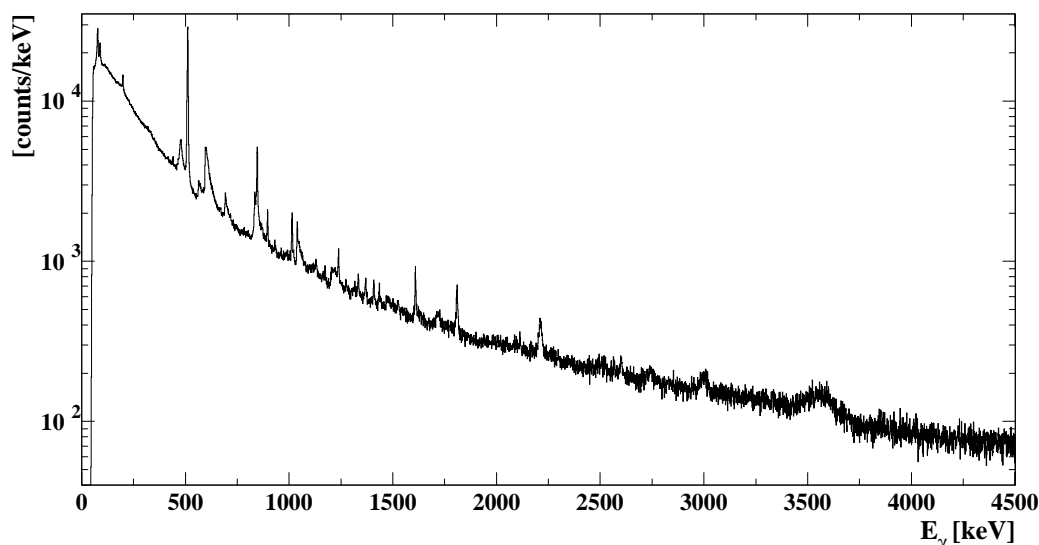


図 3.21: (π^+, K^+) トリガーに含まれている真の (π^+, K^+) 事象以外による γ 線スペクトル

3.4.2 BGO シンチレーションカウンタ

本実験では、ゲルマニウム検出器から得られるエネルギースペクトルの S/N 比を向上させる目的で BGO シンチレーションカウンタをコンプトン散乱及び π^0 中間子によるバックグラウンドのサプレッサとして使用した。BGO によって抑制される事象の大半は π^0 中間子によるものである。

サプレッサの性能を決める値として、一定範囲のエネルギー領域におけるサプレッション前後の計数比 S_{factor} がある。この S_{factor} は、BGO で検出された γ 線のエネルギー閾値や対になるゲルマニウム検出器との時間的相関に深く関わっている。エネルギー閾値を低く設定するとサプレッション効果は大きなものになるが、その代わりに低エネルギーのバックグラウンド事象を拾ってしまい光電ピークの事象を減らす結果になってしまう。TDC の時間ゲートの幅の取り方もまた、バックグラウンド事象の増減に直結している。よってバックグラウンド事象をできる限り排除しつつ S_{factor} の値を大きく保てる条件を考察する必要がある。このことに関してはすでに研究結果が報告されており [4]、それによると 0.5 MeV 付近の γ 線に対して最適な条件としては

エネルギー閾値	100 keV
TDC の時間ゲート	50 nsec 前後

となっている。多少任意性があるは、最適な条件が光電ピーク面積と S/N 比のどちらを重視すべきかに依存しているためである。

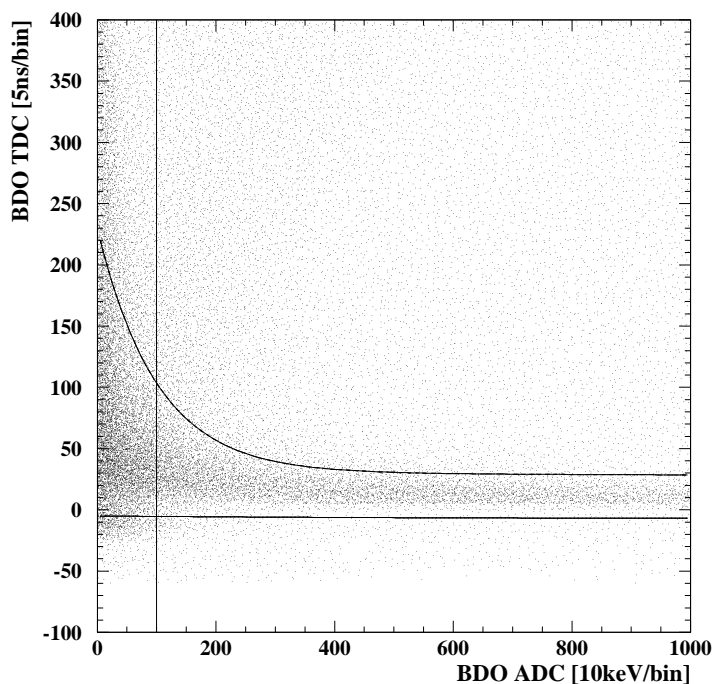


図 3.22: BGO シンチレーションカウンタの ADC-TDC 相関及び TDC の時間ゲート曲線

本研究に於いてもこの結果に従い、エネルギー閾値には 100 keV を設定した。また TDC の時間ゲートには図 3.22 に見られるような時間ゲートの曲線を各検出器毎に設定し用いることにした。典型的な値としては、100 keV で約 100 nsec、300 keV で約 40 nsec となっている。この設定を踏まえたサプレッション前後のゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル⁴及びその S_{factor} スペクトルを、それぞれ図 3.23 , 3.24 に載せる。 $E_\gamma \geq 250$ keV の領域で $S_{factor} \geq 3$ であり、バックグラウンドが大きく下がっているのが分かる。これにより ${}^6\text{Li}$ の M1 遷移 ($0^+ \rightarrow 1^+$) の γ 線 ($E_\gamma = 3.56$ MeV) も観測された⁵。

⁴(π^+ , K^+) スペクトルで ${}^7\text{Li}$ の束縛状態を選ぶ前のものである。

⁵この γ 線遷移は寿命が短いので、ドップラーシフトで幅が広がって観測される。

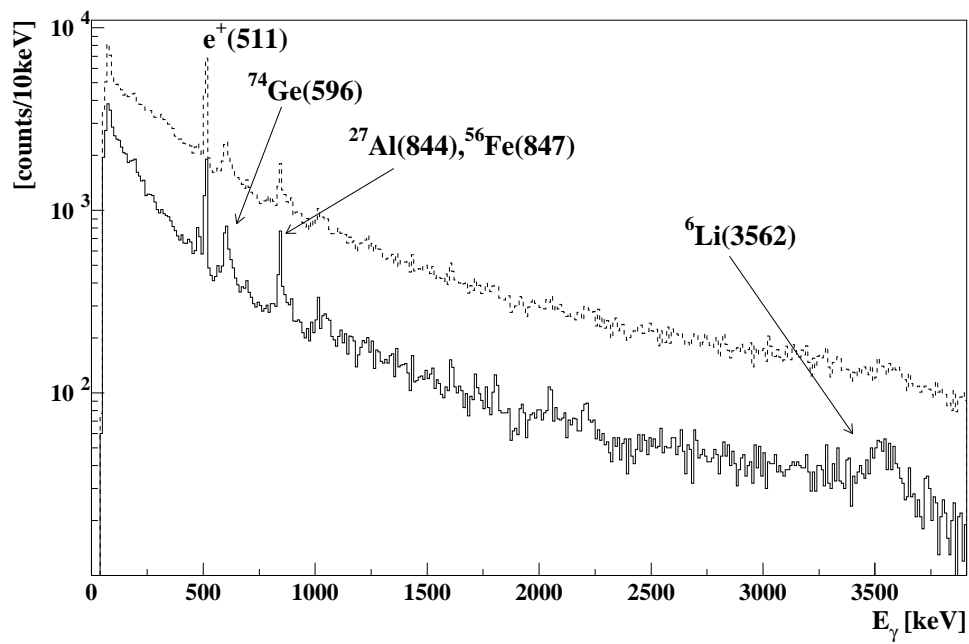


図 3.23: 実験で得られたゲルマニウム検出器のエネルギースペクトル (サプレッション前後)

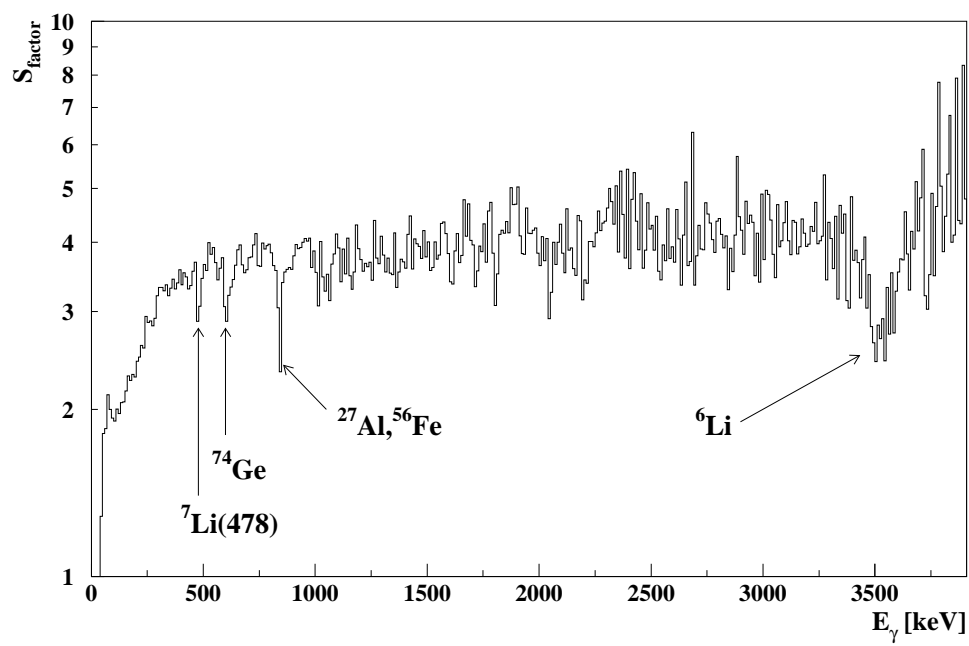


図 3.24: 図 3.23 の S_{factor} スペクトル

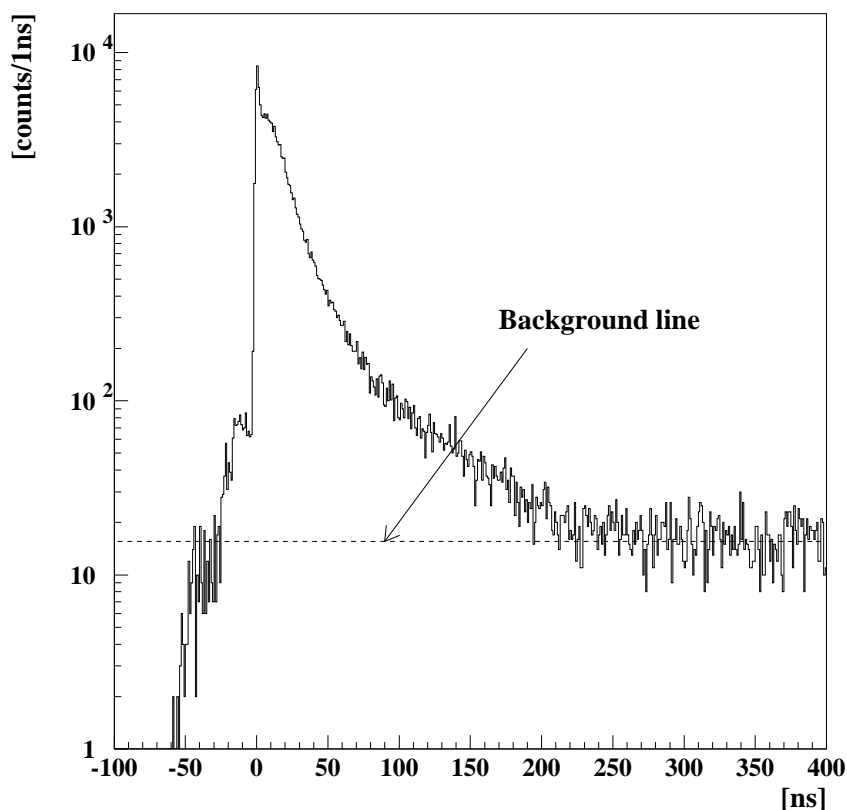


図 3.25: TDC スペクトルとそのバックグラウンド

次にこの条件下での accidental kill rate $F_{a.k.r.}$ を見積もってみる。 $F_{a.k.r.}$ は次式のように定義される。

$$F_{a.k.r.} \equiv \frac{\Omega_{b.g.}}{\Omega_S}$$

ここで Ω_S は先ほど決めたサプレッション条件に当てはまる事象の数で、 $\Omega_{b.g.}$ は偶然条件に当てはまったアクシデンタルバックグラウンド事象の数を表す。バックグラウンド事象は時間依存が無いはずなので、TDC スペクトルでピークから遠く離れた事象の数で近似することができる。そこで TDC スペクトルからそのバックグラウンドを定数で近似し (図 3.25)、これから割り出した $\Omega_{b.g.}$ 及び Ω_S を用いて $F_{a.k.r.}$ を導出した。各ゲルマニウム検出器の検出効率を考慮して $F_{a.k.r.}$ を求めた結果、

$$F_{a.k.r.} = 4.09 \pm 0.06\%$$

となった。誤差は統計誤差である。

3.4.3 ゲルマニウム検出器モニターシステム

実験中のゲルマニウム検出器の性能を常時観測するために設置されたモニターシステムを用いて、ビームオン/オフの相対検出効率を測定及びピークシフト・エネルギー分解能、そして放射線損傷の進行を調べるために収集したモニターデータの解析について述べる。

モニターシステムでは、各検出器につき ^{60}Co の 2 本の γ 線 ($E_\gamma = 1.173, 1.333 \text{ MeV}$) をビームオン/オフで各加速器サイクル毎に同じ時間幅で測定し、そのカウント数の比から相対検出効率(livetime)を割り出した。具体的な式で表すと、ビームオン時の $E_\gamma = 1.17, 1.33 \text{ MeV}$ の γ 線カウント数をそれぞれ $N_{1.17\text{MeV}}^{on}$, $N_{1.33\text{MeV}}^{on}$ 、同じくビームオフ時をそれぞれ $N_{1.17\text{MeV}}^{off}$, $N_{1.33\text{MeV}}^{off}$ とおくと、相対検出効率 $R_{livetime}$ は

$$R_{livetime} = \frac{N_{1.17\text{MeV}}^{on} + N_{1.33\text{MeV}}^{on}}{N_{1.17\text{MeV}}^{off} + N_{1.33\text{MeV}}^{off}}$$

となる。図 3.26 はモニターシステムで得られた典型的なスペクトルである。

実際に測定した reset rate 及び singles counts rate から計算される $R_{livetime}$ は、ビームオフ時の deadtime がほぼ無いので

$$R_{livetime} = 1 - (\nu_r \tau_r + \nu_s \tau_s + c)$$

と示せる。ここで ν_r , ν_s は reset/singles counts rate を、 τ_r , τ_s は reset/pile-up による deadtime を表す。 c はその他の deadtime 要因 (ADC 変換時間など) である。reset rate はほぼ singles counts rate に比例するとし $R_{livetime}$ の値を計算すると、モニターシステムで求めた実測値にほぼ一致する (図 3.28)。

本実験では約 1 シフト⁷毎にデータを採って、各検出器毎に約 10% 程度の精度で $R_{livetime}$ を知ることができた。実験期間中における $R_{livetime}$ の変化を図 3.27 に載せる。図 3.27 を見て分かるように、実験期間中に検出効率の変動はあまりなく、ほぼ一定の値を示していた。

⁶図 3.28 参照

⁷1 shift=8 hours.

これらのデータをまとめて、実験期間における Hyperball の相対検出効率を求めてみると、

$$R_{lifetime}^{Hyperball} = 53.4 \pm 0.1 \pm 0.5\%$$

となった。誤差は統計誤差と、全スペクトルデータについてピークの count 数の sum をとり導出した値とシフト毎の各スペクトルデータのピーク count 数の平均をとった値の違いからくる系統誤差である。

ビームによるゲルマニウム検出器の放射線損傷の典型例を図 3.29 に示す。実験始めの段階と終了間近ではピークの tail 部分の広がりが違っているのが分かる。このピークの裾の広がり、本実験の主目標のようにピークの形状から $B(E2)$ を求めるといった場合に影響を及ぼす。本実験では、ゲルマニウム検出器の配置によってピークの裾の広がり具合に差があるものの、1ヵ月にわたる実験期間中にアニール処理が必要なほどの損傷はなかった。

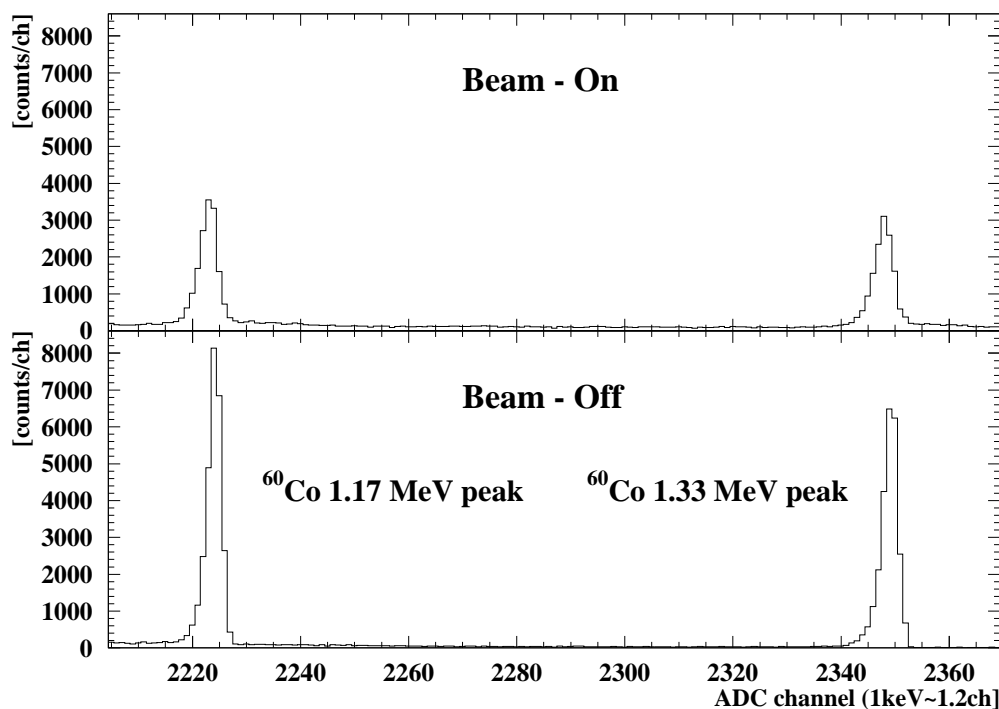


図 3.26: あるゲルマニウム検出器のモニターデータから得られたエネルギースペクトル (上図; ビームオン、下図; ビームオフ) ^{60}Co からの 2 本の γ 線が見える. またビームによる高計数率のためにピークの形が変化しているのが見て取れる. ピーク count 数の比が相対検出効率 (R_{lifetime}) である.

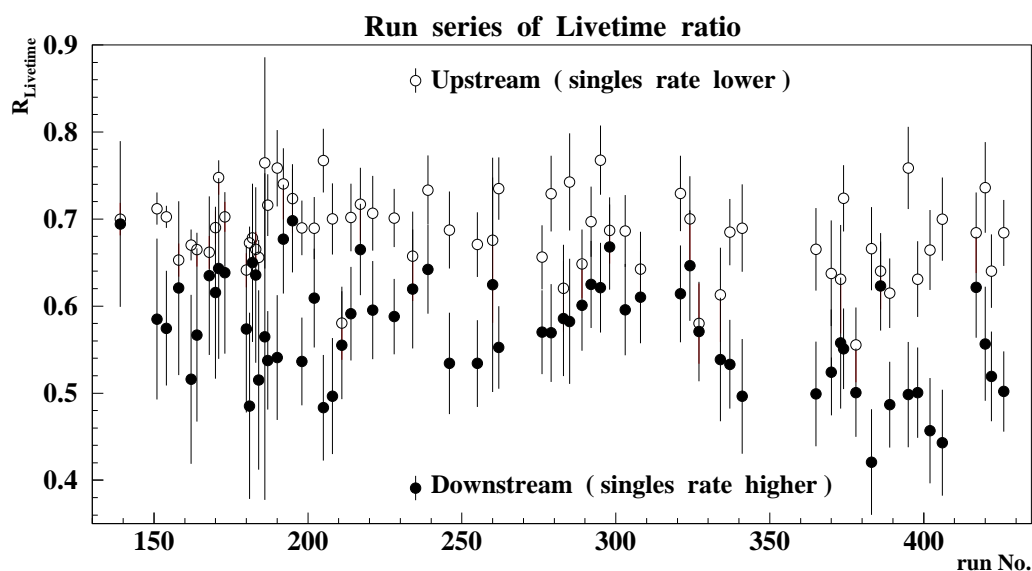


図 3.27: 実験期間中における R_{lifetime} の推移; 'Upstream' はビーム上流側に配置されているある一つの検出器を、'Downstream' はビーム下流側に配置されているある一つの検出器を表す. また 1 run は約 8 時間である.

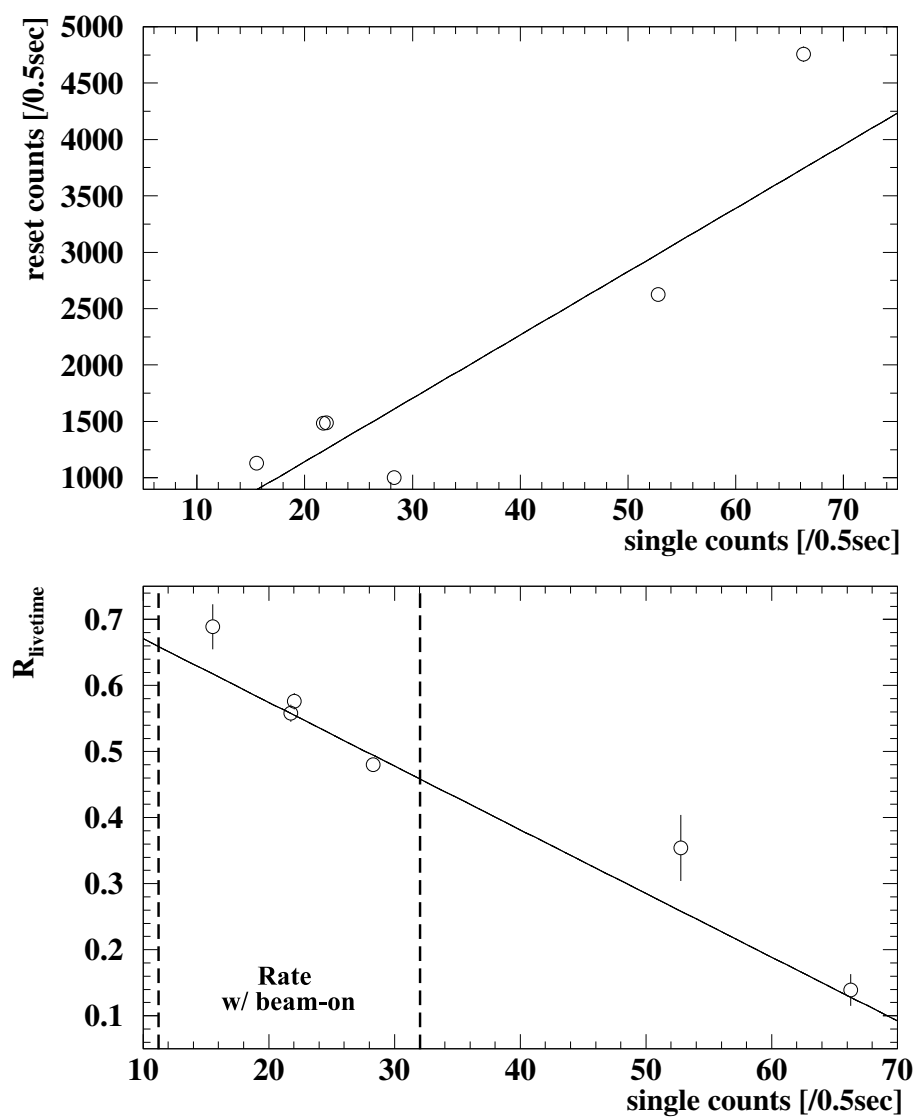


図 3.28: 上図は singles counts rate(横軸) と reset rate(縦軸) の関係を表したものの. 下図は reset/pile-up から計算される livetime の計算値及びモニターシステムによる実測値を表したものの. 横軸は singles counts rate を縦軸は livetime を表し、実線は計算値をプロットは実測値である.

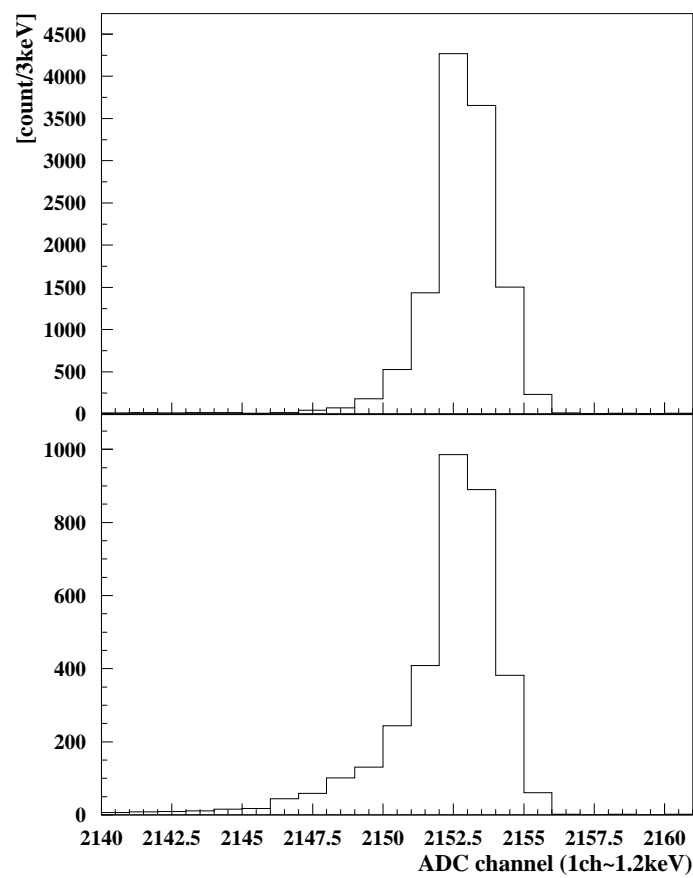


図 3.29: あるゲルマニウム検出器のモニターデータのエネルギースペクトル (^{60}Co の 1.33 MeV のピーク部分を抜粋); 上図は実験開始時 (FWTМ \sim 5 keV)、下図は実験終了時 (FWTМ \sim 8 keV) のものである. 放射線損傷により、ピークの左裾が広がっているのが分かる.

3.4.4 Hyperballの絶対検出効率

本節ではHyperballの絶対検出効率を求める。

分岐比を求める上で重要な測定量として検出器の絶対検出効率がある。本実験で使用したゲルマニウム検出器システム(Hyperball)の絶対検出効率を求めるためには、二つの段階を踏まなければならない。

最初は線源を使った検出効率の測定である。用いた線源は第3.4.1節で述べたマルチガンマ標準線源⁸で、設置場所をいくつかに分けた測定を実験終了後に行なった。これは実験で使用したターゲットが $58^W \times 42^H \times 250^T$ mmと非常に厚いものであったので、 γ 線の発生場所によってHyperballの検出効率にも変化が生じることを考慮したものである。実際には図3.30で表したようにターゲットがあった場所の主要な位置数点に線源を置き、それぞれ測定を行なうことにした。

次にこれと同じセットアップでシミュレーションを行ない、測定結果と照らし合わせて有意な違いが無いかどうかを確かめた。これは実際観測されるべき γ 線がターゲットの内部から発生するので、発生点の広がりやターゲット中での γ 線の吸収の影響も考慮した検出効率を最終的にシミュレーションで求めなければならないからである。シミュレーションにはGEANTによるMonte Carlo法を用いている。GEANTシミュレーションでは、ゲルマニウム検出器のスペック表に記載されている結晶サイズを用いると、検出器から25 cmの距離に線源を置いて1.33 MeVの γ 線を発生させるシミュレーションを行なった時、その相対検出効率の値がスペック表のものと比べて1~2割ほど大きな値になるので、シミュレーションの際には各検出器の検出効率はスペック表の値に合うように係数をかけることにした。なおGEANTの電磁シミュレーションのカットオフパラメータは10 keVに設定した。またシミュレーションが実際の実験状況にできる限り近づくように、測量で得られたカウンタ類の正確な位置情報⁹を用いているほか、検出器本体も結晶部分の他に、結晶を覆うキャップ部・ハウジング部等を考慮し、実際の実験状況を忠実に再現するようにした。

測定結果とシミュレーションの結果を図3.31及び表3.6にまとめた。図を見ると、シミュレーションの結果と測定結果では $E_\gamma = 100$ keV近辺では多少違いが見られるが、少なくとも今回の解析で必要な $E_\gamma = 400 \sim 500$ keVの領域では実測値とシミュレーション値は良く一致している。このことは他の測定点においても確かめられたので、Hyperballの絶対検出効率の判定にはこのシミュレーションを用いて行なうことにした。

実際に観測される ${}^7\text{Li}$ ハイパー核からの γ 線は、ターゲット内の (π^+, K^+) 反応の起きた点発生したと近似できるので、シミュレーションを用いて絶対検出効率を求める際には、実際の (π^+, K^+) 反応点の分布に従って γ 線を発生させなければならない。実際に観測された (π^+, K^+) 反応点の分布は図3.32, 3.33の様になっている。 ${}^7\text{Li}$ ターゲットも考慮した。以上の前提を踏まえてシミュレーションを行なった結果をまとめると、図3.34及び表3.7となった。

⁸この線源は薄いフィルムに挟まれて密封されており、線源から検出器の間には線源ホルダー等の物質もほとんど存在しない。

⁹精度は ± 1 mm程度

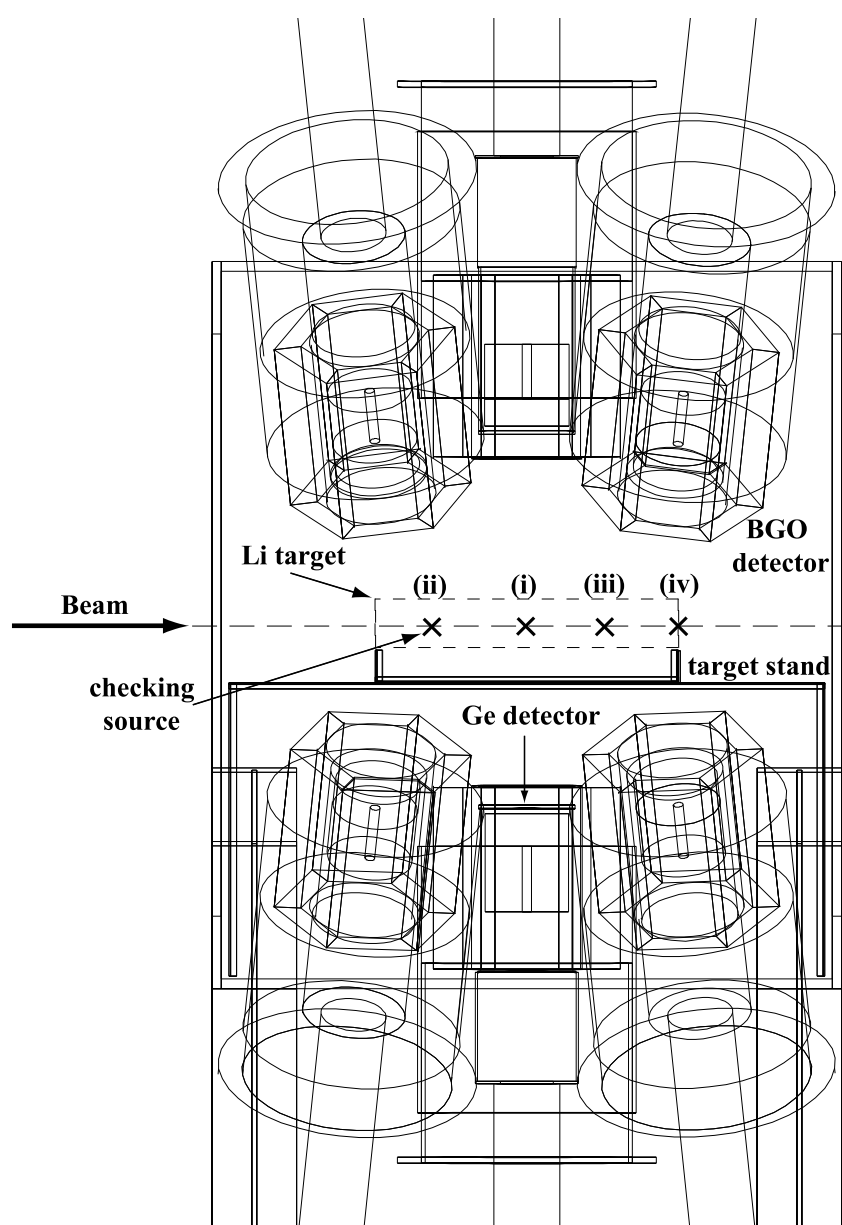


図 3.30: Hyperball の検出効率測定における測定点

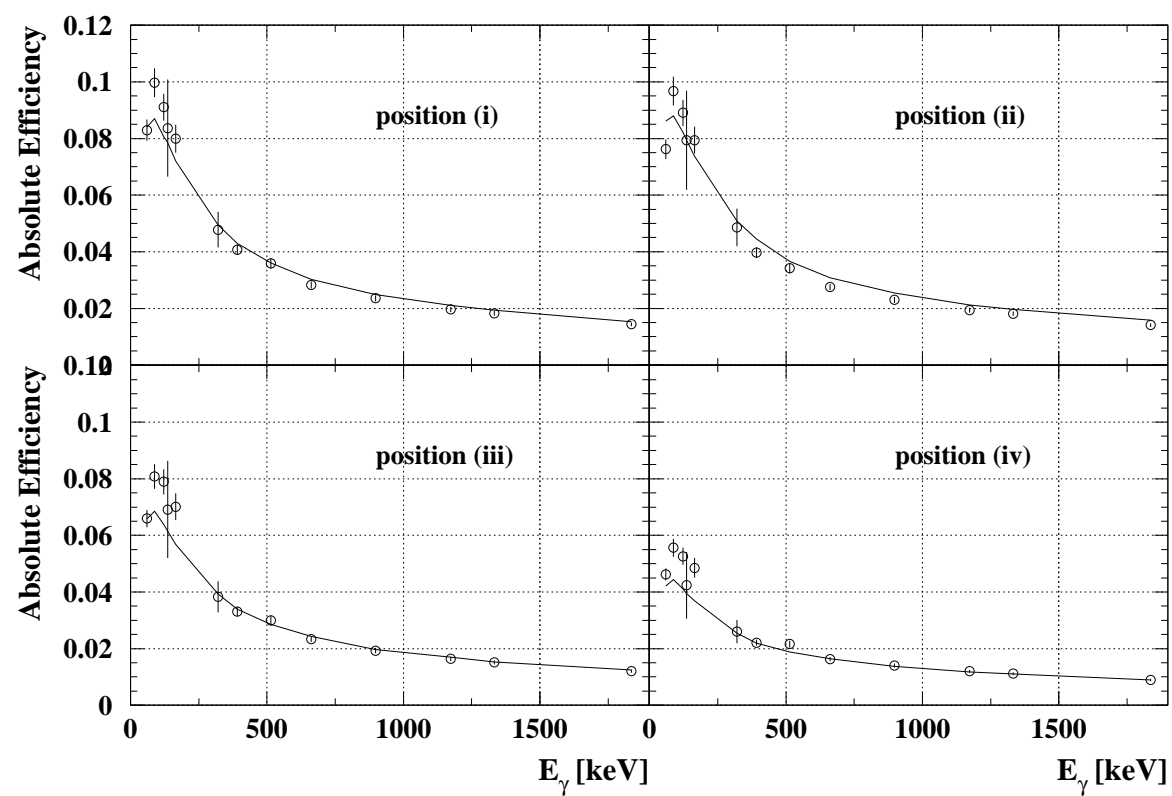


図 3.31: Hyperball の γ 線絶対検出効率(それぞれの線源配置 (i,ii,iii,iv) の測定結果(プロット)及びシミュレーション結果(実線))

(i) energy [keV]	exp. absolute efficiency [%]	simulation absolute efficiency [%]
320.08	4.78 ± 0.62	4.94 ± 0.04
391.70	4.07 ± 0.19	4.30 ± 0.03
514.01	3.59 ± 0.19	3.60 ± 0.03
661.66	2.83 ± 0.12	3.03 ± 0.02
(ii) energy [keV]	exp. absolute efficiency [%]	simulation absolute efficiency [%]
320.08	4.86 ± 0.67	5.08 ± 0.04
391.70	3.97 ± 0.18	4.45 ± 0.04
514.01	3.41 ± 0.18	3.66 ± 0.03
661.66	2.76 ± 0.12	3.08 ± 0.03
(iii) energy [keV]	exp. absolute efficiency [%]	simulation absolute efficiency [%]
320.08	3.84 ± 0.55	3.93 ± 0.03
391.70	3.31 ± 0.16	3.39 ± 0.03
514.01	3.00 ± 0.18	2.85 ± 0.02
661.66	2.34 ± 0.10	2.43 ± 0.02
(iv) energy [keV]	exp. absolute efficiency [%]	simulation absolute efficiency [%]
320.08	2.60 ± 0.41	2.54 ± 0.02
391.70	2.21 ± 0.10	2.20 ± 0.02
514.01	2.16 ± 0.12	1.89 ± 0.02
661.66	1.62 ± 0.08	1.65 ± 0.01

表 3.6: 図 3.31 のそれぞれの線源配置 (i,ii,iii,iv) の数値データ (測定 of 誤差は統計によるものと線源の強度の精度を反映したもので、シミュレーションの誤差は使用した線源の強度の精度を反映したものである.); $E_\gamma = 500$ keV 前後の点についてのみ示す.

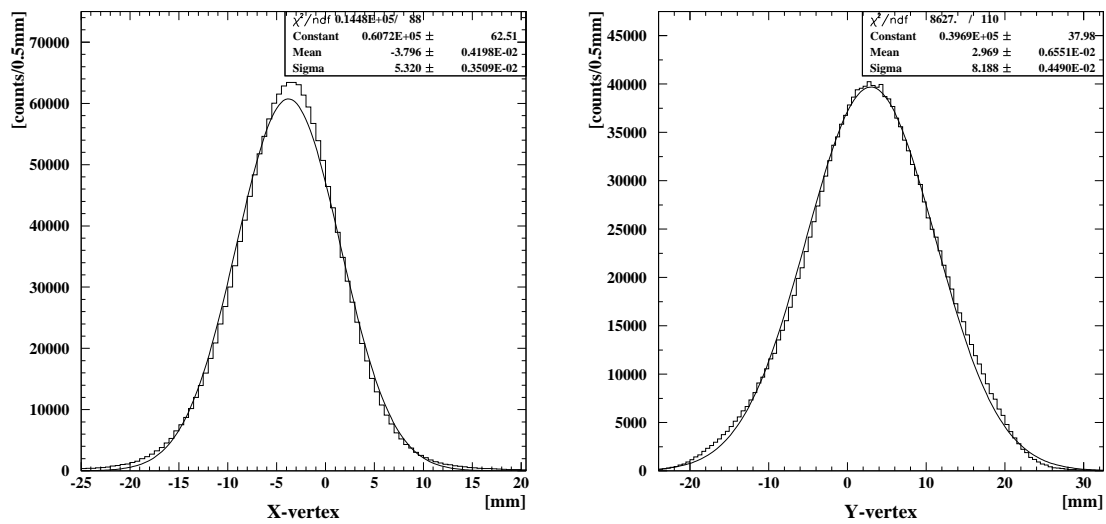


図 3.32: (π^+, K^+) 反応の反応点分布 (左図; x 座標、右図; y 座標)

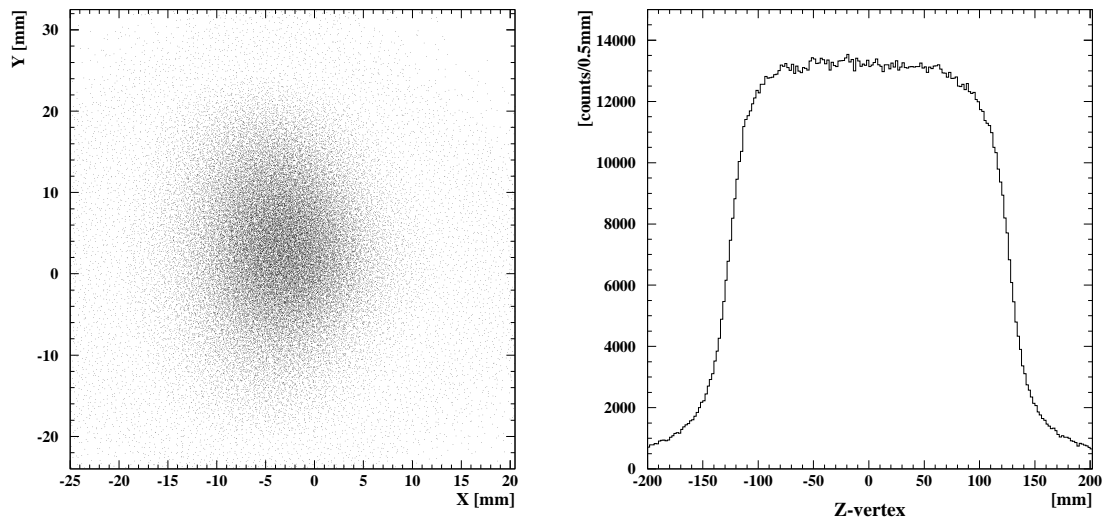


図 3.33: (π^+, K^+) 反応の反応点分布 (左図; xy の 2 次元プロット、右図; z 座標)

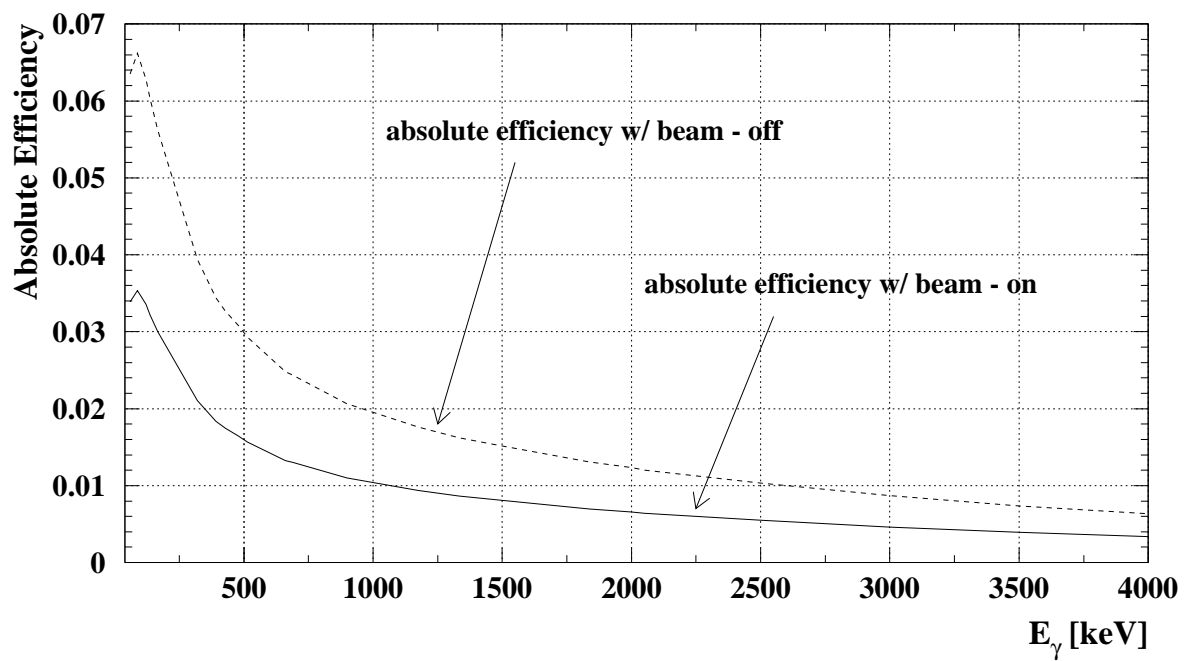


図 3.34: 実際の実験条件における Hyperball の γ 線絶対検出効率のシミュレーション結果

energy [keV]	simulation
	absolute efficiency [%]
429.00	3.27 ± 0.03
478.00	3.08 ± 0.03
661.66	2.48 ± 0.02
1173.00	1.76 ± 0.01
1332.50	1.62 ± 0.01
1500.00	1.51 ± 0.01
2000.00	1.23 ± 0.01

表 3.7: 図 3.34 の主な数値データ (シミュレーションの誤差は使用した線源の精度を反映したものである)

第4章 結果と考察

4.1 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の分岐比の導出方法

ここでは ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の分岐比を求めるために必要な情報について確かめてみたい。

本研究は ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態から π 中間子弱崩壊をへて娘核の第一励起準位へと遷移する分岐比を求めることを目的としている。そのために必要な情報として、

1. 生成された ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核のうち、束縛状態にある event 数 N_{bound}
2. ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の π^0/π^- 中間子弱崩壊先である娘核の第一励起準位からの γ 線 (それぞれ $E_{\gamma} = 478, 429 \text{ keV}$) の count 数 N_{γ}
3. ゲルマニウム検出器系 (Hyperball) の γ 線絶対検出効率 $\varepsilon_{\text{Hyperball}}$

が挙げられる。1., 2., 3. については、それぞれ第 4.2, 4.3, 4.4 節で求めることにする。

以上から ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0/π^- 中間子弱崩壊の娘核第一励起準位への分岐比 $\text{B.R.}_{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})$ を表すと、

$$\text{B.R.}_{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) = \frac{N_{\gamma}}{\varepsilon_{\text{Hyperball}} \cdot N_{\text{bound}}} \quad (4.1)$$

となる。しかしながら、ここで注意しなければいけないことがある。それは

” 解析の結果得られた γ 線の count 数 N_{γ} は、果たして ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の π 中間子弱崩壊による娘核の第一励起状態からの γ 遷移によるものだけなのか? ”

ということである。当然他の反応、例えば (n,n') や (p,n) 反応からもその状態は生成されているはずであるが、これらを実験的・解析的に排除することができれば問題はない。ここでいう (p,n) 反応や (n,n') 反応は、ビームラインや標的・その周りの物質とビーム粒子 (π 中間子や陽子等) が反応して、崩壊した核から出てきた陽子や中性子が起こすものと考えられる¹。このことについて、それぞれの娘核の生成過程を考えてみることにする。

¹これらの反応は、反応を起こす物質にも依るが、粒子のエネルギーが約 10 MeV 以上に増大するとその反応断面積が減少する傾向がある。よってビーム粒子としての陽子が起こす (p,n) 反応は無視できる。

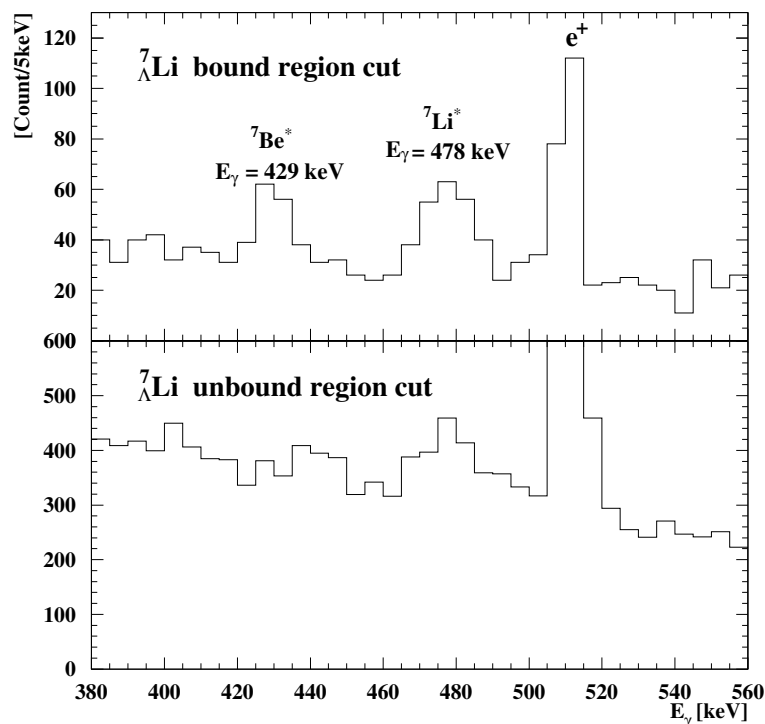


図 4.1: $E_\gamma = 500$ keV 近傍の γ 線エネルギースペクトル ; 上図は ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛事象と同時計数して得られたもので、下図は ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の非束縛事象と同時計数して得られたものである。 ${}^7\text{Li}^*$ の $E_\gamma = 478$ keV のピークは共に見受けられるが、 ${}^7\text{Be}^*$ の $E_\gamma = 429$ keV のピークは非束縛事象では消えているのが分かる。

${}^7\text{Be}^*$ の生成過程

生成反応は多種多様にあるが [64]、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の弱崩壊以外で ${}^7\text{Be}^*$ が生成される反応としては ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$ が挙げられる。この (p,n) 反応の断面積は非常に小さく、同じエネルギーの p,n でみた場合、 (p,n) 反応と (n,n') , (p,p') 反応の断面積を比べると前者は後者の約 1 桁落ちになる [70, 71, 76]。このことから、解析の結果得られる ${}^7\text{Be}^*$ からの γ 線は ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態から π^- 中間子弱崩壊した後の娘核によるもののみと考えて差し支えない。この根拠を示すものとして図 4.1 がある。この図は $E_\gamma = 500$ keV 近傍の γ 線エネルギースペクトルを表したもので、図 4.1 上は ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛事象と同時計数して得られたものを、図 4.1 下は ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の非束縛事象と同時計数して得られたものを載せている。 ${}^7\text{Li}^*$ からの γ 線 ($E_\gamma = 478$ keV) のピークは共に見受けられるが、 ${}^7\text{Be}^*$ からの γ 線 ($E_\gamma = 429$ keV) のピークは非束縛事象では消えているのが分かる。このことから図 4.1 上で見られる $E_\gamma = 429$ keV のピークは ${}^7_\Lambda\text{Li}$ もしくは ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の弱崩壊後の娘核からの γ 線であると考えてよい。

${}^7\text{Li}^*$ の生成過程

${}^7_\Lambda\text{Li}$ の弱崩壊以外で ${}^7\text{Li}^*$ が生成される反応としては ${}^7\text{Li}(n,n'){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(p,p'){}^7\text{Li}^*$ が挙げられる [64]。 (n,n') , (p,p') 反応の断面積は比較的大きく、また早い反応なので解析的な処理 (TDC によるバックグラウンド事象の除去など) では取り除くことができない。そのため ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の π^0 中間子弱崩壊によって生成された ${}^7\text{Li}^*$ の γ 線 ($E_\gamma = 478 \text{ keV}$) の yield を算出することが難しい。図 4.1 を見ても分かるように、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の非束縛事象と同時計数を採ったスペクトルにおいても ${}^7\text{Li}^*$ からの γ 線 ($E_\gamma = 478 \text{ keV}$) のピークが存在する。これは図 4.1 上の $E_\gamma = 478 \text{ keV}$ のピークの中に、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の弱崩壊後の娘核からの γ 線以外に (n,n') , (p,p') 反応による ${}^7\text{Li}^*$ からの γ 線も含まれている可能性を示している。

よってこれからは、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の π^- 中間子弱崩壊側を中心に調べていくことにする。上述の詳しい内容については付録 A で議論することにする。

4.2 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量欠損スペクトル

本節では、解析の結果得られた ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量欠損スペクトル及びその導出条件を述べ、仮定した ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の励起準位を基に fit を行ない、生成された ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛状態の event 数を決めることにする。

${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量欠損スペクトル

まず、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量欠損スペクトルを出す上で用いた条件を表 4.1 に示す。これらの導出過程及びその効果は第 3.3 節で述べた。

反応	$\pi^+ + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7_{\Lambda}\text{Li} + \text{K}^+$
解析条件	
tracking χ^2_{sks}	$\chi^2_{\text{sks}} \leq 30$
散乱粒子角度 θ	$\theta \geq 2^\circ$
反応点 Z_{vertex} [mm]	$-200 \leq Z_{\text{vertex}} \leq 200$ [†]
散乱粒子質量 M_{scat} [Mev/c ²]	$360 \leq M_{\text{scat}} \leq 640$

[†] ターゲットの中心は 0 に合わせてある。

表 4.1: ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量欠損スペクトルの導出条件及び諸特性

以上より得られた質量欠損スペクトル及び束縛エネルギースペクトルは、図 4.2 である。ここでいう質量欠損 M_{missing} は ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の質量 M_{hyp} (式 (3.1) 参照) とターゲットである ${}^7\text{Li}$ の質量 M_{A} を用いて

$$M_{\text{missing}} = M_{\text{hyp}} - M_{\text{A}} \quad (4.2)$$

と表すことができる。 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ 核内の Λ 粒子の束縛エネルギー B_{Λ} に関しては第 3.1 節で述べた。

これらのスペクトルは、生成された ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の励起準位が反応断面積に応じた強度で生成されたピークと Λ 粒子の quasi-free 生成による連続スペクトルから構成されているはずである。

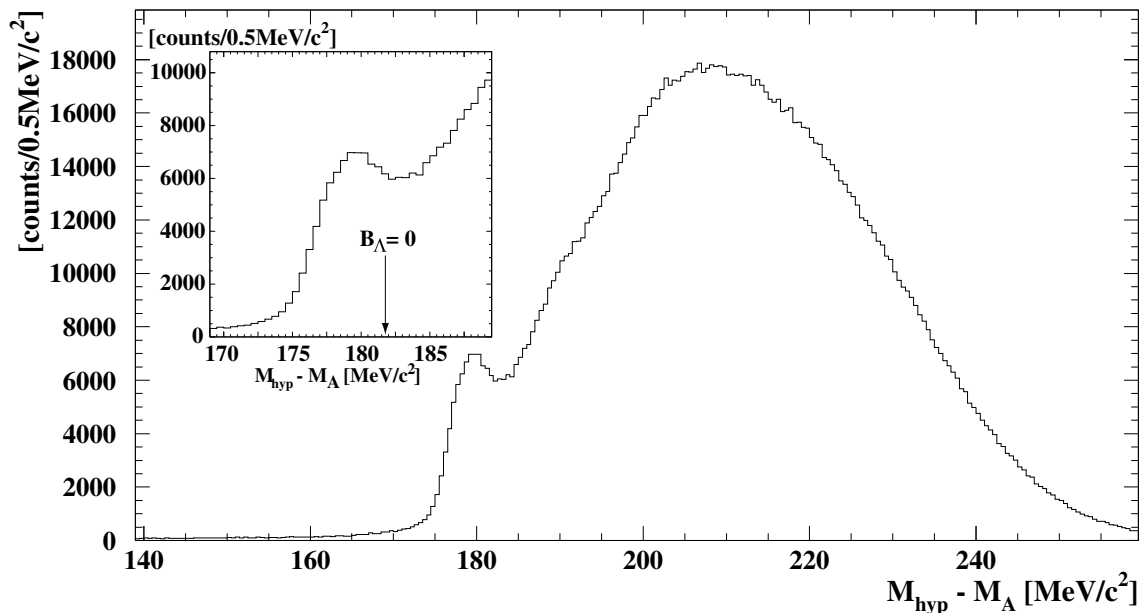


図 4.2: ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の質量欠損スペクトル; $B_\Lambda = 0$ は約 $183\text{MeV}/c^2$ である

${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛状態の評価

先に導出した励起スペクトルから ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛状態の event 数を求める。まず理論から計算されるスペクトルを図 4.3 に示す [17]。

この計算によると²、 (π^+, K^+) 反応によって支配的に励起される低励起状態の準位は、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ のコア核である ${}^6\text{Li}$ に Λ 粒子が s 軌道に入っている状態、即ち

$$(J^\pi, T) = \begin{cases} (\frac{1}{2}^+, 0) & ({}^6\text{Li}(1^+) \otimes s_\Lambda) \\ (\frac{5}{2}^+, 0) & ({}^6\text{Li}(3^+) \otimes s_\Lambda) \\ (\frac{1}{2}^+, 1) & ({}^6\text{Li}(0^+) \otimes s_\Lambda) \\ (\frac{5}{2}^+, 1) & ({}^6\text{Li}(2^+) \otimes s_\Lambda) \end{cases}$$

である。理論から予想される以上の 4 つの準位を仮定して励起スペクトルを fit することにする。ここでは本実験に先駆けて行なわれた KEK-PS E336 に於いて初めて観測された ${}^7\text{Li}(\pi^+, K^+){}^7_\Lambda\text{Li}$ スペクトルの結果を基に fit を行なうことにする。KEK-PS E336 では、ターゲット中の energy-loss straggling を小さくするために薄い ${}^7\text{Li}$ ターゲット (1.4 g/cm^2) を用いており、その結果約 2.0 MeV の分解能を得ている [29]。KEK-PS E336 で得られた ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルを図 4.5 に載せる。このスペクトルを上述した 4 つの準位によるピークと quasi-free の連続スペクトルで fit して得られたピークの相対強度 (図 4.5) は、生

²この計算では、過去の実験から主な p-shell 核における NN 相互作用のパラメータを合わせ、また ΛN 間の相互作用については Translationally invariant shell model を採り入れた波動関数を用いている。

成断面積の計算値の相対強度(図 4.3)に近いが少し異なっていた。そこで本実験に於ける fit では、各ピークの相対強度及びエネルギー間隔を KEK-PS E336 の実験結果から得られた値に固定した。

まとめると、本実験では相対強度比を 0.23:0.26:0.14:0.09 に固定しつつ分解能を共通にした 4 つの gaussian と、 $\sqrt{M_{hyp} - M_{B_\Lambda=0}}$ 型の quasi-free 関数を基に、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルの fit を行なった。free parameter は相対強度を固定した gaussian の高さ、中心値、共通の分解能、quasi-free 関数の高さである。fit の結果を図 4.4 と表 4.2 に載せる。

fit で得られたエネルギー分解能は、第 3.3.6 節で述べたターゲット中の energy-loss straggling から予想される値とほぼ一致する結果を得た。また基底状態の束縛エネルギーは、過去の実験から得られている値に一致している [29, 54]。

以上の結果を基に ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛状態の event 数を求めるわけだが、ここでその束縛状態について考察しておかなければならない。本実験に於ける最近の研究結果によって [3]、 $(J^\pi, T) = (\frac{1}{2}^+, 1)$ の準位のエネルギーが ${}^5_\Lambda\text{He} + d$ の粒子崩壊の閾値 $(3.94 \pm 0.04 \text{ MeV})$ [54] より低い値であることが示された。図 4.6 に示す γ 線スペクトルは、図 4.4 と同じ ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛状態からの γ 線で、ドップラーシフトの補正が成されている。gaussian+1 次関数で fit された 2 つのピークは、それぞれ $(J^\pi, T) = (\frac{1}{2}^+, 1)$ から $(\frac{3}{2}^+, 0)$, $(\frac{1}{2}^+, 0)$ への M1 遷移による γ 線であり、この γ 線のエネルギーは $E_\gamma = 3182 \pm 3, 3877 \pm 6 \text{ keV}$ であり、 $(\frac{1}{2}^+, 1)$ の準位は、わずかではあるが粒子崩壊の閾値より下であることが分かる。よってここでは $(J^\pi, T) = (\frac{1}{2}^+, 1)$ の準位は束縛状態であると見なし、その event 数を求めることにする³。本解析では、bound region を $-2 \leq B_\Lambda \leq 10 \text{ MeV}$ とし、その中にある 3 つのピーク $(J^\pi, T) = (\frac{1}{2}^+, 0)$, $(\frac{3}{2}^+, 0)$, $(\frac{1}{2}^+, 1)$ の event 数を用いることにした。その結果束縛状態の event 数 N_{bound} は、

$$N_{bound} = 81386 \pm 285$$

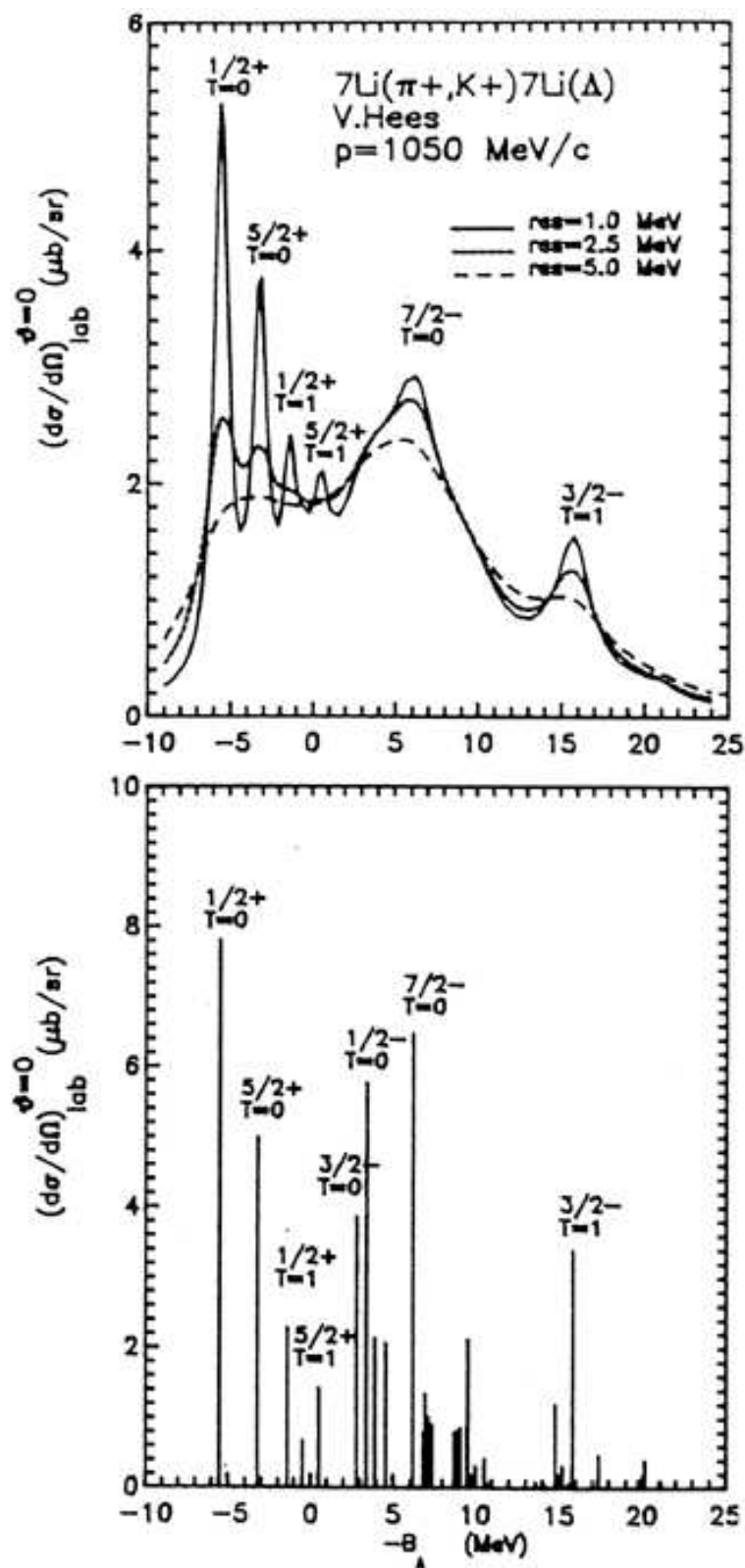
となった。誤差は統計誤差である。

peak #	(J^π, T)	B_Λ [MeV]	FWHM [MeV]	event 数
#1	$(\frac{1}{2}^+, 0)$	$5.51 \pm 0.02 \pm 0.20$	$4.39 \pm 0.04 \pm 0.26$	3.01×10^4
#2	$(\frac{5}{2}^+, 0)$	3.54 (co-fixed)	(co-fixed)	3.40×10^4
#3	$(\frac{1}{2}^+, 1)$	1.31 (co-fixed)	(co-fixed)	1.83×10^4
#4	$(\frac{5}{2}^+, 1)$	-0.41 (co-fixed)	(co-fixed)	1.18×10^4

◇ 各ピークの相対エネルギー差は固定、FWHM は各ピーク共通にしてある。

表 4.2: ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起スペクトルの fit 結果

³これらのピークが M1 遷移 $((\frac{1}{2}^+, 1) \rightarrow (\frac{1}{2}^+, 0))$ or $((\frac{1}{2}^+, 1) \rightarrow (\frac{3}{2}^+, 0))$ である根拠は多々あるが [3]、粒子崩壊の閾値に系統誤差がある可能性や、測定された γ 線の収量が、 $(\frac{1}{2}^+, 1)$ 準位の全てが γ 崩壊する場合の約 50 % であるため、必ずしも $(\frac{1}{2}^+, 1)$ の準位が粒子崩壊の閾値より下ともいい難い。そこで別の場合を付録 C で議論することにする。

図 4.3: (π^+, K^+) 反応における励起スペクトルの計算値 [17].

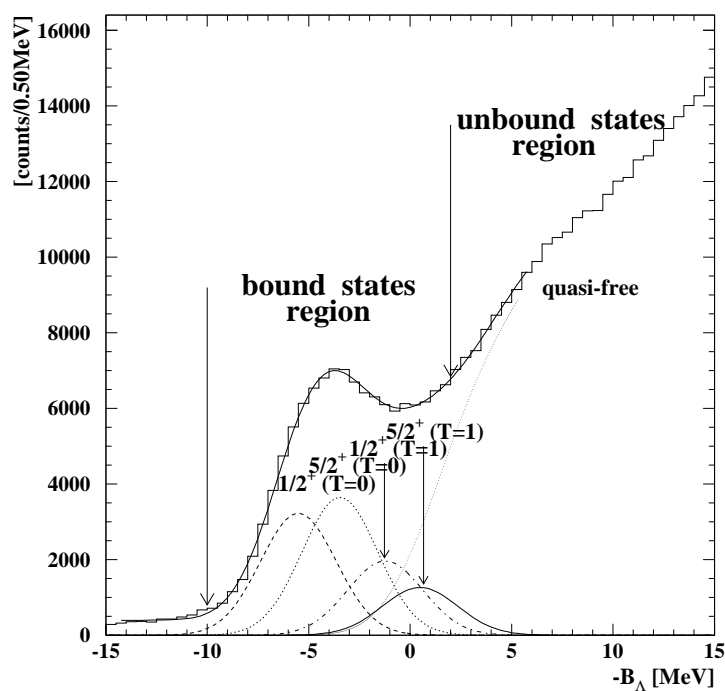


図 4.4: 本実験で得られた (π^+, K^+) 反応における励起スペクトル (w/ fitting curve)

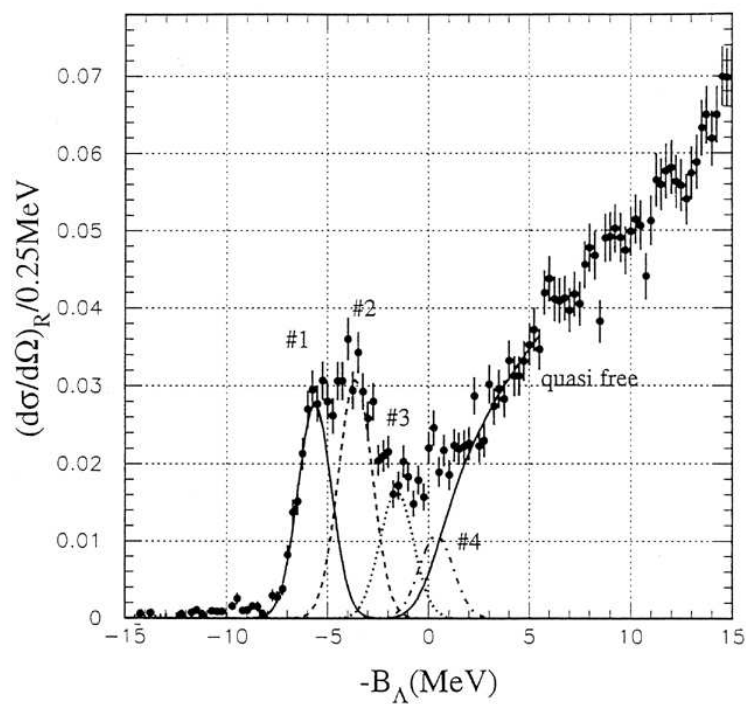


図 4.5: KEK-PS E336 で得られた (π^+, K^+) 反応における励起スペクトル (w/ fitting curve)[29]

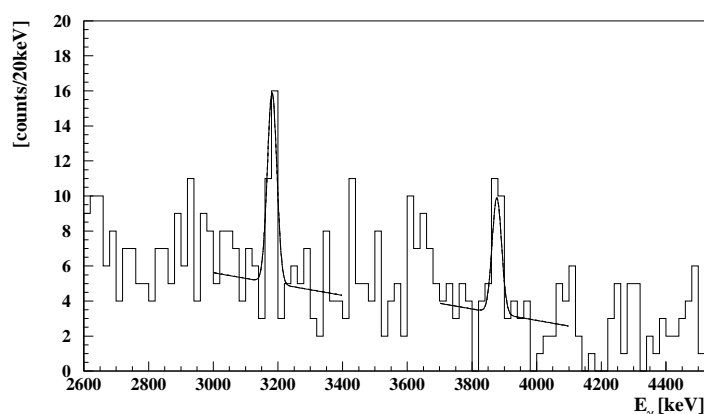


図 4.6: ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛条件に対する γ 線スペクトルの高エネルギー領域(ドップラーシフトの補正が成されている); $E_{\gamma} = 3182 \pm 3, 3877 \pm 6$ keV 対になるピークが見える. これらは M1 遷移 ($(\frac{1}{2}^{+}, 1) \rightarrow (\frac{1}{2}^{+}, 0)$) or ($(\frac{1}{2}^{+}, 1) \rightarrow (\frac{3}{2}^{+}, 0)$) である [3].

4.3 Hyperballによって得られる γ 線エネルギースペクトル

本節では、解析の結果得られた Hyperball の γ 線エネルギースペクトル及びその導出条件を述べた後、娘核からの γ 線の count 数を求めることにする。

γ 線スペクトル

ゲルマニウム検出器システム (Hyperball) によって得られた γ 線エネルギースペクトルを図 4.7 に載せる。このスペクトルは前節で求めた ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛/非束縛状態による事象であり、BGOシンチレーションカウンタによってバックグラウンドのサプレッションを行っている。この図を見ると、非束縛状態カットのスペクトルには存在せずに束縛状態カットのスペクトルには存在するピークがある。それは $E_{\gamma} \sim 0.43, 0.69, 2.05$ MeV のピークである。このうち $E_{\gamma} \sim 0.69, 2.05$ MeV のピークは ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の γ 遷移である。

本実験では ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の励起状態からの遷移である E2 遷移 ($E_{\gamma} \sim 2.05$ MeV) が、過去の実験結果 [11] と比較してより正確なエネルギーで得られただけでなく、その崩壊率 $\Gamma(\text{E2}, {}^7_{\Lambda}\text{Li})$ が約 $1.7 \times 10^{11} \text{sec}^{-1}$ であると決定され、また今までは観測されていなかった M1 遷移 ($E_{\gamma} \sim 0.69$ MeV) を発見することができた [5]。(図 1.6 (p 12.) 参照) この E2 遷移はその崩壊率の逆数が数 psec 程度、M1 遷移はそれ以下であると予想されている。そのため E2 遷移の γ 線の多くは、反跳された ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核がターゲット内で止まる直前かその後放射され、また M1 遷移の γ 線は減速する前に放射されるので、ドップラーシフトによって γ 線スペクトルのピークの形が通常の応答関数と異なったものになる。E2 遷移についてはピークの形状からその崩壊幅 $\Gamma(\text{E2}, {}^7_{\Lambda}\text{Li})$ を割り出し、換算転移確率 $B(\text{E2}, {}^7_{\Lambda}\text{Li})$ を決定することができた。

この情報を基に ${}^7_\Lambda\text{Li}$ 核の大きさを求め⁴、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の原子核の大きさが ${}^6\text{Li}$ と比べて縮んでいることを突き止めた。 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ のコア核である ${}^6\text{Li}$ は α 粒子と重陽子のクラスターが緩く束縛された系であると考えられ、 ${}^6\text{Li}$ に Λ 粒子が付加する際、Pauli効果を受けない Λ 粒子は $0s$ 軌道に配位することができ、その時 ΛN 間の引力によってクラスター間の距離が縮まるからである。この現象は Λ 粒子の gule-like role と呼ばれていて、ハイパー核特有の現象である。

$E_\gamma \sim 0.43$ MeV のピークは ${}^7_\Lambda\text{Li}$ が π^- 中間子弱崩壊(${}^7_\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}^* + \pi^-$)を起こし、その娘核である ${}^7\text{Be}$ が起こす γ 遷移($E_\gamma = 429$ keV)によるものである。これ以外にも ${}^7_\Lambda\text{Li}$ が π^0 中間子弱崩壊(${}^7_\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \pi^0$)を起こし、その娘核である ${}^7\text{Li}$ の γ 遷移による($E_\gamma = 478$ keV)のピークも見える。

⁴B(E2) は $B(E2; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{M_i, M_f} |\langle \varphi_{J_f M_f} | Q^{E2} | \varphi_{J_i M_i} \rangle|^2$ と表すことができ、E2 遷移オペレータ Q^{E2} を $\alpha - d$ cluster model で表すと $Q^E = \sum_{k=\alpha, d} e_k r_k^2 Y_{2\mu}^*(\Omega_k) \propto R^2 Y_{2\mu}^* \Rightarrow B(E2) \propto |\langle R^2 \rangle|^2$ となるので、 ${}^6\text{Li}$ と比較することで ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の大きさを知ることができる。

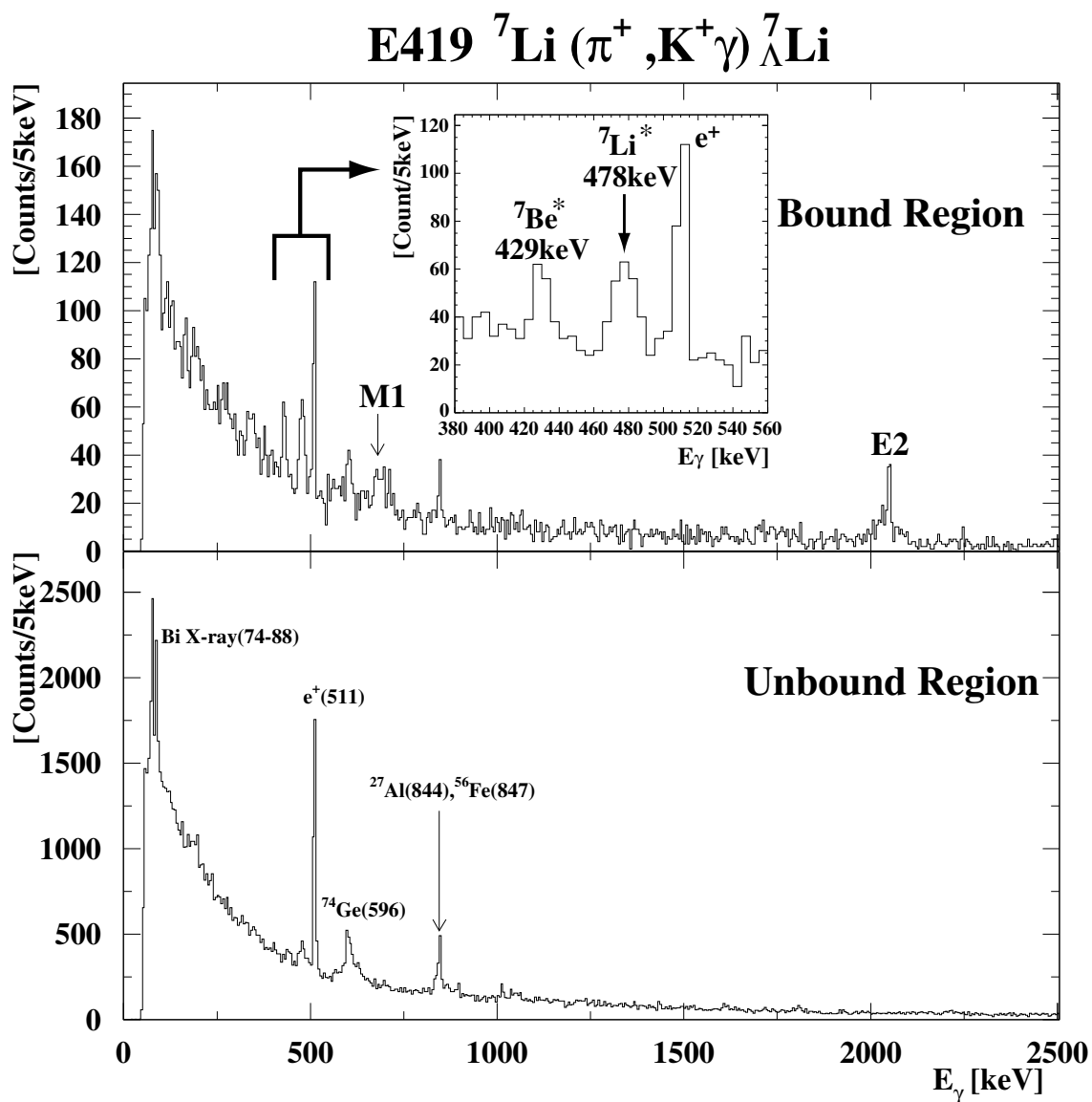


図 4.7: γ 線エネルギースペクトル (BGO サプレッションによるカットを含む 14 台の Ge 検出器の sum); 上図は ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の bound region のカットをしたもので下図は unbound region のカットをしたものである.

娘核からの γ 線の評価

得られた γ 線スペクトルから、 π 中間子弱崩壊によって生成された娘核の励起状態からの γ 線の count 数を評価してみる。

娘核の励起状態からの γ 線は、それぞれ 429 keV (${}^7\text{Be}^*$), 478 keV (${}^7\text{Li}^*$) である (図 1.6 参照)。そこでスペクトル中の $E_\gamma = 380 \sim 560$ keV の範囲にある 3 つのピーク (429 keV, 478 keV, 511 keV) を 3 gaussian とバックグラウンドとして 1 次関数を用いて fit した。fit の結果を図 4.8 に載せる。

これにより得られた γ 線の count 数 N_γ は、

$$N_\gamma = 68.1 \pm 10.6 \pm 10.1 \quad ({}^7\text{Be}^*; E_\gamma = 429 \text{ keV})$$

$$N_\gamma = 117.4 \pm 13.0 \pm 8.8 \quad ({}^7\text{Li}^*; E_\gamma = 478 \text{ keV})$$

となった。誤差は統計誤差によるものと、fit の範囲を最適な場合と最小限にした場合との値の違いから生じる系統誤差である (図 4.9)。得られたピークの count 数は、誤差 σ の 7 倍以上あるのでピークとして認知しても差し支えない。またピークの分解能は娘核の励起状態の平均寿命が 0.1 psec 程度なので、検出器本来の分解能と γ 線がドップラーシフトの影響を受けることを考えると理にかなった数字になっている。即ち、 π 中間子弱崩壊による娘核の反跳運動量は約 100 MeV/c で、この時反跳核がターゲット中で止まるのにかかる時間は数 psec 程度であるので、先程の M1 遷移による γ 線は反跳核が減速する前に放出される。これをエネルギーの広がり当てはめると約 10 keV 程度になり、 ${}^7\text{Be}^*$ 側の γ 線の測定値にほぼ一致する。また ${}^7\text{Li}^*$ 側の γ 線の広いピーク幅は、(n,n') 反応による大きな反跳運動量のためと考えられるので問題はない。

peak #	エネルギー [keV]	FWHM [keV]	count 数
#1	429.7 ± 0.8	9.7 ± 1.7	$68.1 \pm 10.6 \pm 10.1$
#2	478.0 ± 0.8	14.4 ± 1.5	$117.4 \pm 13.0 \pm 8.8$

表 4.3: $E_\gamma = 500\text{keV}$ 近傍の γ 線スペクトルの fit 結果

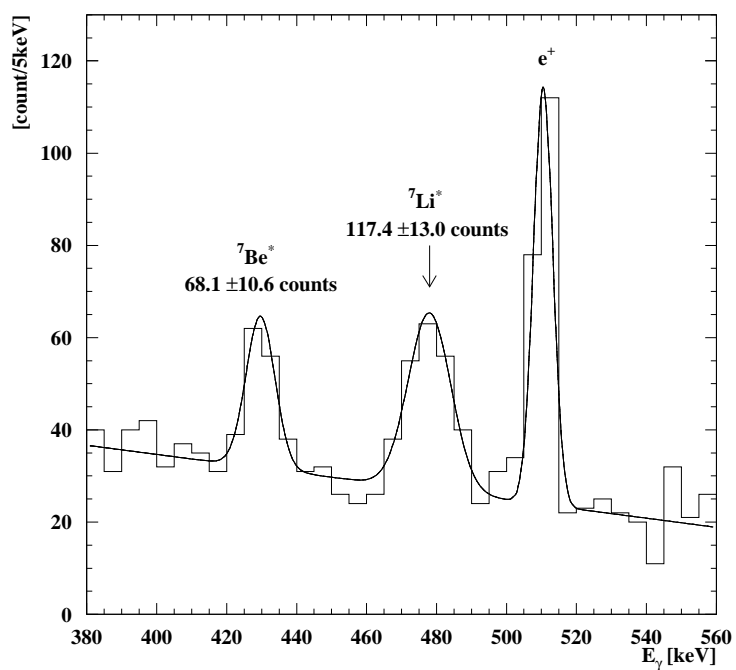


図 4.8: ${}^7\text{Li}$ 束縛事象に対する $E_\gamma = 500$ keV 近傍の γ 線スペクトル ; fit は 3 gaussian と 1 次関数による.

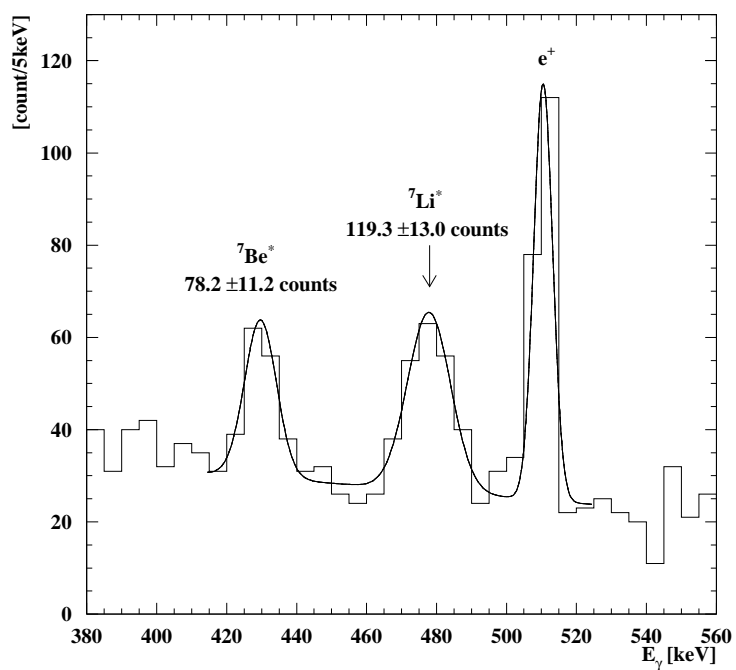


図 4.9: 図 4.8 と同じスペクトルに対して fit 範囲を最小限にしたもの.

4.4 Hyperballの検出効率

実験中に於ける Hyperball の検出効率については、すでに前節で述べた3つの要因が考えられる。1つ目は Hyperball の絶対検出効率(ビームオフ時) $\varepsilon_{absolute}$ 、2つ目はビームオン/オフの相対検出効率 $R_{livetime}$ 、3つ目はサプレッサーによる accidental kill rate $F_{a.k.r.}$ である。それぞれの値は第3.4節で求めているので、ここではそれらを合わせて最終的な検出効率 $\varepsilon_{Hyperball}$ を導出してみる。即ち、

$$\begin{aligned}\varepsilon_{Hyperball} &= \varepsilon_{absolute} \cdot R_{livetime} \cdot (1 - F_{a.k.r.}) \\ &= (3.27 \pm 0.03\%) \cdot (53.4 \pm 0.1 \pm 0.5\%) \cdot \{1 - (4.09 \pm 0.06\%)\} \\ &= 1.67 \pm 0.01 \pm 0.01\% \quad ({}^7\text{Be}^* ; E_\gamma = 429\text{keV})\end{aligned}$$

同様に ${}^7\text{Li}^*(E_\gamma = 478 \text{ keV})$ の於ける検出効率も求めてみると、

$$\varepsilon_{Hyperball} = 1.58 \pm 0.01 \pm 0.01\% \quad ({}^7\text{Li}^* ; E_\gamma = 478\text{keV})$$

となった。

4.5 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^- 分岐比

${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛状態数 N_{bound}	81386 ± 285
${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}^*$ の γ 線 [†] の count 数 N_{γ}	$68.1 \pm 10.6 \pm 10.1$
ビームオン中の Hyperball の絶対検出効率 $\varepsilon_{Hyperball}$	$1.67 \pm 0.01 \pm 0.01\%\ddagger$
[†] $E_{\gamma}=429$ keV [‡] $E_{\gamma}=429$ keV に対する値	

表 4.4: 解析結果のまとめ

第 4.2, 4.3, 4.4 節で求めてきたものをまとめると、表 4.4 のようになる。以上の結果を基に、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^- 中間子弱崩壊のうち ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態から娘核である ${}^7\text{Be}$ の第一励起準位への分岐比 $\text{B.R.}_{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})$ を求めてみる。

式 (4.1) の右辺に解析結果から得られた値を代入して、

$$\text{B.R.}_{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) = 5.00 \pm 0.78 \pm 0.74\%$$

という値を得ることができた。

4.6 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピン決定

本節では、前節で求めた分岐比を基に ${}^7_\Lambda\text{Li}$ 基底状態のスピンについて議論してみたい。

第 1.5 節で述べたように、 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピンは $J^\pi = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$ のいずれかしか考えられない。過去の実験結果から、 ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{He}$ の基底状態二重項 ($0^+, 1^+$) のうち 0^+ が下の準位であることが分かっているので [8, 10]、 ΛN 間のスピンスピン相互作用はスピンの反平行の時に引力であると考えられる。このことから ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピンは、 $\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$ のうち $\frac{1}{2}^+$ の方であろうと推定されているが、実験的な根拠はこれまではなかった。

前節では ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の分岐比 $\text{B.R.}_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})$ を得たので、これを理論と比較してみる。求めた分岐比に対する崩壊率 $\Gamma_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})$ は理論から求められており [59, 60]、

$$\begin{aligned}\Gamma_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.}(J^\pi = \frac{1}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) &= 0.070 \Gamma_\Lambda \quad (0.052 \Gamma_\Lambda) \\ \Gamma_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.}(J^\pi = \frac{3}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) &= 0.007 \Gamma_\Lambda\end{aligned}$$

となっている (図 1.7 (p. 14) 参照)。 Γ_Λ は free な Λ 粒子の崩壊率で⁵、括弧内の数値は cluster model から計算された値である。またその他に ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の全崩壊率 $\Gamma({}^7_\Lambda\text{Li})$ も必要になるのだが、これは理論的にも実験的にも確かな値が出されていない。そこでこの値には、実験的に出されている他の軽い Λ ハイパー核の全崩壊率 ($A=4,5,11,12$) から推測した値を用いることにする (図 4.10, 表 4.5)。即ち、

$$\Gamma({}^7_\Lambda\text{Li}) = 1.2 \pm 0.4 \Gamma_\Lambda$$

と仮定することにした [6]。以上から求まる分岐比 $\text{B.R.}_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})_{theory}$ は、

$$\begin{aligned}\text{B.R.}_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.}(J^\pi = \frac{1}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})_{theory} &= \Gamma_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.}(J^\pi = \frac{1}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) / \Gamma({}^7_\Lambda\text{Li}) \\ &= 5.8 \pm 1.9 \% \quad (4.3 \pm 1.4 \%)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{B.R.}_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.}(J^\pi = \frac{3}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st})_{theory} &= \Gamma_{\pi-}({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.}(J^\pi = \frac{3}{2}^+) \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) / \Gamma({}^7_\Lambda\text{Li}) \\ &= 0.6 \pm 0.2 \%\end{aligned}$$

となる。

⁵ $\Gamma_\Lambda = \hbar/2.63 \times 10^{-10} \text{sec.}$

この値と前節で求めた分岐比 $\text{B.R.}\pi^-({}^7_\Lambda\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^*_{1st}) = 5.00 \pm 0.78 \pm 0.74\%$ を比較してみると、明らかに ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピンが $\frac{1}{2}^+$ であることを示していることが分かる。

以上から ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピンは $\frac{1}{2}^+$ であると結論できる。

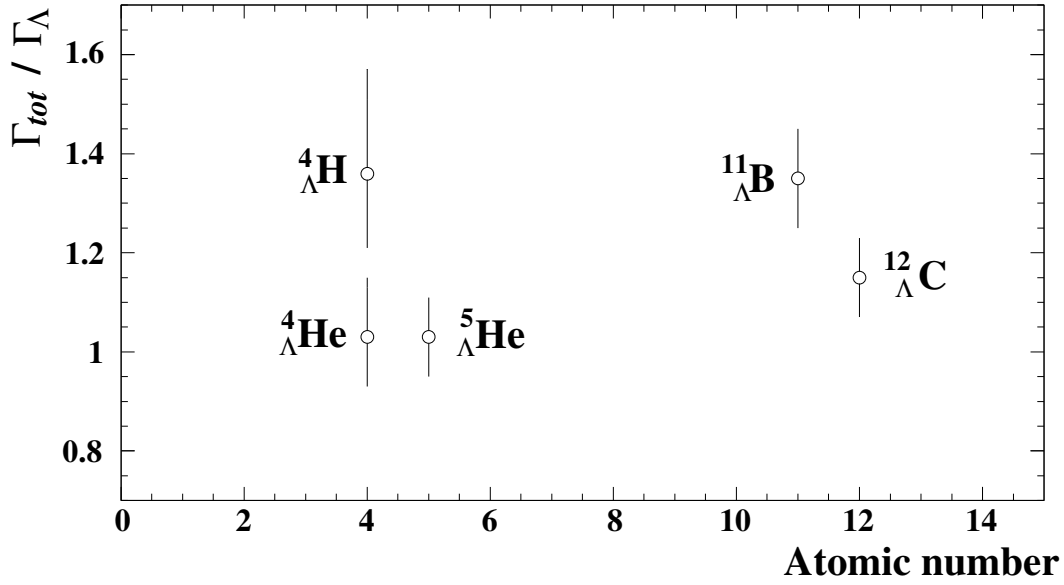


図 4.10: 過去に測定された $A=4\sim 12$ の Λ ハイパー核の $\Gamma_{tot}/\Gamma_{\Lambda}$

	$\tau [ps]$	$\Gamma_{tot}/\Gamma_{\Lambda}$	索引	その他
${}^4_\Lambda\text{H}$	194^{+24}_{-26}	$1.36^{+0.21}_{-0.15}$	[50],[52]	(stopped K^- , π^0)
${}^4_\Lambda\text{He}$	256 ± 27	$1.03^{+0.12}_{-0.10}$	[52]	(stopped K^- , π^-)
		1.07 ± 0.11	[48]	(K^- , π^-)
${}^5_\Lambda\text{He}$	256 ± 21	1.03 ± 0.08	[47]	(K^- , π^-)
${}^{11}_\Lambda\text{B}$	192 ± 22	1.37 ± 0.16	[46]	(K^- , π^-)
	195 ± 14	1.35 ± 0.10	[57]	(π^+ , K^+)
${}^{12}_\Lambda\text{C}$	211 ± 31	1.25 ± 0.18	[46]	(K^- , π^-)
	228 ± 15	1.15 ± 0.08	[57]	(π^+ , K^+)

表 4.5: 過去の実験結果から求められた Λ ハイパー核の寿命及び全崩壊率

第5章 まとめ

本研究では、ハイパー核研究用ゲルマニウム検出器システム (Hyperball) を用いた ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核分光実験より得られたデータを基に、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の基底状態から π^- 中間子弱崩壊による娘核 ${}^7\text{Be}$ の第一励起状態への分岐比を導出し、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンを決定した。以下にその経緯を項目別にまとめた。

ハイパー核 γ 分光用ゲルマニウム検出器システム (Hyperball) と KEK-PS E419

このシステムはハイパー核の研究用に建設されたもので、本実験 (KEK-PS E419) では 2 MeV の領域の γ 線に対して約 2 % の光電ピーク効率と約 0.2 % の分解能を、そしてビームハローによる高計数率の状況下で deadtime が約 45 % の性能を発揮した。これは、体積の大きな高純度ゲルマニウム検出器を大量導入し、その周りをコンプトンサプレッサーとしての役割を持つ BGO シンチレーションカウンタで覆い、また高計数率に耐えられるように改良されたメインアンプ (Ultra High-rate Amp.) と transistor-reset 型プリアンプを用いることで、初めて可能になった。本実験では過去にその存在が確認されていた E2 遷移の正確なエネルギーを決定し、そのピークの形からその $B(E2)$ を割り出ただけでなく、初めて M1 遷移 ($\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$) を観測し、そのエネルギーを求めることができた。これにより ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の核構造研究に有益な情報を加えただけでなく、核内に於ける Λ 粒子と核子の相互作用のうち、スピンスピン相互作用 ($V_{\sigma}(r)$) の大きさを実験的に確立した。今後は ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ や ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$, ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ の γ 分光により、その他のスピン依存相互作用についてもその解明が期待される。

分岐比 $B.R._{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}_{1st}^*)$

ハイパー核 γ 分光に於いては、そのハイパー核の弱崩壊先である娘核からの γ 線も観測することが可能であると考えられる。本実験では、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0/π^- 中間子弱崩壊による娘核である ${}^7\text{Li}$ と ${}^7\text{Be}$ の第一励起状態からの M1 遷移による γ 線 (それぞれ $E_{\gamma}=478$ keV, 429 keV) を測定した。本研究ではそのうち ${}^7\text{Be}$ 側の γ 線の収量を正確に測定することで、分岐比 $B.R._{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}_{1st}^*)$ を求めた。結果は

$$B.R._{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}_{1st}^*) = 5.00 \pm 0.78 \pm 0.74 \%$$

となった。

${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピン

先に求めた分岐比を基に、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンを決定した。これは ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンとして考えられる2つの候補 ($\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$) によって、理論から予想される分岐比の違いが約10倍あることを利用したものである。その結果、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンは、

$$J^{\pi} = \frac{1}{2}^+$$

と結論された。 γ 線を使ったこのような方法で Λ ハイパー核の基底状態のスピンを決定したのは本実験が世界で初めてであり、この新しい方法が他の Λ ハイパー核のスピン決定にも利用できるであろう。

付 録 A ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0 分岐比の検討

第 4.1 節で述べたように、 ${}^7\text{Li}^*(478 \text{ keV})$ の γ 線の数から ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0 中間子弱崩壊 (${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \pi^0$) の分岐比を求めることは、他のバックグラウンド過程による ${}^7\text{Li}^*$ の生成のため困難であった。ここではそのバックグラウンド事象による γ 線 ($E_{\gamma} = 478 \text{ keV}$) の count 数を見積もってみる。またその上で ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0 中間子弱崩壊の分岐比を検討してみることにする。

バックグラウンド事象による γ 線

本実験では (π^+, K^+) 事象とゲルマニウム検出器の同時計数を採用することで ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ からの γ 線を測定する以外に、 (π^+, K^+) 事象以外によるもの ($(\pi^+, p X)$, (n, n') 反応等) が起因している γ 線の測定も行なった (第 3.4.1 節参照)。これらの γ 線のうち (n, n') 反応に起因する γ 線は比較的収量が多い。図 A.1 にそれを示すスペクトルを載せる。図 A.1 上のスペクトルは (π^+, K^+) トリガーで収集したデータに含まれている真の (π^+, K^+) 事象以外の event と同時計数を行った時のもので、主な事象は $(\pi^+, p X)$ 事象である。図 A.1 下のスペクトルは真の (π^+, K^+) 事象によって生成された ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ のうち束縛状態の event と同時計数を行った時のものである。図に示している ${}^{72}\text{Ge}$, ${}^{74}\text{Ge}$, ${}^{76}\text{Ge}$ のピークは皆 (n, n') 反応によるものと考えられている (表 3.5 (p. 66) 参照)。図 A.1 下のスペクトルにも (n, n') による γ 線が見受けられる。これらは (π^+, K^+) や $(\pi^+, p X)$ 反応で発生した中性子が、ゲルマニウム検出器やアルミ製架台等で反応してできたものと思われる。

ここで一つの仮定を試みる。即ち

” (π^+, K^+) , $(\pi^+, p X)$, (n, n') といったビームオン時に起きる反応は、全て互いに独立した事象である”

このことを仮定すると、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛事象との同時計数を行った場合に、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ やその娘核からの γ 線以外の γ 線、即ち (n, n') や $(\pi^+, p X)$ 等から生じる γ 線の count 数は全て一定割合で減少すると考えられる。具体的に見ていくと、まず図 A.1 上/下のスペクトルに存在する主なピークの count 数を求める。図 A.1 上のスペクトルの各々のピーク count 数の相対比は図 A.1 下のスペクトルでも同一であると仮定したので、これから ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛事象と同時計数を行ったスペクトル中の ${}^7\text{Li}^*$ のピークのうち、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の娘核からの γ 線以外のものによる γ 線の count 数を求めることができる。この count 数をもとの count 数から差し引くことで、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の娘核からの γ 線の count 数が求まる。表 A.1 に以上の結果を示す。表中の誤差は統計によるものとバックグラウンドの採り方による系統誤差である。

E_{γ} [keV]	図 A.1 上のピーク count 数	図 A.1 下のピーク count 数
${}^7\text{Li}$ 478	$(4.72 \pm 0.02 \pm 0.18) \times 10^4$	$122.4 \pm 12.1 \pm 9.2$
${}^{76}\text{Ge}$ 564	$(1.93 \pm 0.01 \pm 0.11) \times 10^4$	not identified
${}^{74}\text{Ge}$ 596	$(8.43 \pm 0.03 \pm 0.48) \times 10^4$	$135.5 \pm 8.0 \pm 7.5$
${}^{72}\text{Ge}$ 692	$(1.27 \pm 0.01 \pm 0.07) \times 10^4$	not identified
${}^{73}\text{Ge}$ 834	$(3.25 \pm 0.03 \pm 0.19) \times 10^4$	$60 \pm 12.3 \pm 48.0$
${}^{27}\text{Al}, {}^{56}\text{Fe}$ 844,847	$(1.56 \pm 0.01 \pm 0.03) \times 10^4$	$28.0 \pm 5.7 \pm 14.0$
	from ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の弱崩壊	from (n,n') etc.
${}^7\text{Li}^*$ 478	$46.5 \pm 5.4 \pm 5.4$ counts	$75.9 \pm 4.5 \pm 6.7$ counts

表 A.1: 図 A.1 の主なピークの count 数及び算出した ${}^7\text{Li}^*$ のピーク ($E_{\gamma} = 478$ keV) の内訳 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0 中間子弱崩壊分岐比の検証

先ほど求めた、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π^0 中間子弱崩壊による娘核 ${}^7\text{Li}^*$ からの γ 線の count 数を基に、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態から ${}^7\text{Li}$ の第一励起状態への π^0 中間子弱崩壊の分岐比を求めている。

式 (4.1) に於ける N_{γ} は、

$$N_{\gamma} = 46.5 \pm 5.4 \pm 5.4$$

である。 N_{bound} は π^- 中間子弱崩壊側の分岐比を求めた際に使用した値 (第 4.2 節参照) をそのまま使えるが、 $\varepsilon_{\text{Hyperball}}$ は BGO による accidental kill rate を考慮した値なので、これを除いた $E_{\gamma} = 478$ keV の場合の値を用いる (第 4.4 節参照)。以上より ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ 基底状態からの ${}^7\text{Li}$ の第一励起状態への π^0 中間子弱崩壊による分岐比 $\text{B.R.}_{\pi^0}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Li}_{1st}^*)$ は、

$$\text{B.R.}_{\pi^0}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Li}_{1st}^*) = 3.47 \pm 0.47 \pm 0.40\%$$

となった。

${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核は弱崩壊先の娘核が鏡像核であるので、2 つの核の間に構造上の大きな違いが無い。このような場合 π^0/π^- 中間子弱崩壊の崩壊率 ($\Gamma_{\pi^0}/\Gamma_{\pi^-}$)、即ち分岐比は $\Delta I = 1/2$ 則を反映して $\Gamma_{\pi^0}/\Gamma_{\pi^-} = 1/2$ に近い関係が得られる。本研究に於いて得られた分岐比も、この関係に近い結果を示した。

$$\text{B.R.}_{\pi^0}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Li}_{1st}^*) / \text{B.R.}_{\pi^-}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}_{1st}^*) = 0.69 \pm 0.14 \pm 0.13$$

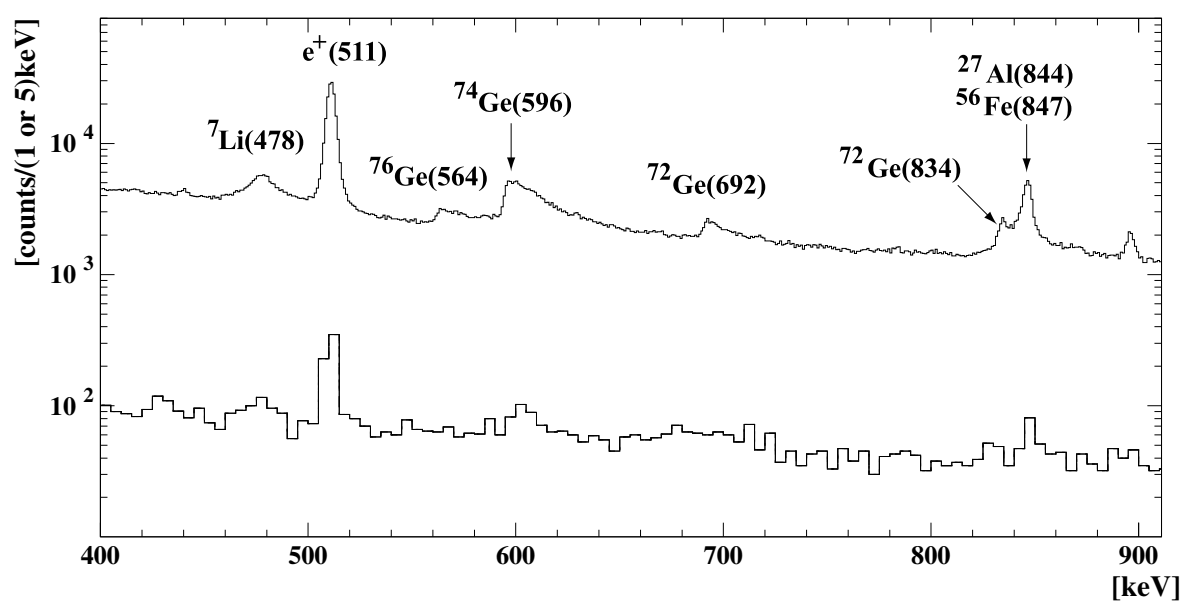


図 A.1: $E_\gamma = 400 \sim 900$ keV のエネルギー領域における γ 線エネルギースペクトル ; 上のスペクトルは (π^+, K^+) トリガーに含まれている真の (π^+, K^+) 事象以外による γ 線 [counts/1 keV] で、下のスペクトルは (π^+, K^+) 事象 + ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の束縛事象の event と同時計数して得られた γ 線 [counts/5 keV] である. 共に BGO によるサプレッションは行っていない.

付 録 B 液体窒素供給装置

本実験 (KEK-PS E419) では、14 台のゲルマニウム検出器を使用した。各検出器は約 3l の液体窒素デュワーを有しているが、この持続時間は約 72 時間と実験期間に対して短いものである。そこで実験を円滑に進めていくためには、実験中に於いても実験エリアに入ることなく液体窒素を供給できるシステムが必要であった。

本実験で使用した液体窒素供給装置の概観を図 B.1 に載せる。このシステムは、架台、18 台分の液体窒素供給ケーブル、温度センサー付きデュワーコネクタ、センサーケーブル、コントロールパネル、1000l の液体窒素デュワー、窒素ポンベ、そして 3 つの液体窒素マニフォールドから構成されている。原理としては、窒素ポンベにある'乾いた'窒素の圧力を利用して、デュワー内の液体窒素を架台に取り付けてあるマニフォールドに送り、そこから各検出器のデュワーへと液体窒素を送り込む仕組みになっている。またこの作業を自動的に行なうよう、タイマーで予約した時間にスイッチが入るようになっている。さらに供給口に付いている温度センサーにより、液体窒素が溢れるのを検知して供給を止める仕組みになっている。また温度センサーは、デュワー内の液体窒素の有無やきちんと供給できたかを判断することも可能にしていた。

しかしながら、実験期間が 5 ～ 7 月に掛けて行なわれたことで予想以上に液体窒素の減る速度が早かったことや、検出器の配置や向きによって液体窒素の入り具合や減り方に大きな差が生じるなど不安要素が多々あったため、最終的には供給サイクルを短くすることで対応した。

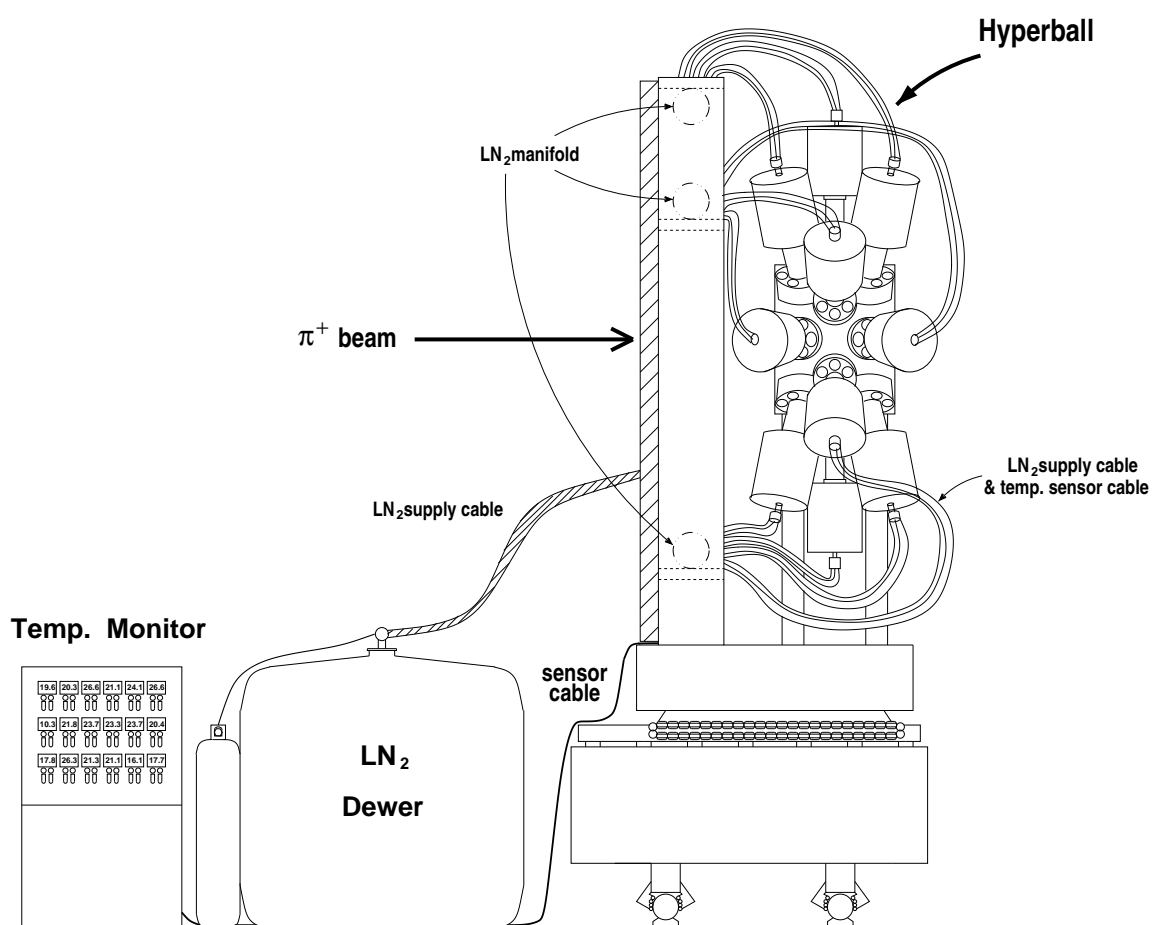


図 B.1: 液体窒素供給装置の概観図

付 録 C ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の束縛状態の検討

第 4.2 節でも述べたように、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ハイパー核の $(J^{\pi}, T) = (\frac{1}{2}^{+}, 1)$ の準位が束縛状態にあるかどうかは定かではない。仮に $(\frac{1}{2}^{+}, 1)$ の準位が粒子崩壊 (${}^5\text{He} + d$) の閾値より僅かに上にあるとすると、

(i) γ 崩壊と粒子崩壊の Q 値の違いから、 γ 遷移の方が起き易い

(ii) $(\frac{1}{2}^{+}, 1)$ からの γ 遷移は M1 遷移であるので十分早く遷移を起こす¹. よってアイソスピン保存から粒子崩壊が抑制される

といった理由により γ 遷移を起こす可能性がある。そこで本実験に於ける最近の解析結果 [3] を基に、本論文とは違った方法をとって ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の π 中間子弱崩壊の分岐比を導出してみる。

先の解析結果では、M1 遷移 ($\frac{3}{2}^{+} \rightarrow \frac{1}{2}^{+}$) の yield が期待される値と比べると約 50% 程度で、またピークの count 数が少なく (E_{γ} が小さい方からそれぞれ 18 ± 5 , 15 ± 5 counts; 図 4.6 参照)、統計的な誤差が大きい。そこで (π^{+}, K^{+}) 反応で生成された ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の $(\frac{1}{2}^{+}, 1)$ 準位のうち γ 遷移を起こす割合を $50 \pm 15\%$ にとり、分岐比 $\text{B.R.}_{\pi^{-}}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^{*}_{1st})$ を再度算出してみる。式 (4.1) のうち値が変わるのは N_{bound} のみで、

$$N_{bound} = 72605 \pm 270 \pm 2634$$

となる。以上から分岐比 $\text{B.R.}_{\pi^{-}}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^{*}_{1st})$ は、

$$\text{B.R.}_{\pi^{-}}({}^7_{\Lambda}\text{Li}_{g.s.} \rightarrow {}^7\text{Be}^{*}_{1st}) = 5.61 \pm 0.87 \pm 0.86\%$$

と求まった。第 4.5 節で求めた値と比べると僅かに大きくなっているが、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の基底状態のスピンの $\frac{1}{2}^{+}$ であるという結論には影響は無い。

¹ 予想される遷移確率のオーダーは $B(M1)$ の値から $(0.1 \text{ fsec})^{-1}$ である [16]。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、本当にたくさんの方々から御指導、御助力を頂きましたことを、心から感謝致します。

私の指導教官である橋本 治 教授には、本研究のみならず、物理に対する基本姿勢や議論等、数え切れない程の御指導を頂きました。また橋本 教授には研究以外の様々な面でも気遣って頂き、感謝の念で一杯です。

私の直接の指導教官で、また KEK-PS E419 のスポークスマンである田村 裕和 助教授には、物理の教授以外にも、実験を行なうための知識や本研究の基本方針等を御指導して頂いた他、私生活の面でも色々と気遣って頂き、心から感謝致します。

中川 武美 教授、小林 俊雄 教授、田中 英二 助教授には、本論文をまとめるにあたり有益な御指摘を頂きました。有難うございました。

永江 知文 助教授、野海 博之 氏、応田 治彦 氏、高橋 俊行 氏には、率直な御指摘、御助言を頂いただけでなく、実験の準備段階から協力して下さり、心から感謝致します。

谷田 聖 氏、秋川 藤志 氏には、実験から解析に到るまで色々と相談事に載ってもらった他、実験期間を最後まで楽しく過ごすことができたのも御二人の御蔭です。心より感謝致します。

また、本実験がこのように素晴らしい成功を治めることができたのも、KEK-PS E419 を支えてくれた阿部 大輔 氏、荒木 公太 氏、Hyoung C. Bhang 教授、遠藤 卓哉 氏、藤井 優 氏、福田 共和 助教授、発知 英明 氏、今井 憲一 教授、垣口 豊 氏、Jungho Kim 氏、Yeongduk Kim 氏、三好 敏喜 氏、村上 哲也 氏、小沢 健一郎 氏、斎藤 悌二郎 助教授、里 嘉典 氏、佐藤 創 氏、Reyad I. Sawafta 教授、関本 美知子 氏、Liguang Tang 教授、Haihong Xia 氏、Shuhua Zhou 教授、Lihua Zhu 氏、並びに KEK-PS の方々の御蔭です。心から感謝致します。

また味村 周平 氏、郡 英輝 氏、中野 譲 氏、玉川 徹 氏には、博士課程前期の 2 年間で色々な面でお世話になりました。有難うございました。

最後に私の研究の場を提供してくれた東北大学並びに橋本研究室の皆様に心から感謝致します。

関連図書

- [1] H.Tamura, KEK-PS Proposal E419.
- [2] K.Tanida, Phys. Master. Thesis, Univ. of Tokyo(1998).
- [3] K.Tanida, Phys. Doctor. Thesis, Univ. of Tokyo(2000).
- [4] S.Satoh, Phys. Master. Thesis, Univ. of Tohoku(1998).
- [5] K.Tanida, private communication.
- [6] O.Hashimoto, H.Tamura, private communication.
- [7] A.Bamber *et al.*, Nucl. Phys. **B60**(1973), 1.
- [8] M.Bedjidian *et al.*, Phys. Lett. **62B**(1976), 467.
- [9] J.C.Herrera *et al.*, Phys. Rev. Lett. **40**(1978), 158.
- [10] M.Bedjidian *et al.*, Phys. Lett. **83B**(1979), 252.
- [11] M.May *et al.*, Phys. Rev. Lett. **51**(1983), 2085.
- [12] R.E.Chrien *et al.*, Phys. Rev. **C41**(1990), 1062.
- [13] M.May *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**(1997), 4343.
- [14] D.J.Millener *et al.*, Phys. Rev. **C31**(1985), 499.
- [15] E.Hiyama *et al.*, Phys. Rev. **C53**(1996), 2075.
- [16] E.Hiyama *et al.*, Phys. Rev. **C59**(1999), 2351.
- [17] O.Richter, M.Sotona, and J.Žofa, Phys. Rev. **C43**(1991), 2753.
- [18] M.Danysz *et al.*, Phil. Mag. **44**(1953), 348.
- [19] W.Brückner *et al.*, Phys. Lett. **55B**(1975), 107.
- [20] W.Brückner *et al.*, Phys. Lett. **79B**(1978), 157.
- [21] R.E.Chrien *et al.*, Phys. Lett. **89B**(1979), 93.

- [22] M.A.Faessler *et al.*, Phys. Lett. **46B**(1973), 468.
- [23] C.Milner *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**(1985), 1237.
- [24] P.H.Pile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**(1991), 2585.
- [25] M.Akei *et al.*, Nucl. Phys. **A534**(1991), 478.
- [26] T.Hasegawa, Phys. Doctor. Thesis, Univ. of Tokyo(1994).
- [27] T.Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. **C53**(1996), 1210.
- [28] T.Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**(1995), 224.
- [29] H.Hotchi, Phys. Master. Thesis, Univ. of Tokyo(1997).
- [30] O.Hashimoto *et al.*, II Nuovo Cimento **102A**(1989), 679.
- [31] C.Bennhold, Nucl. Phys. **A547**(1992), 79c.
- [32] K.Maeda *et al.*, Nucl. Phys. **A577**(1994), 277.
- [33] D.Bertrand *et al.*, Nucl. Phys. **B16**(1970), 77.
- [34] R.H.Dalitz and L.Liu, Phys. Rev. **116**(1959), 1312.
- [35] M.M.Block, *et al.*, Proc. Int. Conf. Hyperfragments, St Cergue CERN 64-1(1963), 63.
- [36] D.H.Davis, R.Levi Setti and M.Raymund, Nucl. Phys. **41**(1963), 73.
- [37] R.H.Dalitz, Nucl. Phys. **41**(1963), 78.
- [38] P.Vilain *et al.*, Nucl. Phys. **B13**(1969), 451.
- [39] D.Zieminska, Nucl. Phys. **A242**(1975), 461.
- [40] D.Kielczewska, *et al.*, Nucl. Phys. **A238**(1975), 437.
- [41] D.Zieminska and D.H.Dalitz, Nucl. Phys. **A238**(1975), 453.
- [42] A.Montwill *et al.*, Nucl. Phys. **A234**(1974), 413.
- [43] H.G.Miller *et al.*, Phys. Rev. **167**(1968), 922.
- [44] G.Key *et al.*, Nucl. Phys. **B67**(1973), 269.
- [45] G.Key *et al.*, Phys. Rev. Lett. **20**(1968), 1383.
- [46] R.Grace *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**(1985), 1055.

- [47] J.J.Szymanski *et al.*, Phys. Rev. **C43**(1991), 849.
- [48] V.J.Zeps *et al.*, Nucl. Phys. **A639**(1998), 261c.
- [49] H.Tamura *et al.*, Prog. Theo. Phys. Suppl., **No.117**(1994), 1.
- [50] H.Outa *et al.*, Nucl. Phys. **A547**(1992), 109c.
- [51] H.Outa *et al.*, Nucl. Phys. **A585**(1995), 109c.
- [52] H.Outa *et al.*, Nucl. Phys. **A639**(1998), 251c.
- [53] A.Sakaguchi *et al.*, Phys. Rev. **C43**(1991), 73.
- [54] R.Bertini *et al.*, Phys. Lett. **90B**(1980), 375.
- [55] H.Noumi *et al.*, Phys. Rev. **C52**(1995), 52.
- [56] H.Bhang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**(1998) 4321.
- [57] Y.Sato, Phys. Doctor. Thesis, Univ. of Tohoku(1998).
- [58] Y.Sato *et al.*, Nucl. Phys. **A638**(1998), 279c.
- [59] T.Motoba *et al.*, Nucl. Phys. **A489**(1988), 683.
- [60] T.Motoba and K.Itonaga, Prog. Theo. Phys. Suppl., **No.117**(1994), 477.
- [61] J.Nieves and E.Oset, Phys. Rev. **C47**(1993), 1478.
- [62] P.D.Barnes, Nucl. Phys. **A450**(1986), 43c.
- [63] A.Ramos and C.Bennhold, Nucl. Phys. **A585**(1995), 375c.
- [64] F.Ajzenberg-selove and T.Lauritsen, Nucl. Phys. **A227**(1974), 1.
- [65] D.H.Davis, Nucl. Phys. **A547**(1992), 369c.
- [66] M.Juric *et al.*, Nucl. Phys. **B52**(1973), 1.
- [67] G.T.Ewan and J.Tavendale, Can. J. Phys. **42**(1964), 2286.
- [68] C.Chasman, K.W.Jones and R.A.Ristinen, Nucl. Instr. and Meth. **37**(1965), 1.
- [69] R.L.Bunting and J.J.Kraushaar, Nucl. Instr. and Meth. **118**(1974), 565.
- [70] G.Presser and R.Bass, Nucl. Phys. **A182**(1972), 321.
- [71] P.J.Locard, S.M.Austin and W.Benenson, Phys. Rev. Lett. **19**(1967), 1141.
- [72] Table of Isotope, 7th edition, A Wiley-Interscience Publication

- [73] C.Caso *et al.*, The Euro. Phys. J. **C3**(1998), 1.
- [74] J.E.Moyal, Phil. Mag. **46**(1955), 263.
- [75] E.L.Goldwasser, F.E.Mills, and A.O.Hanson, Phys. Rev., **88**(1952), 1137.
- [76] Victoria Mclane, Charles.L.Dunford, Philip.F.Rose, Nat. Nucl. Data Cen.(BNL), Neutron Cross Sections Vol.2, Aca. Press. Inc.