

修士論文

核内 Λ の β 崩壊率測定用検出器の研究

Study of detectors for measuring the Λ 's beta decay rate in nuclei

成 済秀

東北大学大学院 理学研究科 物理学専攻
原子核物理研究室

令和 5 年

核内 Λ の β 崩壊率測定用検出器の研究東北大学大学院理学研究科 物理学専攻 原子核物理研究室
成 済秀

1. 序論

原子核内では、核子内部のクォークが核子間を媒介する中間子場の影響を受け、核子の性質や構造が変化する可能性があることが予想されている。核内バリオンの性質変化を調べるために、我々は Λ ハイパー核を用い、核内 Λ の β 崩壊率を測定し、自由空間での値から変化するかどうかを調べる実験を計画している。Quark Meson Coupling モデルを用いた理論計算によると、原子核密度 0.17 fm^{-3} にて β 崩壊率は最大 20 % 減少すると予想されている [1]。我々は ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ を生成し、 Λ の β 崩壊率を 4.5 % の精度で測定することを目標としており、そのためには 4 % の精度で β 崩壊分岐比を測定する必要がある。しかし、 Λ の β 崩壊分岐比は他のモードに比べて極めて小さい ($\sim 10^{-4}$) ことから、他の崩壊モード ($\Lambda \rightarrow p\pi^{-}$, $n\pi^0$, non mesonic weak decay) による大量のバックグラウンドが問題となる。効率よく β 崩壊電子を測定し、かつバックグラウンドを除去するために、標的をプラスチックカウンター、ルサイトチェレンコフカウンター、BGO カロリメータで囲う実験セットアップを考えている。特に、BGO カロリメータでは図 1 に示すようなヒット・クラスター解析により β 崩壊電子を選択する。

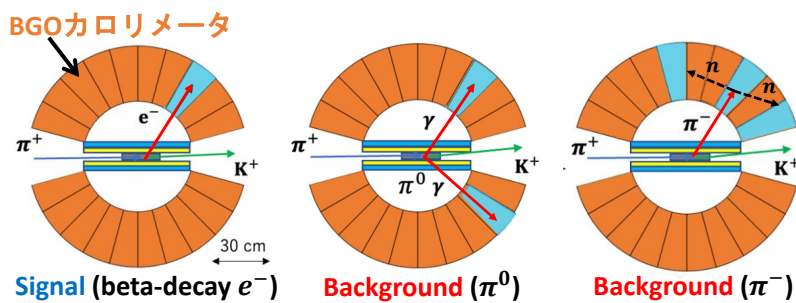


図 1: BGO カロリメータでのクラスター解析の概略図 [2]。

2. β 崩壊率測定実験の検討状況と問題点

GEANT4 シミュレーションを用いた先行研究 [2] では、標的周りの全ての検出器を用いて β 崩壊電子以外のバックグラウンドを十分に抑制でき、最終的に残るバックグラウンドは $0.26 \%(\pi^{-}) + 3.6 \%(\pi^0) \sim 4 \%$ であり、4 % の精度で β 崩壊分岐比を測定可能であると見積もられた。中でも BGO のクラスター数 = 1 を要求すると、93 % の π^{-} を除去できた。しかし、BGO を構成する原子核での π^{-} 吸収過程により放出される中性子のデータと、BGO での中性子の検出効率のデータは存在しないため、この π^{-} 除去の見積もりには不定性が残る。 π^{-} 吸収による放出中性子の数や BGO での中性子の検出効率を GEANT4 がより少なく見積もっていた場

合、BGO のクラスター数は少なくなり、残る π^{-} バックグラウンドは増えてしまう。本研究の目的は、BGO 検出器内における π^{-} 吸収過程とそれにより放出される中性子の応答を調べ、より現実に即した見積もりを与えることである。

3. π^{-} バックグラウンド見積もりの不定性

π^{-} による影響を正確に見積もるためには、 π^{-} 吸収起因の中性子と BGO での中性子の検出効率を実測する必要がある。Bi, O, Cu での π^{-} 吸収により放出される中性子の個数を、既存の測定値と GEANT4 シミュレーション結果で比較した結果、エネルギー領域や核種によって、シミュレーションの過小/過大評価があることが分かった。また、BGO での 80 – 650 MeV の中性子の検出効率について比較した過去の研究 [3] によると、BGO での中性子検出効率は 80 MeV で 10 % 程度シミュレーションよりデータの方が低い、本研究で必要な 1 – 70 MeV 領域に関しては測定データがない。

現状の β 崩壊実験シミュレーションにおいては、クラスター数を多く見積もる要素と少なく見積もる要素が混在し、見積もりの不定性がどの程度存在するか定量的な評価は困難であった。したがって実測が必要である。

4. π^{-} ビームを用いた BGO テスト実験のデザインと準備

${}^5_{\Lambda}\text{He}$ の弱崩壊で放出される π^{-} の運動量は約 $100 \text{ MeV}/c$ であり、BGO カロリメータ中ですぐ静止する。このような低運動量及び静止した π^{-} の BGO での反応を調べたい。しかし、このような低運動量の π^{-} ビームは現実的には利用できない。そこで J-PARC K1.8 ビームラインでの運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^{-} ビームを用いたハイパー核実験の際に、 K^{-} 崩壊 ($K^{-} \rightarrow \pi^{-}\pi^0$) によって放出される π^{-} をビームとして用いることを検討した。図 2 はテスト実験セットアップである。 π^{-} の運動量は、 K^{-} の方向と π^{-} の方向がなす角 (崩壊角) によって一意的に決まる。 K^{-} の方向に対し、約 23.77° を臨む検出器配置をデザインし、角度検出器 (TC1, 2) で角度を選択することで約 $262 \text{ MeV}/c$ の運動量を持った π^{-} を選択し、その下流の BGO カウンター (BGO1) に入射させ静止させる。そして BGO1 の隣の別の BGO カウンター (BGO2) にて、 π^{-} 吸収過程により放出される中性子の数を測定する。中性子を測定するために、BGO1, 2 の間にプラスチックカウンター (PL1) を配置し、 π^{-} 吸収起因の中性粒子によって BGO2 がヒットした事象を同定する。また、 K^{-} は、

$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ にも崩壊し、その μ^- は BGO1 で静止しない。BGO1 の後ろにプラスチックカウンター (PL2) を配置し、ヒットの有無で μ^- を除去する。

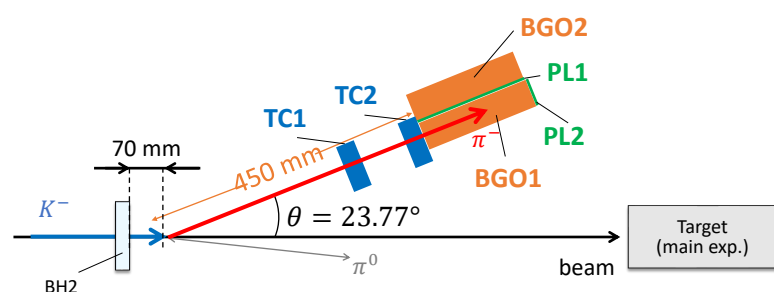


図 2: π^- 吸収テスト実験セットアップの概要。

本研究では本テスト実験で用いる検出器のデザインと製作、性能評価を行った (図 3)。BGO カウンターは、 $50 \times 50 \times 200$ mm の結晶を使用し、Multi-Pixel Photon Counter(MPPC) を 16 個並べた基板を製作して信号を読みだした。 π^- の崩壊角を測定する角度検出器は $2.0 \times 2.0 \times 79.0$ mm のプラスチックシンチレータを 1 セグメントとして層状に重ねたデザインとし、1 層 32 セグメント、それを X, Y 層の 2 層重ねて構成されている。宇宙線を用いて光量評価を行い、最小電離粒子 (MIP) に対して約 50 p.e. と十分な光量が得られた。荷電粒子を veto するプラスチックカウンターは、その表面に溝を掘ってそこに波長変換ファイバーを埋め込むデザインとした。製作した検出器は β 線源 ^{90}Sr を用いて光量評価を行い、MIP 粒子に対しても十分な光量が得られることを確認した。

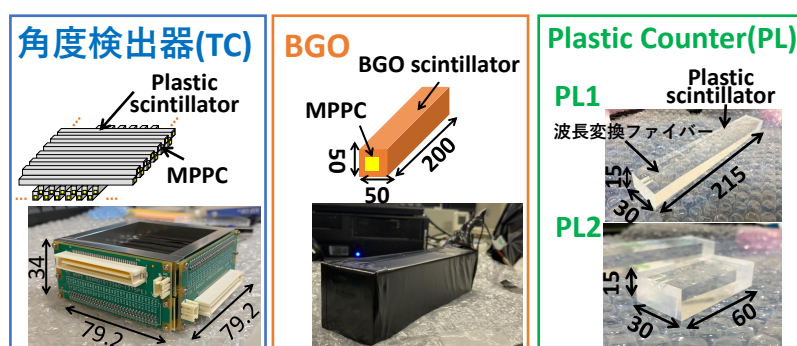


図 3: π^- 吸収テスト実験で用いる製作した検出器 (単位:mm)。

本研究では GEANT4 を用いて、 K^- 崩壊の π^- をビームとして用いることへの評価を行った。 K^- の他の崩壊モードによる影響を調べるため 2 体崩壊由来の π^- の純度を見積もった。シミュレーション上で粒子が BGO1 で静止した事象に対して、BGO1 で静止した K^- 崩壊由来の粒子のうち 2 体崩壊由来の π^- の純度は、約 91.7 % であった。シミュレーションの結果、図 2 に示す現在のセットアップに加えて BGO1 の側面と下側にもプラスチックカウンター (PL) を配置して BGO1 を PL で覆い、さらに各 PL を 2 層配置することで、最終的に π^- の純度 86.5 % を達成することが分かった。 K^- ビームを用いたハイパー核実験の期間 (約 20 日間) での予想 π^- 静止事象は約 10^6 個であった。

5. 中性子ビームを用いたテスト実験のデザイン

BGO 核内での π^- 吸収過程による影響を正確に見積もるためには、4. で述べた実験で π^- 吸収による中性子の発生数を測定した後、BGO の中性子に対する検出効率を測定する必要がある。 π^- 吸収過程で放出される 1 – 70 MeV のエネルギーの中性子の BGO での検出効率を測定するテスト実験のデザインを行った。107 MeV の陽子を ^{209}Bi 標的に照射し、 30° 方向に放出される中性子を BGO に入射させる。中性子入射数は過去の実験でのこの反応の 2 重微分断面積データをもとに見積もり、中性子のエネルギーは標的から BGO までの飛行時間を測定して求める。1 – 10 MeV, 10 – 30 MeV, 30 – 50 MeV, 50 – 70 MeV のエネルギー領域で、それぞれ中性子検出効率を約 3 % の精度で測定することとした。図 4 に示すようなセットアップにて、 10^{11} 個の陽子を入射させれば、上に述べたどのエネルギー領域においても約 10^4 個以上の中性子が BGO に入射すると見積もった。このことから、BGO での中性子の検出効率が 10 % であると仮定しても、約 10^3 個以上の中性子が検出でき、検出効率を 3 % の精度で測定できる。

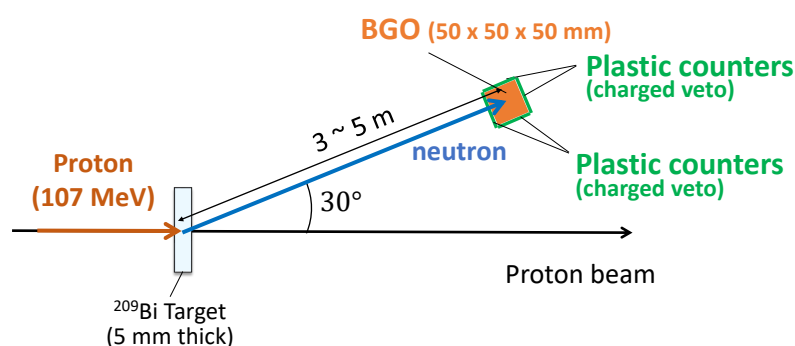


図 4: 中性子検出効率測定実験セットアップ

6. まとめと今後の展望

核内 Λ の β 崩壊率測定を実現するために重要な因子である、 π^- によるバックグラウンドを正しく見積もるために、BGO の原子核内での π^- 吸収による放出中性子を評価するテスト実験のデザインと準備を行い、さらに BGO での中性子検出効率の測定実験をデザインした。今後は、この 2 つのテスト実験を実施して、シミュレーションとデータで違いがみられたとき、 β 崩壊率測定実験のシミュレーターにフィードバックをかけて、より信頼度の高いバックグラウンドの見積もりを行い実験装置のデザインを改良する。

参考文献

- [1] P. A. M. Guichon, A.W. Thomas, Phys. Lett. B773 (2017) 332.
- [2] K. Kamada, Master's thesis, 東北大学, 2021.
- [3] O. Bartalini, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 562 (2006) 85-91

目次

第 1 章	序章	1
1.1	原子核内における Λ 粒子の β 崩壊率変化の可能性	1
1.1.1	QMC model 計算による核内 Λ の β 崩壊率の減少	3
1.1.2	${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 内の Λ 粒子の β 崩壊率変化の可能性	5
1.1.3	Λ 粒子の崩壊モード	5
1.2	核内 Λ の β 崩壊率測定実験	9
1.2.1	J-PARC K1.1 ビームラインでの ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ の生成	9
1.2.2	β 崩壊分岐比測定の設定アップ	13
1.3	本研究の目的	15
第 2 章	β 崩壊率測定実験の検討状況と問題点	17
2.1	標的周りの検出器の概要とバックグラウンド除去率	17
2.1.1	プラスチックカウンター	17
2.1.2	ルサイトチェレンコフカウンター	18
2.1.3	BGO カロリメータ	18
2.2	最終的なバックグラウンド減少率	20
2.3	バックグラウンド見積もりの不定性により与える影響	22
第 3 章	π^- バックグラウンド見積もりの不定性	23
3.1	π^- 中間子吸収反応	23
3.2	GEANT4 における実装	28
3.3	シミュレーションとデータの比較	29
3.3.1	π^- 吸収過程	30
3.3.2	BGO 検出器での中性子の検出効率	36
3.3.3	まとめ	39
第 4 章	π^- ビームを用いた BGO テスト実験のデザインと準備	40
4.1	テスト実験手法	40

4.2	セットアップ	41
4.2.1	K1.8 ビームライン	41
4.2.2	テスト実験セットアップ	42
4.3	テスト実験で用いる検出器	44
4.3.1	BGO 検出器	44
4.3.2	角度検出器 (Tracking counter)	48
4.3.3	プラスチックカウンター	56
4.3.4	検出器の架台	59
4.4	シミュレーション	64
4.4.1	検出器ジオメトリとシミュレーションのセットアップ	64
4.4.2	他 K^- 崩壊モードによるバックグラウンド	67
4.4.3	イベント選択によるバックグラウンド除去	71
4.4.4	π^- 中間子収量の見積もり	72
4.4.5	中性子の閾値	74
4.5	まとめ	75
第 5 章	中性子ビームを用いたテスト実験のデザイン	76
5.1	実験デザイン	76
5.1.1	セットアップ	77
5.1.2	必要とされる検出効率測定精度	78
5.1.3	中性子入射数とエネルギー分解能の見積もり	78
5.2	まとめ	81
第 6 章	まとめと今後の展望	82
6.1	まとめ	82
6.2	今後の展望	83
付録 A	β 崩壊率測定実験のバックグラウンド除去と予想収量	85
A.1	プラスチックカウンターでのバックグラウンド除去	85
A.1.1	Δz 法	87
A.2	Photon veto カウンターでのバックグラウンド除去	88
A.3	予想される β 崩壊事象の収量	89
	参考文献	91

目次

1.1	自由空間、核内での Λ 粒子の概略図	3
1.2	QMC model 計算による原子核密度と g_A の関係	4
1.3	元場らによる、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ の Mesonic weak decay で放出される π^- と π^0 の運動量分布の 計算結果	7
1.4	KEK E462 実験で測定された ${}^5_\Lambda\text{He}$ の Nonmesonic weak decay で放出される核子ペ アの運動エネルギーの和	8
1.5	Λ の β 崩壊電子 ($\Lambda \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$) の運動エネルギー分布	9
1.6	J-PARC K1.1 ビームラインにおける Λ の β 崩壊率測定実験のセットアップ	10
1.7	(K^- , π^-) 反応によって生成された ${}^6_\Lambda\text{Li}$ のスペクトル	11
1.8	KEK E462 実験 [18] で (π^+ , K^+) 反応によって生成された ${}^6_\Lambda\text{Li}$ のスペクトル	12
1.9	標的周りの検出器の概略図	14
1.10	BGO カロリメータにそれぞれ β 崩壊電子、 Λ の主な崩壊モードからの π^0 、 π^- が入 射したときの概略図	15
2.1	BGO カロリメータでのクラスター数の概略図	19
2.2	先行研究のシミュレーションで得られた β 崩壊電子、 π^0 、 π^- が生成するクラスター 数の分布	20
2.3	シミュレーションによって得られた、バックグラウンド除去後の β 崩壊電子と残った バックグラウンドのスペクトル	21
3.1	π^- を吸収する 2 核子ペアの比 ($R = \frac{N_{np}}{N_{pp}}$)	24
3.2	π^- が C, Cu, Pb に吸収された後、放出される中性子のエネルギースペクトル	25
3.3	π^- が N, Al, Ta に吸収された後、放出される中性子のエネルギースペクトル	26
3.4	GEANT4 における π^- 吸収のイベントディスプレイ	31
3.5	O における π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル	32
3.6	Cu における π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル	33
3.7	Bi における π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル	33

3.8	シミュレーションとデータにおける、 π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル を重ねたもの	35
3.9	エネルギーの関数として表した、実験とシミュレーションによる BGO の中性子検出 効率	37
3.10	異なるエネルギー領域における、中性子のパルスハイト分布の実験結果とシミュレー ション結果	38
4.1	運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^- が $\pi^-\pi^0$ に 2 体崩壊するとき、放出される π^- の崩壊角と運 動量の相関	41
4.2	J-PARC K1.8 ビームラインの概略図	42
4.3	BGO テスト実験のセットアップの概略図	43
4.4	運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^- 崩壊が $\mu^-\bar{\nu}_\mu$ に 2 体崩壊するとき、放出される μ^- の崩壊角 と運動量の相関図	44
4.5	BGO 検出器の概要	45
4.6	BGO 検出器の読み出し基板の回路図	45
4.7	BGO 検出器の読み出し基板のデザインと製作した基板	46
4.8	BGO 検出器の製作	47
4.9	用いる BGO 検出器	48
4.10	製作した角度検出器の概要	49
4.11	角度検出器のフレーム	50
4.12	角度検出器で用いるプラスチックシンチレータ	51
4.13	角度検出器の読み出し基板の回路図	52
4.14	角度検出器の読み出し基板のデザイン	53
4.15	製作した角度検出器	54
4.16	角度検出器の X 層のある 1 セグメントの宇宙線に対する ADC 分布	55
4.17	角度検出器の X 層の全セグメントを足し合わせた宇宙線に対するフォトン数の分布	56
4.18	製作したプラスチックカウンターの形状	57
4.19	プラスチックカウンターの製作過程の写真	58
4.20	ベースプレート上での検出器の固定	60
4.21	台形プレートの概略図	61
4.22	台形プレートの斜辺面に取り付ける水平板	62
4.23	テスト実験で用いる検出器架台	63
4.24	BGO テスト実験シミュレーションのセットアップの概要とジオメトリ	65

4.25	K1.8 ビームラインでの Ξ ハイパー核分光実験における BH2 の位置での K^- 中間子 ビームの空間分布	66
4.26	2 体崩壊の π^- と 3 体崩壊の π^- の崩壊角と運動量の相関	68
4.27	2 体崩壊の π^- と 3 体崩壊の μ^- の崩壊角と運動量の相関	69
4.28	2 体崩壊の π^- と 3 体崩壊の e^- の崩壊角と運動量の相関	70
4.29	^{12}C に対する中性子の反応断面積	72
4.30	BGO を覆うプラスチックカウンターを 2 層にしたセットアップ	73
5.1	107 MeV のエネルギーの陽子による ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 標的での、 30° , 60° , 90° , 120° , 150° 方向に放出された中性子の 2 重微分断面積	77
5.2	中性子検出効率テスト実験のセットアップ	78
5.3	10^{11} 個の陽子を入射させた場合の、1 – 70 MeV の中性子の BGO への入射個数	79
5.4	計算した飛行距離ごとの中性子のエネルギー分解能	80
A.1	先行研究 [20, 21] のシミュレーションで求められた β 崩壊電子、 π^0 、 π^- がプラスチッ クカウンターで落とす全エネルギー	86
A.2	β 崩壊電子、 π^0 、 π^- がプラスチックカウンターで単位長さ当たり落とすエネルギー . .	86
A.3	β 崩壊電子事象と π^0 事象の概略図	87
A.4	β 崩壊電子、 π^0 における点 A、C の z 位置の違い	88
A.5	photon veto カウンターの概略図	89

表目次

1.1	通常核の β 崩壊における g_A のクエンチング	5
1.2	自由空間における Λ 粒子の崩壊分岐比	6
1.3	${}^5_\Lambda\text{He}$ の弱い崩壊の崩壊率を、自由空間における Λ 粒子の崩壊率 Γ_Λ を単位として示したもの。	7
2.1	各検出器におけるバックグラウンド除去解析後の π^- , π^0 によるバックグラウンドの減少率	21
3.1	各原子核における π^- 吸収によって放出される中性子の放出個数	27
3.2	各標的核における π^- 吸収によって放出される中性子の各要素ごとのエネルギー	28
3.3	各原子核における π^- 吸収によって放出される中性子の個数	32
4.1	K^- 中間子崩壊モード	67
4.2	K^- 崩壊粒子静止事象の内訳。	70
4.3	PL2 veto カット、PL 全 veto カット適用後の粒子の内訳	71
4.4	2 層 PL veto カットをした時の、 π^- 検出効率と、全 K^- 崩壊由来粒子のうち π^- の純度	74
A.1	予想される ${}^5_\Lambda\text{He}$ と β 崩壊事象の収量	90

第 1 章

序章

1.1 原子核内における Λ 粒子の β 崩壊率変化の可能性

原子核内では、核子 (陽子、中性子) の性質や構造は変化することが示唆されている。これは核子を構成するクォークが、核内で核子間を媒介する中間子場による影響を受けることから自然に考えられる。実際に核内で核子を構成するクォークの運動量分布は自由空間でのものと比べて変化することがレプトンの高エネルギー深部非弾性散乱実験で分かっており [1]、これは EMC 効果と呼ばれる。しかし、EMC 効果がなぜ起きるのかについて十分には理解が進んでいない。また、核内で核子の大きさが膨れていることを示唆するような実験データや、核内における核子の性質変化を予想する理論モデルは存在するが、明確な実験データは EMC 効果に限られており、核内核子の性質変化がなぜ、どのように起きるかは理論的にも明らかではない。

こうした問題に取り組むうえで問題となるのは、核内には同一の核子が多数存在し、複雑な原子核内の多体効果もあるため、核内中間子場によるある 1 個の核子の性質変化を多体効果から切り離して調べることは困難である。そこで我々は、 Λ ハイパー核を用い、核内の Λ 粒子の性質変化を調べることで、核内の中間子場によるバリオンの性質変化を明らかにしようと考えている。 Λ 粒子は u, d, s クォークから構成されるハイペロンであり、核内において核子による Pauli の排他律の影響を受けない。このことから、原子核内の $0s$ 軌道をも占有することができ、原子核深部の性質を調べるプローブとして使われてきた。 Λ 粒子などのハイペロンは核内で標識可能な粒子として存在することができる。 Λ 粒子のこのような性質から、核内におけるバリオンの性質変化を調べるのに適していると考えられる。

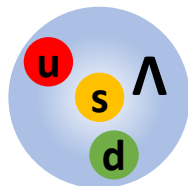
我々は、核内 Λ の性質変化の中でも、 Λ 粒子の β 崩壊 ($\Lambda \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$) を調べることを考えている。核内では中間子場の影響により、 u, d クォークの波動関数の空間的な広がりが、自由空間のものとは比べて広がるとの予想がある。図 1.1 は Λ 粒子が自由空間、また核内に存在するときの概略図である。核内で核子間を媒介する中間子場は u, d クォーク、またその反クォークから構成されることから、バリオン内の s クォークは中間子場との結合が u, d クォークに比べ非常に小さい。したがって図 1.1 の様に、核内では u, d クォークの波動関数が広がるのに対し、 s クォークの波動関数は中間子場からの影響は受

けず、ほとんど広がらないと予想されている。このことから、核内 Λ 粒子の β 崩壊では、中間子場の影響を受けない始状態の s クォークと、中間子場の影響を受ける終状態の u クォークの波動関数の空間的なオーバーラップが減少すると予想される。この構造の変化は核内 Λ 粒子の axial charge g_A の減少としてあらわれる。 Λ 粒子の g_A の減少は、 β 崩壊率の減少として観測される。自由空間での Λ 粒子の axial charge g_A と vector charge g_V の比は測定された [2] が、核内 Λ 粒子の β 崩壊の実験データはない。

以下に述べる Quark Meson Coupling model(QMC model) を用いた理論計算によると、核内で Λ 粒子の g_A は最大で 10% 減少し、そのことから Λ 粒子の β 崩壊率は最大で 20% 減少することが予想されている [3]。

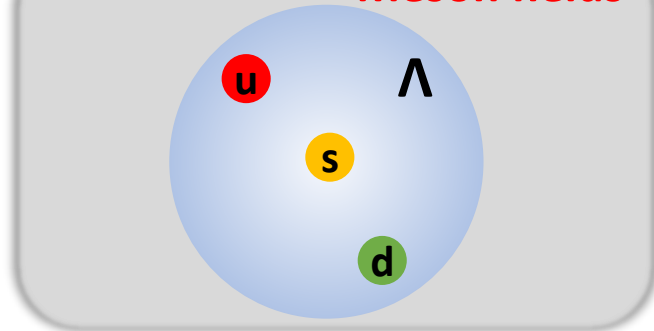
クォークの閉じ込めは QCD から定量的に十分理解されているわけではないので、核内で閉じ込めが緩んでバリオンの構造が変化する様子が実験的に分かるようになれば、閉じ込めの理解への手掛かりになる。さらに、バリオン性質変化を解明することは、中性子星におけるハイペロンパズルを解く手がかりとなりうる。核内でバリオン性質変化が存在すれば、その効果は高密度の中性子星内部では大きくなり、中性子星の最大質量に影響を与える。核内バリオンの性質変化の研究は、QCD に基づいた原子核物理の発展において極めて重要であるといえる。

Free space

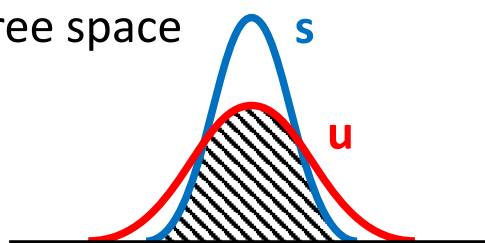


In a nucleus

Meson fields



Free space



In the nucleus

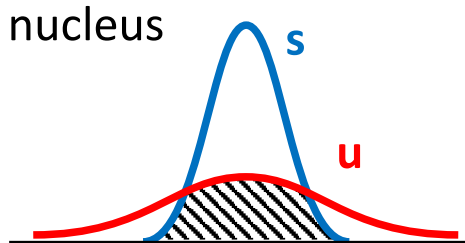


図 1.1: 自由空間、核内での Λ 粒子の概略図。核内中間子場の影響により u, d クォークの波動関数が広がることから、 Λ 粒子の β 崩壊では、始状態の s クォークと、終状態の u クォークの波動関数の空間的なオーバーラップが減少すると予想され、その結果 β 崩壊率は減少することが予想される。

1.1.1 QMC model 計算による核内 Λ の β 崩壊率の減少

Quark Meson Coupling(QMC) model は、バリオン内部に閉じ込められた u, d クォークと核内のスカラー・ベクトル中間子の相互作用を考慮したバグモデルの一種であり、核内のバリオンの質量や半径は中間子とバリオン内のクォークとの相互作用によって変化する [4]。QMC model は、バリオン内の u, d クォークと、 σ, ω, ρ 中間子との結合のみを考慮しており、 s クォークとの結合は含んでいない。このモデルでは、中間子場との結合によりバリオンを構成するクォークの波動関数が広がることで、核内 Λ 粒子の g_A が減少すると予測している。図 1.2 は、QMC model 計算による原子核密度と g_A の関係を示している。ここで、 $g_A(\rho)$ と $g_A(0)$ はそれぞれ、ある密度 ρ における axial charge の値と自由空間での値を示す。色が異なる 3 つの線はそれぞれ、クォークと中間子場の相互作用で異なる結合定数を用いた場合の結果である。密度が大きくなるにつれて g_A は減少する。特に、原子核の飽和密

度 ($\rho \simeq 0.17 \text{ cm}^{-3}$) にて、 g_A は約 $9 \pm 1.6 \%$ 減少する [3]。

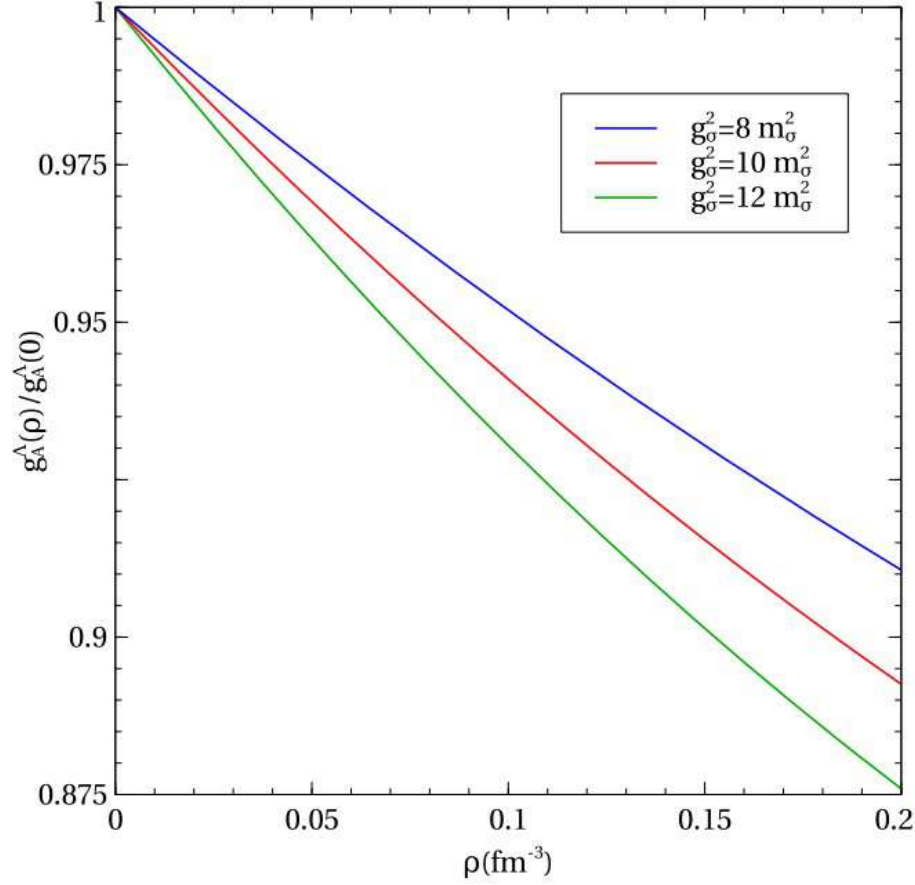


図 1.2: QMC model 計算による原子核密度と g_A の関係 [3]。密度が大きくなるにつれ、 g_A は減少し、原子核の飽和密度 ($\rho \simeq 0.17 \text{ cm}^{-3}$) にて、 g_A は約 $9 \pm 1.6 \%$ 減少する。

一般的な核子の β 崩壊率 Γ_β は、次のように表せる。

$$\Gamma_\beta \propto g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2$$

ここで、 g_V, g_A はそれぞれ、vector charge, axial charge であり、 M_F, M_{GT} はそれぞれ、Fermi 遷移、Gamow-Teller 遷移の行列要素である。この表現はハイパー核内の Λ 粒子の β 崩壊率にも有効である。ここで、 M_F, M_{GT} の値は自由空間での値と変わらないとする。そのとき、 β 崩壊率は、次のように表せる。

$$\Gamma_\beta \propto g_V^2 + 3g_A^2$$

axial charge 部分の計数 3 は、Gamow-Teller 遷移ではフェルミ粒子のスピンの反転することから、遷移演算子にスピン演算子の重みがかかることから生じるものである。 Λ 粒子の β 崩壊が、Gamow-Teller 遷移のみで起こるとき、 Λ 粒子の β 崩壊率は約 20 % 減少するが、ここで考えるのは、自由空間での Λ の β 崩壊と同様に、閉殻の原子核 (0^+) の 0s 軌道に入った Λ が β 崩壊する場合であり、 β 崩壊

は Fermi 遷移と Gamow-Teller 遷移の組み合わせで起こる。axial charge g_A が 10 % 減少するとしたとき、 $g_V = 1$, $g_A(\text{free}) = -0.718$ であることを考慮すると Λ 粒子の β 崩壊率は約 12 % 減少する。

1.1.2 ${}^5_\Lambda\text{He}$ 内の Λ 粒子の β 崩壊率変化の可能性

通常の原子核では、原子核多体効果や、中間子交換流などのハドロニックな効果により Gamow-Teller 遷移が抑制され、 β 崩壊率は減少することが分かっている [5]。これを g_A のクエンチングと呼ぶ。表 1.1 に示すように、原子核の質量数が増加するほど、 g_A のクエンチングは大きくなる [6]。

表 1.1: 通常核の β 崩壊における g_A のクエンチング [6]。
 $M(GT)_{\text{exp}}$, $M(GT)_{\text{th(free)}}$ はそれぞれ g_A が核内で変化しないとした場合の Gamov-Teller 行列要素の実験値と理論値であり、それらの比は g_A のクエンチングに対応する。s 軌道原子核では g_A は約 5 % 減少する。原子核の質量数が増加するほど、クエンチングは大きくなる。

反応	$M(GT)_{\text{exp}}$	$M(GT)_{\text{th(free)}}$	$g_{A\text{exp}}/g_A (= \frac{M(GT)_{\text{exp}}}{M(GT)_{\text{th(free)}}})$
${}^1_0\text{n}(\beta^-){}^1_1\text{H}$	3.100(7)	3.096	1.00
${}^3_1\text{H}(\beta^-){}^3_2\text{He}$	2.929(5)	3.096	0.946
${}^6_2\text{He}(\beta^-){}^6_3\text{Li}$	2.748(4)	3.031	0.907
${}^7_4\text{Be}(\text{EC}){}^7_3\text{Li}$	2.882(4)	3.187	0.904
${}^{11}_6\text{C}(\beta^+){}^{11}_5\text{B}$	1.480(9)	2.084	0.710
${}^{13}_7\text{N}(\beta^+){}^{13}_6\text{C}$	0.788(8)	0.891	0.884

我々は、核内中間子場の影響による g_A の減少を測定する。そのためには、これらのクエンチングによる影響が少ない質量数が小さい原子核での β 崩壊を調べる必要がある。質量数 4 以下の軽い原子核でのクエンチングによる g_A の減少は、5 % ほどである。しかも、これらのクエンチングの効果は、少数系の核では理論的に見積ることができる [8]。そこで、我々は質量数が小さい二重閉殻の ${}^4\text{He}$ に Λ が入った ${}^5_\Lambda\text{He}$ 内の Λ 粒子の β 崩壊率を測定することとした。

1.1.3 Λ 粒子の崩壊モード

自由空間での崩壊

表 1.2 は自由空間における Λ 粒子の崩壊分岐比を示す [2]。自由空間において、 Λ 粒子の崩壊は、 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ の Mesonic weak decay が 99.7 % と支配的である。それに対し、 Λ 粒子の β 崩壊の分岐比は $\sim 8.0 \times 10^{-4}$ と、非常に小さい。

表 1.2: 自由空間における Λ 粒子の崩壊分岐比 [2]。 Γ_i は Λ 粒子のある崩壊モードへの崩壊率であり、 Γ_Λ は全崩壊率である。 Λ 粒子の崩壊は、 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ の Mesonic weak decay が支配的であり、 β 崩壊の分岐比は非常に小さい。

Λ 粒子の崩壊モード	分岐比 (Γ_i/Γ_Λ)
$p\pi^-$	$(63.9 \pm 0.5) \%$
$n\pi^0$	$(35.8 \pm 0.5) \%$
$n\gamma$	$(1.75 \pm 0.15) \times 10^{-3}$
$p\pi^-\gamma$	$(8.4 \pm 1.4) \times 10^{-4}$
$pe^-\bar{\nu}_e$	$(8.32 \pm 0.14) \times 10^{-4}$
$p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$(1.57 \pm 0.35) \times 10^{-4}$

${}^5_\Lambda\text{He}$ 内での崩壊

表 1.3 は、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ の弱崩壊率を、自由空間における Λ 粒子の崩壊率 Γ_Λ を単位として示したものである。 $\Gamma_{p\pi^-}$, $\Gamma_{n\pi^0}$, Γ_{nm} はそれぞれ、 $p\pi^-$ および $n\pi^0$ に崩壊する Mesonic weak decay と Nonmesonic weak decay の崩壊率を表し、 Γ_{tot} と Γ_Λ はそれぞれ、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ 内と自由空間での Λ 粒子の全崩壊率である。 Nonmesonic weak decay とは Λ 粒子が隣接する核子との弱い相互作用によって崩壊するもの ($\Lambda p \rightarrow np$, $\Lambda n \rightarrow nn$) で、原子核内部でのみこの崩壊は起こる。表 1.2 と表 1.3 を比較すると、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ 内で Mesonic weak decay は、自由空間に比べて抑制される。なぜなら Mesonic weak decay 後の陽子の運動量は $\sim 100 \text{ MeV}/c$ で、核内核子の Fermi 運動量 ($\sim 260 \text{ MeV}/c$) より小さいことから、パウリブロッキングを受けるためである。図 1.3 は、理論計算によって得られた ${}^5_\Lambda\text{He}$ の Mesonic weak decay で放出される π^- と π^0 の運動量分布を表す [11]。それぞれ $100 \text{ MeV}/c$ 付近にピークを持っている。

表 1.3: ${}^5_\Lambda\text{He}$ の弱い崩壊の崩壊率を、自由空間における Λ 粒子の崩壊率 Γ_Λ を単位として示したもの。 $\Gamma_{p\pi^-}$, $\Gamma_{n\pi^0}$, Γ_{nm} はそれぞれ、Mesonic decay と Nonmesonic decay の崩壊率を表す。

実験/理論	$\Gamma_{\text{tot}}/\Gamma_\Lambda$	$\Gamma_{p\pi^-}/\Gamma_\Lambda$	$\Gamma_{n\pi^0}/\Gamma_\Lambda$	$\Gamma_{\text{nm}}/\Gamma_\Lambda$
Exp. (K^- , π^-), BNL [7]	1.03 ± 0.08	0.44 ± 0.11	0.18 ± 0.20	0.41 ± 0.14
Exp. (π^+ , K^+), KEK [9, 10]	0.947 ± 0.038	0.340 ± 0.016	0.201 ± 0.011	0.406 ± 0.020
Theor. [11] (YNG)		0.393	0.215	
Theor. [12]		0.386	0.196	
Theor. [13]	0.966			0.358
Theor. [14] (NSC97f)			0.317	
Theor. [15]			0.43	

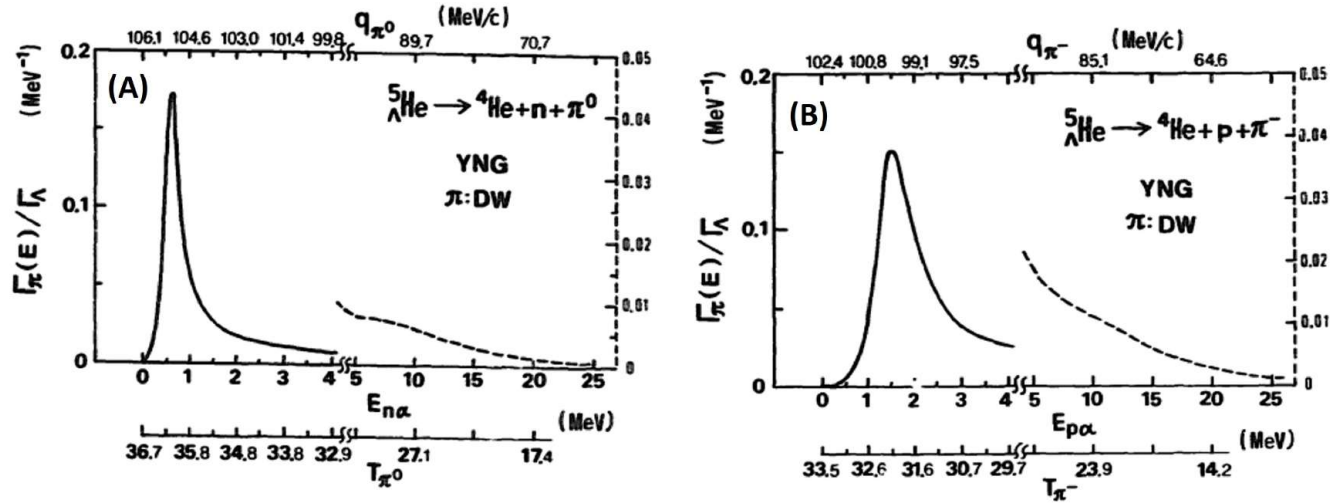


図 1.3: 元場らによる、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ の Mesonic weak decay で放出される π^- と π^0 の運動量分布の計算結果 [11]。それぞれ 100 MeV/c 付近にピークがある。

図 1.4 は、KEK E462 実験で測定された ${}^5_\Lambda\text{He}$ の Nonmesonic weak decay で放出される核子ペアの運動エネルギーの和を表す [16]。核内での Fermi motion によりエネルギー分布は 60 – 220 MeV と幅を持っていて、放出核子が持ちうる最大運動量は ~ 470 MeV/c である。

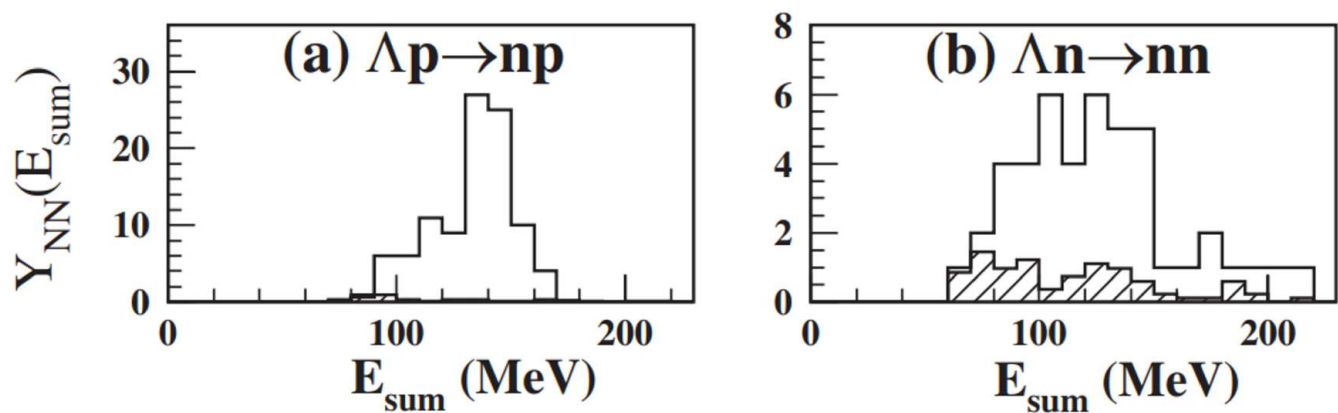


図 1.4: KEK E462 実験で測定された ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ の Nonmesonic weak decay で放出される核子ペアの運動エネルギーの和 [16]。

Λ 粒子の β 崩壊後の陽子の運動量は $0 - 160 \text{ MeV}/c$ (図 1.5) と、Mesonic weak decay 後の核子の運動量と同程度であることから、 Λ 粒子の β 崩壊は Mesonic weak decay と同程度のパウリブロッキングによる影響を受けると予想できる。自由空間での Mesonic weak decay の崩壊率がほぼ 100 % であるのに対し、 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ 内にて Mesonic weak decay の崩壊率は、 $(\Gamma_{p\pi^-} + \Gamma_{n\pi^0})/\Gamma_{\Lambda} \sim 0.54$ であることから、パウリブロッキングによる効果は ~ 0.6 であると仮定する。我々はこの仮定の下、 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ の β 崩壊の分岐比は、 $\sim 8.0 \times 10^{-4} \times 0.6 = 0.00048$ と見積もった。

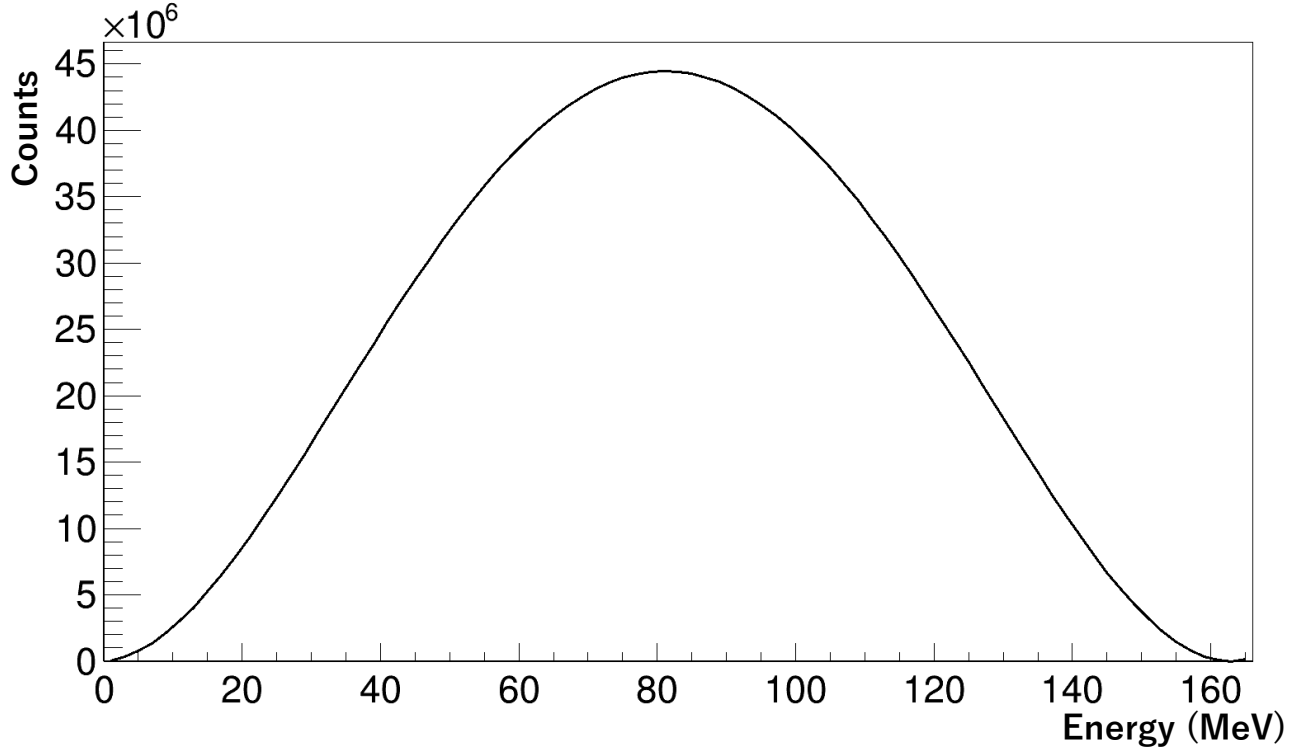


図 1.5: Λ の β 崩壊電子 ($\Lambda \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$) の運動エネルギー分布。

1.2 核内 Λ の β 崩壊率測定実験

Λ 粒子の β 崩壊率 Γ_β は、 β 崩壊の分岐比を BR_β とし、寿命を τ_Λ とすると、 $\Gamma_\beta = BR_\beta / \tau_\Lambda$ と表せる。実験では BR_β と τ_Λ をそれぞれ測定する。 ${}^5_\Lambda\text{He}$ では 12 % 減少するとされる Γ_β を 3σ 程度の精度で測定することを目指している。そのために先行研究 [20][21] では、 BR_β と τ_Λ をそれぞれ、4 % と 2 % の精度で測ることを目標として実験を検討してきた。

1.2.1 J-PARC K1.1 ビームラインでの ${}^5_\Lambda\text{He}$ の生成

我々は J-PARC K1.1 ビームラインにて、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ の β 崩壊率測定実験を計画している [20][21]。図 1.6 は想定している実験セットアップであるが、これは先行研究 [20][21] によって検討されたものである。 ${}^6\text{Li}$ 標的に対し、 ${}^6\text{Li}(\pi^+, K^+){}^6_\Lambda\text{Li}$ という反応を用いて、基底状態の ${}^6_\Lambda\text{Li}$ を生成させる。この ${}^6_\Lambda\text{Li}$ は非束縛状態であり、 ${}^6_\Lambda\text{Li} \rightarrow {}^5_\Lambda\text{He} + p$ のように崩壊し、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ が生成される。ハイパー核生成事象はミッシングマス法によって同定される。ハイパー核のミッシングマスは次のように計算できる。

$$M_{HYP} = \sqrt{(E_{\pi^+} + M - E_{K^+})^2 - (\mathbf{P}_{\pi^+} - \mathbf{P}_{K^+})^2}$$

ここで、 M_{HYP} , M はそれぞれ生成された ${}^6_\Lambda\text{Li}$ 核と ${}^6\text{Li}$ 標的核の質量であり、 E_{π^+} , E_{K^+} はそれぞれ入射 π^+ ビームと散乱 K^+ のエネルギーを表す。また、 $\mathbf{P}_{\pi^+}$, $\mathbf{P}_{K^+}$ はそれぞれ入射 π^+ ビームと散乱

K^+ の運動量ベクトルである。入射 π^+ ビームと散乱 K^+ の運動量はそれぞれ、後述する K1.1 ビームラインスペクトロメータと SKS スペクトロメータによって測定される。

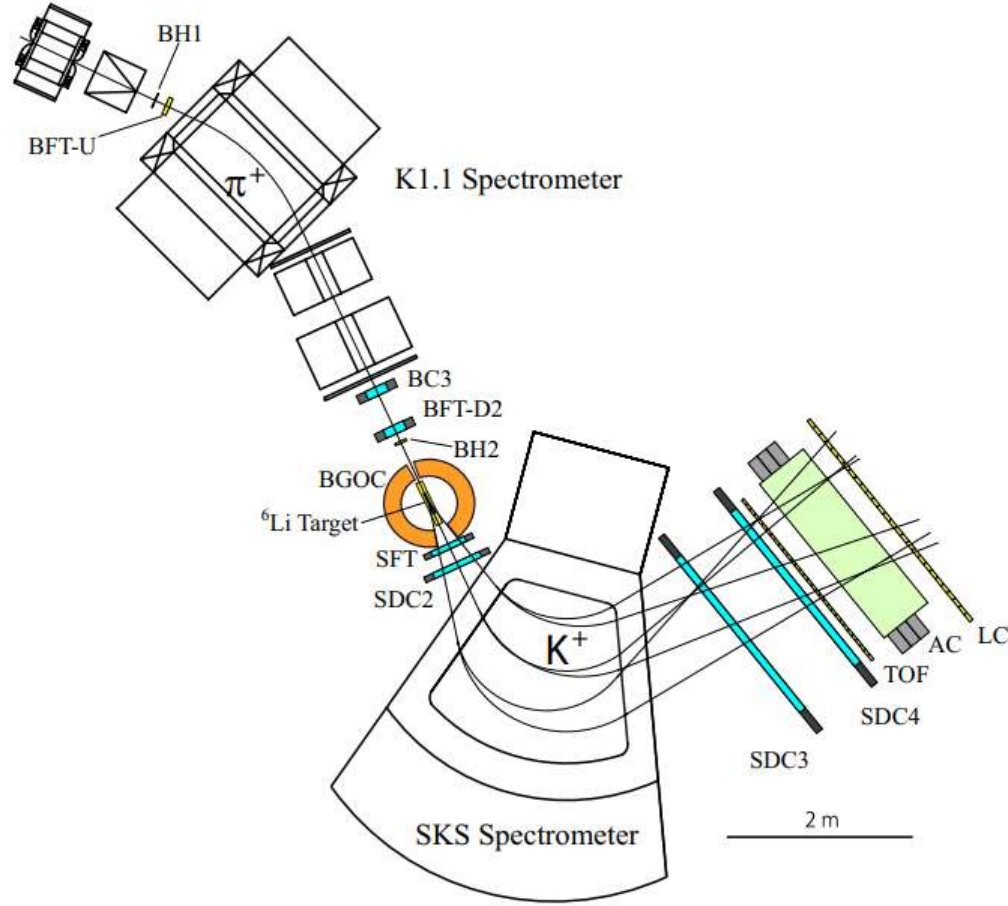


図 1.6: J-PARC K1.1 ビームラインにおける Λ の β 崩壊率測定実験のセットアップ [20][21]。運動量 1.1 GeV/ c の π^+ ビームは K1.1 ビームラインスペクトロメータによって運動量分析され、 ^6Li 標的に照射される。散乱 K^+ は SKS スペクトロメータによって同定され運動量分析される。

ハイパー核生成反応の選定

$^6_\Lambda\text{Li}$ は (K^-, π^-) または (π^+, K^+) 反応を用いて生成可能である。どちらの反応が適しているか以下に述べる。

図 1.7 は (K^-, π^-) 反応によって生成された $^6_\Lambda\text{Li}$ のスペクトルである [17]。非束縛な基底状態のピーク以外に、約 8 MeV と 18 MeV 付近にそれぞれ励起状態のピークがある。この二つの励起状態は軌道角運動量移行が $\Delta L = 0$ である substitutional state と呼ばれるものである。substitutional state は、 (K^-, π^-) 反応のような運動量移行が小さい ($q < 100 \text{ MeV}/c$) 反応において生成されやすい。特

に 8 MeV 付近の substitutional state は、基底状態のピークと重なってしまう。一方で運動量移行が大きい ($q \sim 350 \text{ MeV}/c$)、 (π^+, K^+) 反応では、軌道角運動量移行が大きくなり、substitutional state の生成が抑制され、基底状態が相対的に生成されやすくなる。

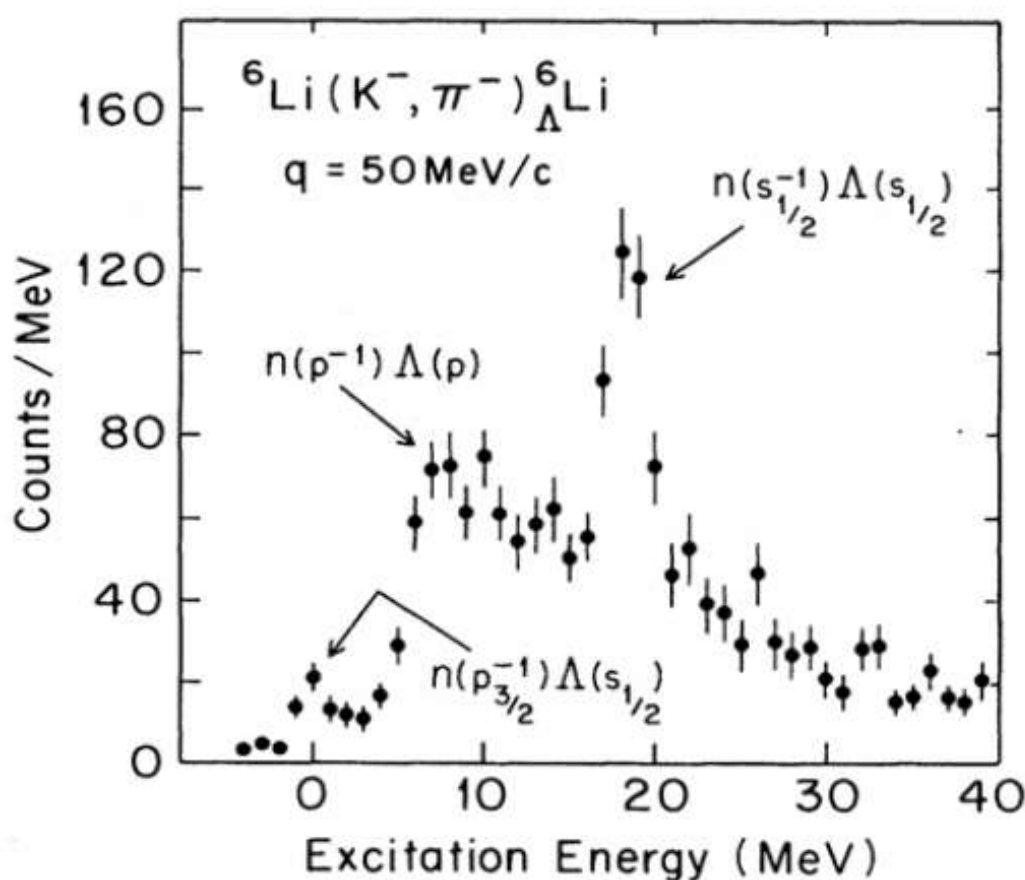


図 1.7: (K^-, π^-) 反応によって生成された ${}^6_\Lambda\text{Li}$ のスペクトル [17]。反応の運動量移行が小さいことから、基底状態のピーク以外に、約 8 MeV と 18 MeV 付近にそれぞれ励起状態 ($\Delta L = 0$) のピークが見える。

図 1.8 は KEK E462 実験 [18] で (π^+, K^+) 反応によって生成された ${}^6_\Lambda\text{Li}$ のスペクトルであり、基底状態のピークが明確に見えるのがわかる。これは前述の通り、 (π^+, K^+) 反応では、substitutional state の生成が抑制されるからであり、また (K^-, π^-) 反応においては K^- ビームが $\pi^-\pi^0$ に崩壊するイベントがバックグラウンドとなるためである。KEK E419 実験では、本実験で用いるスペクトロメータ (SKS スペクトロメータ) を使用したセットアップの下、厚さ $13.7 \text{ g}/\text{cm}^2$ の ${}^6\text{Li}$ 標的を使用し、ハイパー核質量を $4.2 \text{ MeV}(\text{FWHM})$ の分解能で測定した [19]。 (K^-, π^-) 反応を用いて、約 4 MeV の分解能で測定したとすると、基底状態のピークに 8 MeV 付近の substitutional のピークが 10 % ほど重なってしまう。したがって本実験では、 ${}^6_\Lambda\text{Li}$ の基底状態をより純粋に選定できる (π^+, K^+) 反応を用いる。

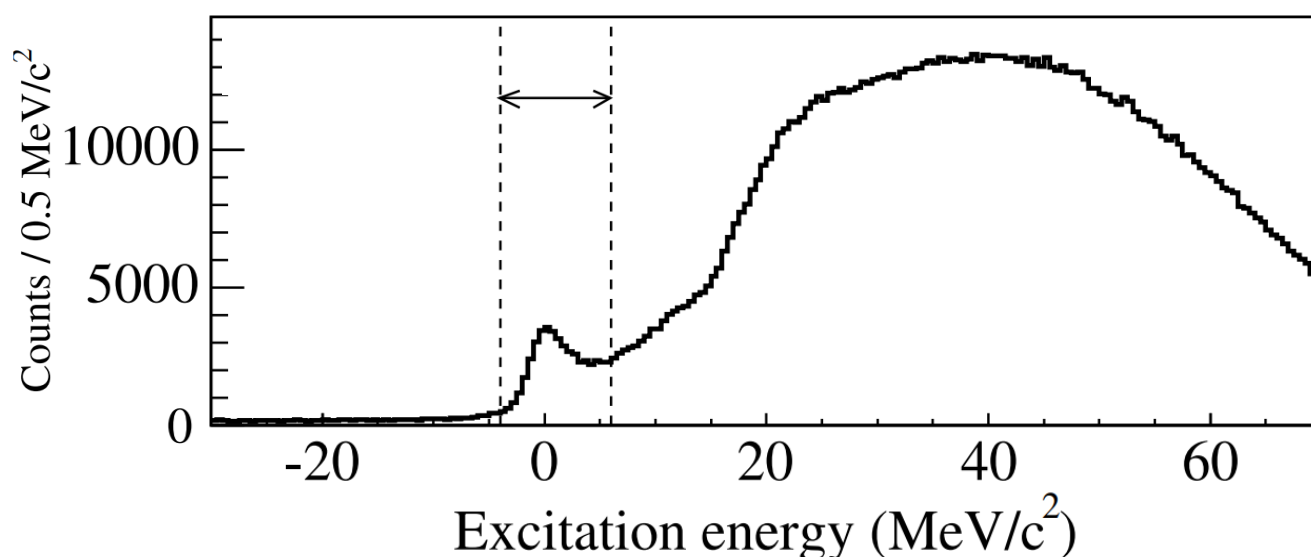


図 1.8: KEK E462 実験 [18] で (π^+, K^+) 反応によって生成された ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$ のスペクトル。反応の運動量移行が大きいことから、substitutional state の生成が抑制され、基底状態のピーク事象をより純粋に選択できるようになる。

K1.1 ビームラインスペクトロメータ

K1.1 ビームラインスペクトロメータは双極磁石 (D4) と 2 つの四重極磁石 (Q10, Q11)、粒子検出器群により構成される。D4 の入口にファイバー検出器 (BFT-U) を、四重極磁石の出口にドリフトチェンバー (BC3) とファイバー検出器 (BFT-D2) を設置し、ビーム粒子の飛跡をこれらの検出器によって再構成する。さらに、2 つのビームホドスコープ (BH1, BH2) をそれぞれ D4 の入口とビームラインの出口に設置し、ホドスコープ間の粒子飛行時間を測定する。粒子飛行時間により π^+ ビームを K^+ や陽子等、他の粒子と区別する。K1.1 ビームラインスペクトロメータは以上の電磁石と検出器によりビーム粒子の運動量測定を行う。運動量分解能は推定 0.042 % (FWHM) である [20]。

SKS スペクトロメータ

SKS スペクトロメータは、大立体角の超伝導双極電磁石 (SKS)、飛跡検出用のファイバー検出器 (SFT) と 3 つのドリフトチェンバー (SDC2, SDC3, SDC4)、粒子識別用の飛行時間検出器 (TOF) とエアロジェルチェレンコフ検出器 (AC)、ルサイトチェレンコフ検出器 (LC) から構成される。SFT と SDC2, SDC3, SDC4 により散乱粒子の飛跡を再構成する。TOF 検出器は BH2 と TOF 間の飛行時間により、散乱 K^+ を同定する。また散乱 K^+ を、AC により π^+ から区別し、LC により遅い陽子から区別する。これらの検出器により散乱 K^+ を同定し、散乱 K^+ の運動量を測定する。SKS

スペクトロメータは (π^+, K^+) 反応での散乱 K^+ の角度領域 $\pm 10^\circ$ よりも大きい、広い散乱角領域 $(-15^\circ < \theta < 15^\circ)$ をカバーする。最大アクセプタンスは約 100 msr であり、運動量アクセプタンスは $0.7 - 1.1 \text{ GeV}/c$ である。

^6Li 標的

KEK E419 実験と同様に約 4 MeV の分解能を達成するべく、厚さ 14 g/cm^2 で、90 % 濃縮の円筒型の ^6Li 標的を使用する。

1.2.2 β 崩壊分岐比測定の設定アップ

上で述べたセットアップで $^5_\Lambda\text{He}$ を生成した後、 β 崩壊電子を測定する必要がある。 β 崩壊の分岐比は $\sim 8.0 \times 10^{-4}$ と極めて小さい。そのため、他の崩壊モードからのバックグラウンドはこの実験において大きな問題となる。できるだけ多くの β 崩壊事象を上手くバックグラウンド事象と区別して測定するために、先行研究 [20][21] では、図 1.9 に示すような実験セットアップをデザインした。円筒形の ^6Li 標的の周りには、セグメント化されたプラスチックカウンターとルサイトチェレンコフカウンターを設置する。プラスチックカウンターでは荷電粒子であることを識別し、また荷電粒子が落としたエネルギーによって β 崩壊電子と π^- ($\sim 100 \text{ MeV}/c$) や陽子とをある程度識別する。ルサイトチェレンコフカウンターでは β 崩壊電子と π^- ($\sim 100 \text{ MeV}/c$) や陽子とを区別する。さらに、 β 崩壊電子のエネルギーはセグメント化された球状の BGO カロリメータによって測定される。BGO カロリメータではヒット・クラスター解析を行い、 β 崩壊電子を、 π^0 からの光子由来の電子・陽電子や π^- と分離して同定する。BGO シンチレータは密度が大きい ($\sim 7.13 \text{ g/cm}^3$) ため、他の NaI ($\sim 3.67 \text{ g/cm}^3$) や CsI ($\sim 4.51 \text{ g/cm}^3$) に比べて小さな厚みで β 崩壊電子のエネルギーを測定できる。さらにコストや扱いやすさも考慮して、我々は BGO シンチレータをカロリメータとして用いることとした。

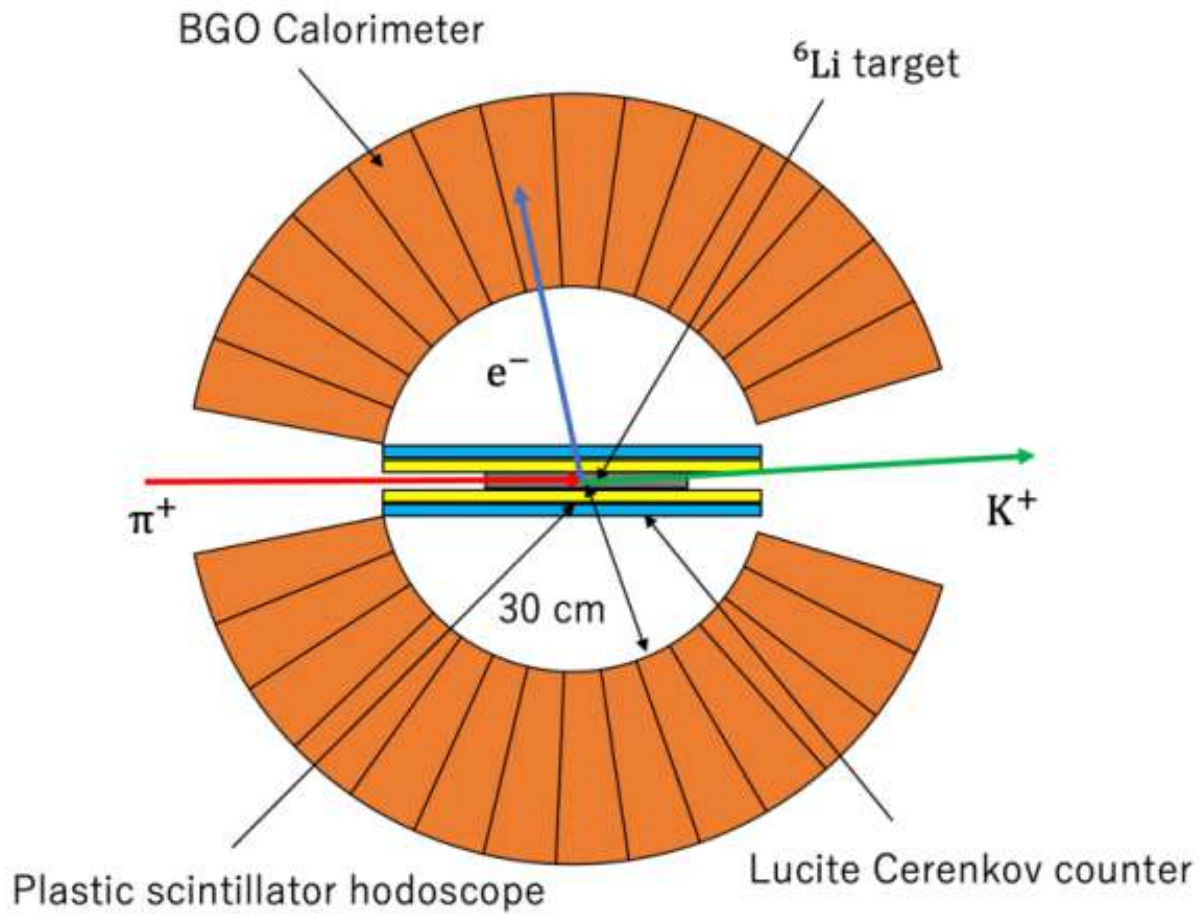


図 1.9: 標的周りの検出器の概略図 [20, 21]。円筒形の ${}^6\text{Li}$ 標的を囲うように、セグメント化されたプラスチックカウンターとルサイトチェレンコフカウンター、BGO カロリメータが設置される。 ${}^5_\Lambda\text{He}$ からの β 崩壊電子は、これらの検出器で他の粒子から区別し、エネルギーは BGO カロリメータで測定する。図は [21] より引用。

図 1.10 は BGO カロリメータにそれぞれ β 崩壊電子、 Λ の主な崩壊モードからの π^0 、 π^- が入射したときの概略図である。 β 崩壊電子は BGO カロリメータ内で電磁シャワーを起こし、1 クラスタを生む。対して、バックグラウンドの π^0 は主に 2γ ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) に崩壊し、BGO カロリメータ内で 2 クラスタを生む。また、 π^- が BGO に入射し静止すると、BGO 原子核内での π^- 吸収過程 ($\pi^- pn \rightarrow nn$ 等) により、放出される中性子が多数のクラスタを生むと考えられる。

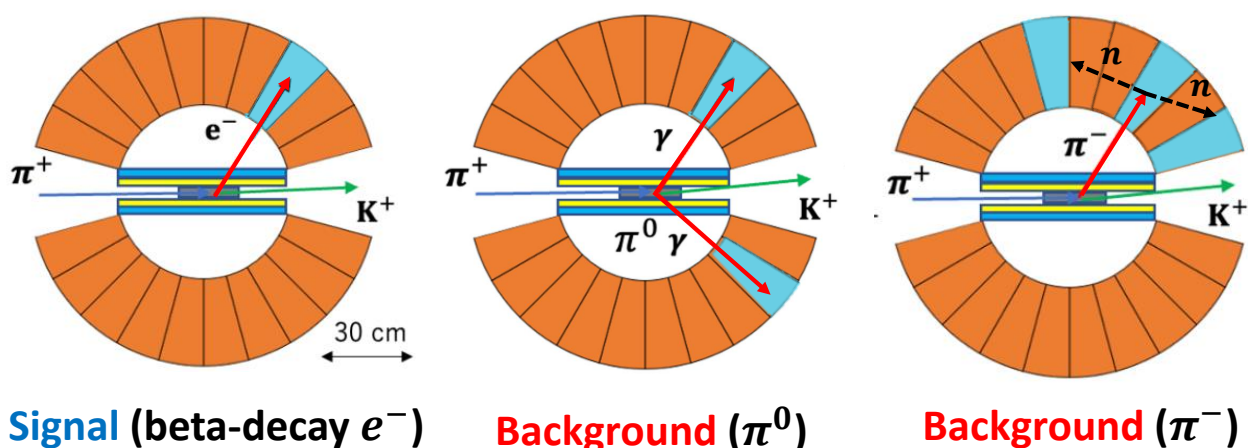


図 1.10: BGO カロリメータにそれぞれ β 崩壊電子、 Λ の主な崩壊モードからの π^0 、 π^- が入射したときの概略図。 β 崩壊電子が 1 クラスターを生むのに対し、 π^0 は主に 2γ に崩壊し 2 クラスターを、 π^- は BGO 核内での π^- 吸収過程による中性子により多数のクラスターを生む。図は [21] より引用。

詳細は 2 章で述べるが、GEANT4 を用いたモンテカルロシミュレーションによって調査した先行研究 [21] により、これらの検出器を用いることで、 β 崩壊電子に対して残るバックグラウンドは約 4 % であると見積もられた。

1.3 本研究の目的

1.2 節で述べたセットアップとバックグラウンド除去法を用いることによって、4 % の精度で β 崩壊分岐比測定は可能とみられる。しかし、 π^- によるバックグラウンドの見積もりには不定性が残る。それは GEANT4 において、 π^- 吸収過程の実装に不定性が存在するためである。GEANT4 では、ハドロン相互作用はモデル計算 [23] [24] [25] によって実装されており、モデルがプロセスを正しく実装出来ているかどうかは、シミュレーションによる結果と実データとの比較をすることで確かめられる。BGO シンチレータ ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) を構成する原子核内における π^- 吸収過程によって放出される中性子の個数やエネルギーのデータは存在しない。また、様々な原子核における π^- 吸収のデータから、 π^- 吸収過程により放出される中性子のエネルギーは、約 1 – 70 MeV の領域に分布することが分かっている。しかし、そのエネルギー領域における中性子の BGO 内での検出効率や、反応したとき

に落とすエネルギーについてはあまり調べられていない。このことから、BGO における π^- 吸収過程が GEANT4 内でいかに正確に実装されているかは明らかでない。したがって π^- によるバックグラウンドを正しく見積もるためには、BGO 原子核での π^- 吸収過程により放出される中性子のデータと、BGO での中性子の検出効率を測定し GEANT4 と比較する必要がある。本研究では、 π^- によるバックグラウンドを正しく見積もるために、BGO 原子核内での π^- 吸収過程による影響を調べるための研究を行った。BGO を構成する Bi, O における π^- 吸収過程により放出される中性子のデータは存在するため、データと GEANT4 シミュレーション結果の比較と、BGO での中性子検出効率の部分的な既存データとシミュレーション結果との比較を行い、GEANT4 における π^- 吸収過程の実装について評価した。また、 π^- を BGO に静止させ、その後放出される中性子を測定するためのテスト実験のデザインと検出器の開発を行い、BGO 内での中性子の検出効率を測定するためのテスト実験のデザインを行った。

本研究の目的は、BGO 検出器内における π^- 吸収過程とそれにより放出される中性子の応答を実測し、核内 Λ の β 崩壊率測定実現のためのより現実 に即した見積もりを与えることである。

第 2 章

β 崩壊率測定実験の検討状況と問題点

核内 Λ の β 崩壊率を 4.5 % の精度で測定するためには、 β 崩壊の分岐比を 4 % の精度で測定する必要がある。そのためには、 Λ の他の崩壊モードからのバックグラウンドを β 崩壊電子のシグナルに対して 1 % のオーダーにまで除去する必要がある。本章では、先行研究 [20, 21] で検討された各検出器の詳細と、GEANT4 を用いて開発されたバックグラウンド除去法、それを用いることによって最終的に見積もられた β 崩壊電子に対するバックグラウンドの割合についてまとめる。

2.1 標的周りの検出器の概要とバックグラウンド除去率

1.2.2 節で述べた通り、我々は ${}^6\text{Li}$ 標的をプラスチックカウンター、ルサイトチェレンコフカウンター、BGO カロリメータで囲むような実験セットアップをデザインした。本節では β 崩壊分岐比測定で用いる標的周りの検出器について説明し、先行研究 [20, 21] にて見積もられた標的周りの検出器によるバックグラウンド除去率について述べる。

2.1.1 プラスチックカウンター

プラスチックカウンターでは、荷電粒子と中性粒子を区別する。さらに β 崩壊電子を同定するため、プラスチックカウンターのヒット位置から、粒子がプラスチックカウンター内を通過した距離とエネルギー損失を解析し、他の崩壊モードからくる π^- , π^0 によるバックグラウンドを除去する。セグメント化されたプラスチックシンチレータは、円筒型の ${}^6\text{Li}$ 標的を囲うように設置される。ビーム方向 (z 方向) の長さは 60 cm、1 つのセグメントの厚みは 5 mm で幅は 6 mm としている。プラスチックカウンターの信号は両端に浜松ホトニクス社製 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) を取り付けて読みだし、信号の時間差から z 方向のヒット位置の情報が得られるものとしている。

先行研究 [20, 21] によると、このプラスチックカウンターで 88 % の π^0 と 99.9 % の π^- を除去できると見積もられた (詳細は A.1 を参照)。また、 Δz 法 (詳細は A.1.1 を参照) を用いて残りの π^0 のバックグラウンドのうち 20 % を除去できることが示された。先行研究の見積もりでは、プラスチック

カウンターの時間分解能とビーム方向の位置分解能をそれぞれ 100 ps、20 mm(rms) と仮定しており、エネルギー分解能は考慮していない。

2.1.2 ルサイトチェレンコフカウンター

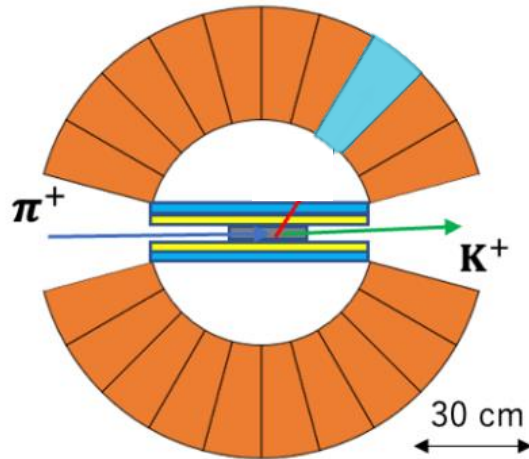
ルサイトの屈折率 n は ~ 1.5 であり、ハイパー核の弱崩壊から放出される π^- ($\beta_{\pi^-} \leq 0.6$, $p_{\pi^-} \leq 101$ MeV/ c) と陽子 ($\beta_p \leq 0.4$, $p_p \leq 400$ MeV/ c) から β 崩壊電子 ($\beta \sim 1$) を区別する。ルサイトチェレンコフカウンターはセグメント化されており、円筒型の ^6Li 標的とプラスチックカウンターを囲うように設置される。ビーム方向の長さは 60 cm であり、1 つのセグメントの厚みと幅はそれぞれ、5 mm と 6 mm としている。ルサイトチェレンコフカウンターの両端に MPPC を取り付け、信号を読み出す。

先行研究 [20, 21] によるとプラスチックカウンターでのバックグラウンド除去後、残ったバックグラウンドの内、90 % の π^0 と 95.5 % の π^- をチェレンコフカウンターによって除去できた。

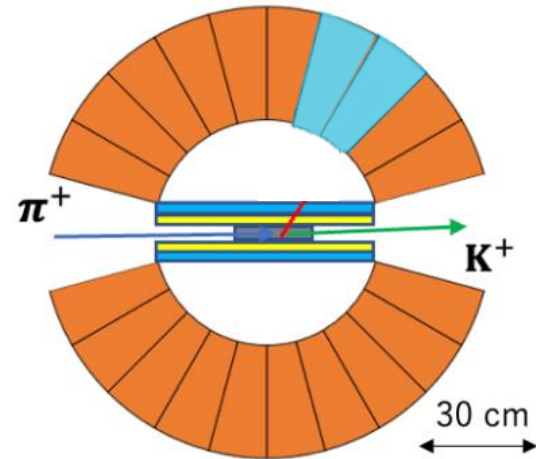
2.1.3 BGO カロリメータ

BGO カロリメータでは β 崩壊電子のエネルギーを測定する。BGO カロリメータはセグメント化されており、標的とプラスチックカウンター、ルサイトチェレンコフカウンターを囲うように設置される。 π^+ ビームと散乱 K^+ のために、BGO カロリメータの上流と下流にはそれぞれ 30.7 msr, 89.8 msr の穴が開いてある。さらに、BGO カロリメータでのクラスター解析を行うことによって、 β 崩壊電子を他の崩壊モードによる粒子と区別する。ある閾値以上のエネルギーでヒットした BGO セグメント（ヒットセグメント）の分布において、たがいに隣接するヒットセグメントをまとめたひとかたまりをヒットクラスターと呼ぶ。先行研究 [20, 21] のシミュレーションでは、クラスター解析のための、各 BGO セグメントのエネルギー閾値は 1 MeV 以上のエネルギー損失があった時としている。図 2.1 はクラスター数の概略図である。

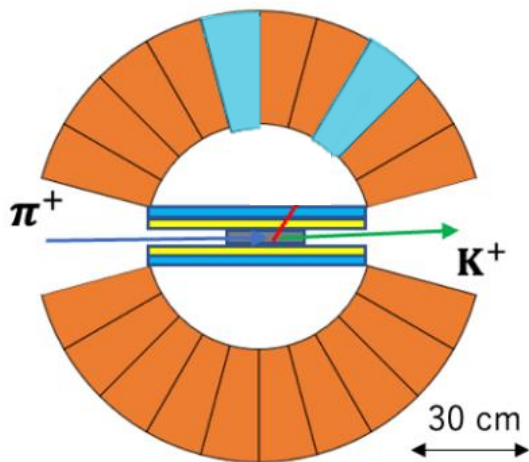
1 cluster



1 cluster



2 cluster



3 cluster

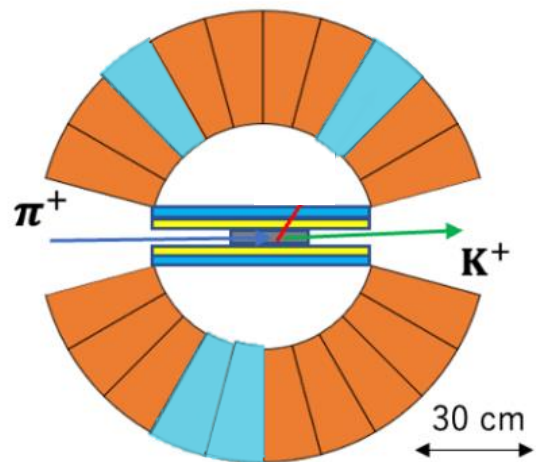


図 2.1: BGO カロリメータでのクラスター数の概略図。1 クラスターとは、粒子が 1 つのセグメントでエネルギーを損失する場合、または隣接するセグメントでエネルギーを損失する場合を言う。クラスター生成の閾値は BGO の 1 セグメントで 1 MeV 以上のエネルギー損失があった時としている。

図 2.2 は先行研究 [20, 21] でのシミュレーションにより得られた、それぞれ β 崩壊電子、 π^0 、 π^- が生成するクラスター数の分布である。 β 崩壊電子は電磁シャワーを起こし、一つのセグメントまたは隣り合うセグメントで全エネルギーを落とし、主に 1 個のクラスターを生成する。 π^0 は、主

に 2γ に崩壊することから、主に 2 個のクラスターを生成する。また、このシミュレーションでは $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (BR = 1.174 ± 0.035 % [26]) も考慮されており、これは 2 個もしくは 3 個のクラスターを生成する。 π^0 の 1 クラスターは 2 個の γ 線の内、1 個が BGO カロリメータの上流または下流に開いている穴から漏れたイベントである。 π^- は BGO に入射し静止した後、BGO 原子核に吸収される。その後、多数の中性子や nuclear γ 線が放出されることから、主に 2 つ以上のクラスターを生成する。最終的に、クラスター数 = 1 のイベントを選択することで、97 % の π^0 と 92.8 % の π^- を除去できることが先行研究で分かっている。

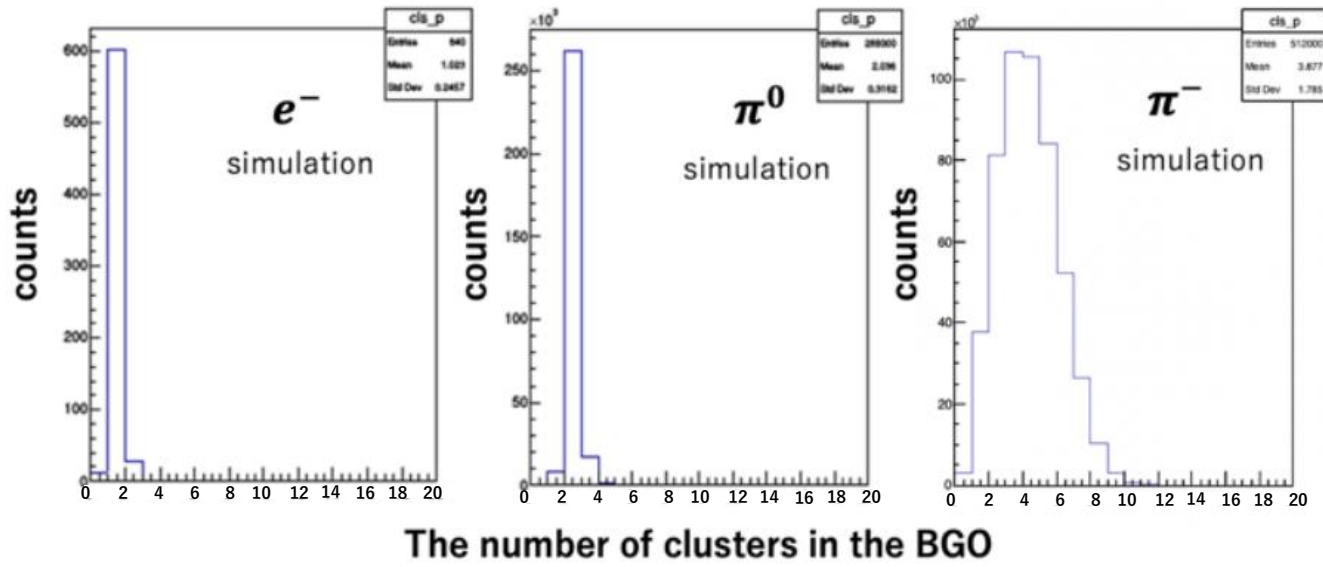


図 2.2: 先行研究のシミュレーションで得られた β 崩壊電子、 π^0 、 π^- が生成するクラスター数の分布 [20, 21]。 β 崩壊電子は主に 1 個のクラスターを生成し、 π^0 は主に 2 個の、 π^- は主に 2 つまたはそれ以上のクラスターを生成する。

2.2 最終的なバックグラウンド減少率

表 2.1 に先行研究 [20, 21] で行われた各検出器と Δz 法による解析によって見積もられた、 π^0 と π^- の最終的なバックグラウンド事象の減少率を示す。ここで、 π^0 バックグラウンドのうち 70 % は、”Photon veto カウンター”によって除去することを想定している (詳細は A.2 を参照)。 β 崩壊電子の内、残るバックグラウンドは 0.26 % (π^-) + 3.6 % (π^0) ~ 4 % であることがわかった。この値は

β 崩壊電子測定に必要な統計誤差とほぼ同じである (詳細は A.3 を参照)。図 2.3 に、先行研究 [20, 21] シミュレーションによって得られた、最終的な β 崩壊電子 (青) と残ったバックグラウンド (赤) のエネルギースペクトルを示す。

表 2.1: 各検出器におけるバックグラウンド除去解析後の π^- , π^0 によるバックグラウンドの減少率 [20, 21]。 β 崩壊電子の内、残るバックグラウンドは 0.26 % の π^- と 3.6 % の π^0 である。

	BR	BGO	Lucite	Plastic	Δz	Photon counter	BG/SIG
π^-	0.4	0.07	0.045	0.001	1	1	0.0026(0.26 %)
π^0	0.2	0.03	0.1	0.1	0.8	0.3	0.036(3.6 %)

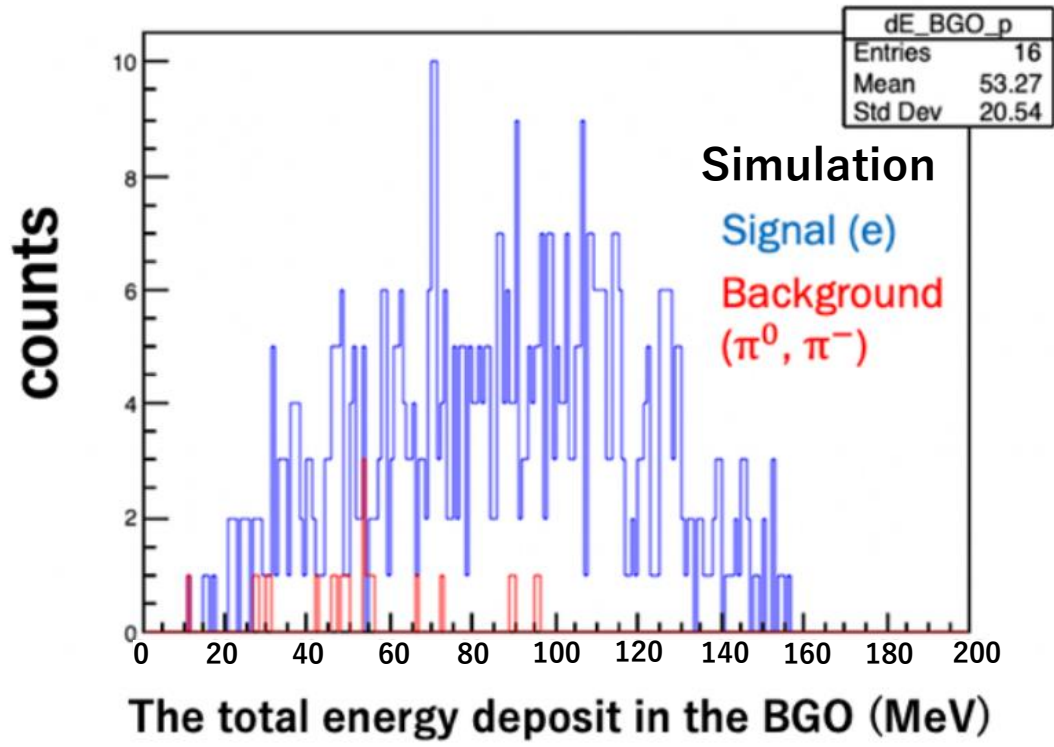


図 2.3: シミュレーションによって得られた、バックグラウンド除去後の β 崩壊電子 (青) と残ったバックグラウンド (赤) のスペクトル [20, 21]。

一方、バックグラウンド除去の解析により β 崩壊電子のイベントを除去してしまう割合も存在する。シミュレーションの結果、最終的な β 崩壊電子の検出効率は 70 % と見積もられた。

2.3 バックグラウンド見積もりの不定性により与える影響

1.3 節で述べた通り、BGO 原子核での π^- 吸収過程のデータが存在しないため、GEANT4 にはそれが正確には実装されていないと考えられる。すなわち、 π^- によるバックグラウンドは GEANT4 で正確に見積もられていない可能性がある。 π^- が生成するクラスターは、ほとんどが π^- 吸収により放出される中性子によるものである。2 クラスター以上を生成する確率 R は、

$$R \propto N_n \cdot \varepsilon_n$$

と、 π^- 吸収により放出される中性子の個数 (N_n) と BGO での中性子検出効率 (ε_n) に依存する。ここで仮に π^- 吸収により放出される中性子の個数がシミュレーションに比べて実際のデータでは 2 倍少ないと仮定すると、生成されるクラスター数は少なくなる。 π^- が入射したことにより、生成される 2 つ以上のクラスターが全て π^- 吸収により放出される中性子によって生成されており、 ε_n が中性子のエネルギーによらず一定であると仮定すると、シミュレーションによる N_n が現実比べて 2 倍少なかった場合、BGO クラスター解析により除去できるバックグラウンドは、シミュレーションによって見積もられた 93 % (表 2.1) から約 46.5 % にまで減少する可能性がある。BGO クラスター解析により π^- のバックグラウンドを 46.5 % しか除去できなかった場合、残るバックグラウンドは 2.0 % (π^-) + 3.6 % (π^0) $\sim$ 5.6 % となり、 β 崩壊電子を 4 % 以下の精度で測定することはできない。さらに、1 – 70 MeV の中性子が BGO に入射したときの BGO 検出器の検出効率のデータも存在しない。 π^- 吸収により放出される中性子の BGO での検出効率がシミュレーションと比べて小さいと、クラスター数は少なくなり、バックグラウンドの割合は多くなる。仮に N_n と ε_n がそれぞれシミュレーションに比べて現実では 2 倍小さいと仮定すると、残るバックグラウンドは、2.9 % (π^-) + 3.6 % (π^0) $\sim$ 6.5 % となる。

また、2.2 節で述べた残るバックグラウンドを見ると、 π^- (0.26 %) よりも π^0 (3.6 %) の方が圧倒的に多いことから問題とみられる。しかし、この π^0 のバックグラウンドの量は BGO 上流・下流の穴によって決まり、また GEANT4 には電磁シャワーの反応は精度よく実装されていることから、 π^0 によるバックグラウンドの量とその BGO エネルギースペクトルはシミュレーションによって予想できる。よってデータからシミュレーションで求めた π^0 バックグラウンドを差し引くことができる。対して π^- はシミュレーションの実装に不定性があるためシミュレーションによるバックグラウンドの予想は困難であり、バックグラウンドの量が増えると深刻な問題となる。

したがって、 β 崩壊実験における π^- によるバックグラウンドを正確に見積もるためには、BGO 原子核内での π^- 吸収によって放出される中性子の数と、BGO での中性子検出効率を調べる必要がある。

第 3 章

π^- バックグラウンド見積もりの不定性

1、2 章で述べたように、 π^- によるバックグラウンド見積もりに不定性が残る。 π^- のバックグラウンドの不定性として考えられる要因は以下の 2 つである。

- BGO における π^- 吸収過程がどれだけ正確か
- 放出される中性子を BGO でどれだけの検出効率で検出できるか

本章では、まず 3.1 節で π^- 吸収過程について測定データを含めて説明し、3.2 節で GEANT4 が吸収過程をどのように実装しているかを説明する。さらに 3.3 節では、本研究で使用する GEANT4 (ver. 11.1) と既存の測定データの比較より、現状でのバックグラウンド見積もりの不定性を議論する。

3.1 π^- 中間子吸収反応

π^- 中間子が物質中で静止すると、物質中の原子核に吸収され、 π^- 中間子の質量分のエネルギー約 140 MeV が原子核に渡される。原子核内で核子は約 8 MeV のエネルギーで束縛されており、フェルミ運動量は約 270 MeV/c である。原子核内の 1 核子が中間子を吸収したとすると、約 132 MeV の運動エネルギーをもって原子核から飛び出すことになり、その時の核子の運動量は約 500 MeV/c であり、運動量保存から、残りの原子核全体で 500 MeV/c の反跳運動量を受け取らなければならないが、これはフェルミ運動量に比べて大きいため、原子核全体で反跳運動量を受け取る確率は抑制される。したがって 1 核子による吸収はエネルギー・運動量保存則により大きく抑制され、少なくとも 2 核子以上が吸収に関与し、2 つ、またはそれ以上の核子が放出される。

π^- 中間子吸収過程は以下の 3 つのステップに分けられ、放出される核子にも特徴がある [30]。

(1) π^- が原子核内の核子のクラスターに吸収され、 π^- の質量分のエネルギーが核子のクラスターに渡される。ここで、核子のクラスターとは、ほとんどが 2 核子 (np または pp) ペアであり、それ以外にも α 粒子や ^3H , ^3He などもクラスターの候補として存在する。 π^- の質量の半分程度のエネルギーを持った核子達が核内で他の核子と相互作用を起こさず放出されるとき、それらは primary nucleons と呼ばれる。(2) primary nucleons が核内で他の核子と相互作用する場合があります、その結果複数の核子が放出されうる。それらは secondary nucleons と呼ばれる。(3) primary, secondary nucleons が原子核か

ら放出された後、残留核はある励起エネルギーをもつ熱平衡状態 (複合核) となり、それが低いエネルギーの中性子を放出する。これらは evaporation neutrons と呼ばれる。

π^- が 2 核子ペアに吸収された後、back to back に放出される neutron-neutron, neutron-proton の同時計測実験によって、 π^- を吸収する 2 核子ペアの比 ($R = \frac{N_{np}}{N_{pp}}$) が調べられた。図 3.1 は吸収される 2 核子ペアの比を原子核ごとに示したプロットである [31]。各点 (白丸、三角など) はそれぞれ異なる実験や解析によって測定された値である。実験ごとにばらつきがあるが、ほとんどの原子核において、pp ペアに対して約 2 倍以上の割合で np ペアに吸収されることが分かっている。また、 π^- 吸収により放出される重陽子や ^3H のスペクトルから、 α 粒子や ^3H , ^3He などのクラスターに吸収される確率は約 25 % 存在することが分かっている [30][31]。

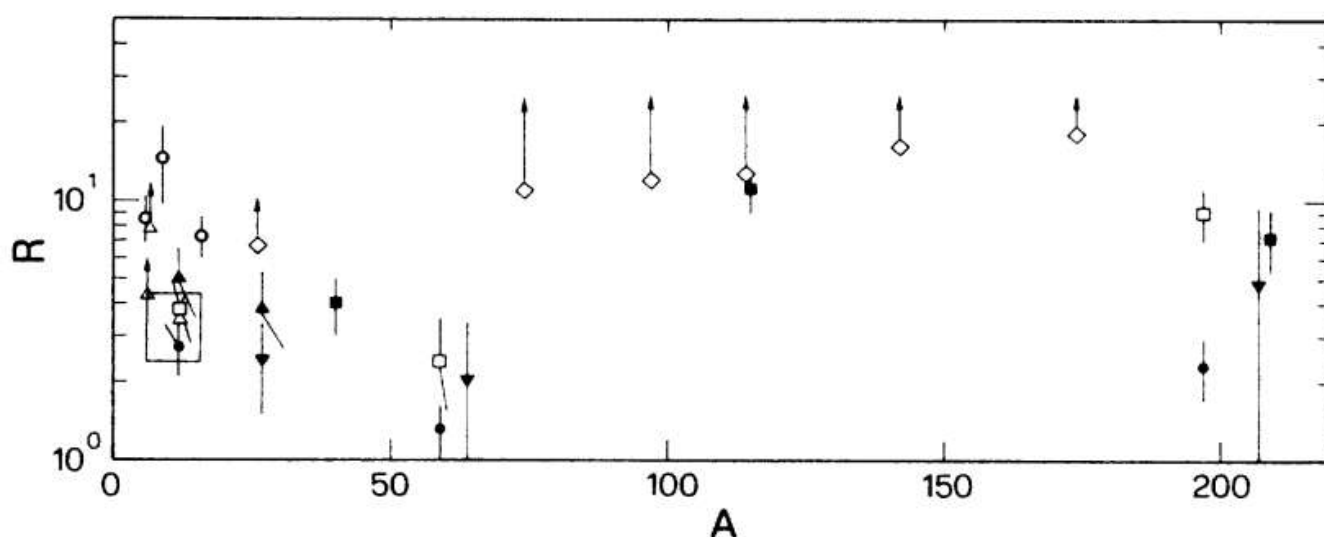


図 3.1: π^- を吸収する 2 核子ペアの比 ($R = \frac{N_{np}}{N_{pp}}$) [31]。横軸は原子核の質量数を表す。各点 (白丸、三角など) はそれぞれ異なる実験や解析によって測定された値である。実験ごとにばらつきがあるが、ほとんどの原子核において、pp ペアに対して約 2 倍以上 np ペアに吸収されることが分かっている。

R. Madey らは C, N, O, Al, Cu, Ta, Pb 原子核に π^- を静止させ、標的原子核と中性子検出器間の飛行時間を測定することで、 π^- 吸収により放出される中性子について調べた [32]。図 3.2 は、 π^- が C, Cu, Pb 標的に静止し吸収された後、放出される中性子のエネルギースペクトルを表す。スペクトルの 10 MeV より上の領域においては、Cu と Pb では大体同じである。しかし、C の場合 40 MeV から 80 MeV の領域において、他の二つと比べて放出個数が多いことが分かる。

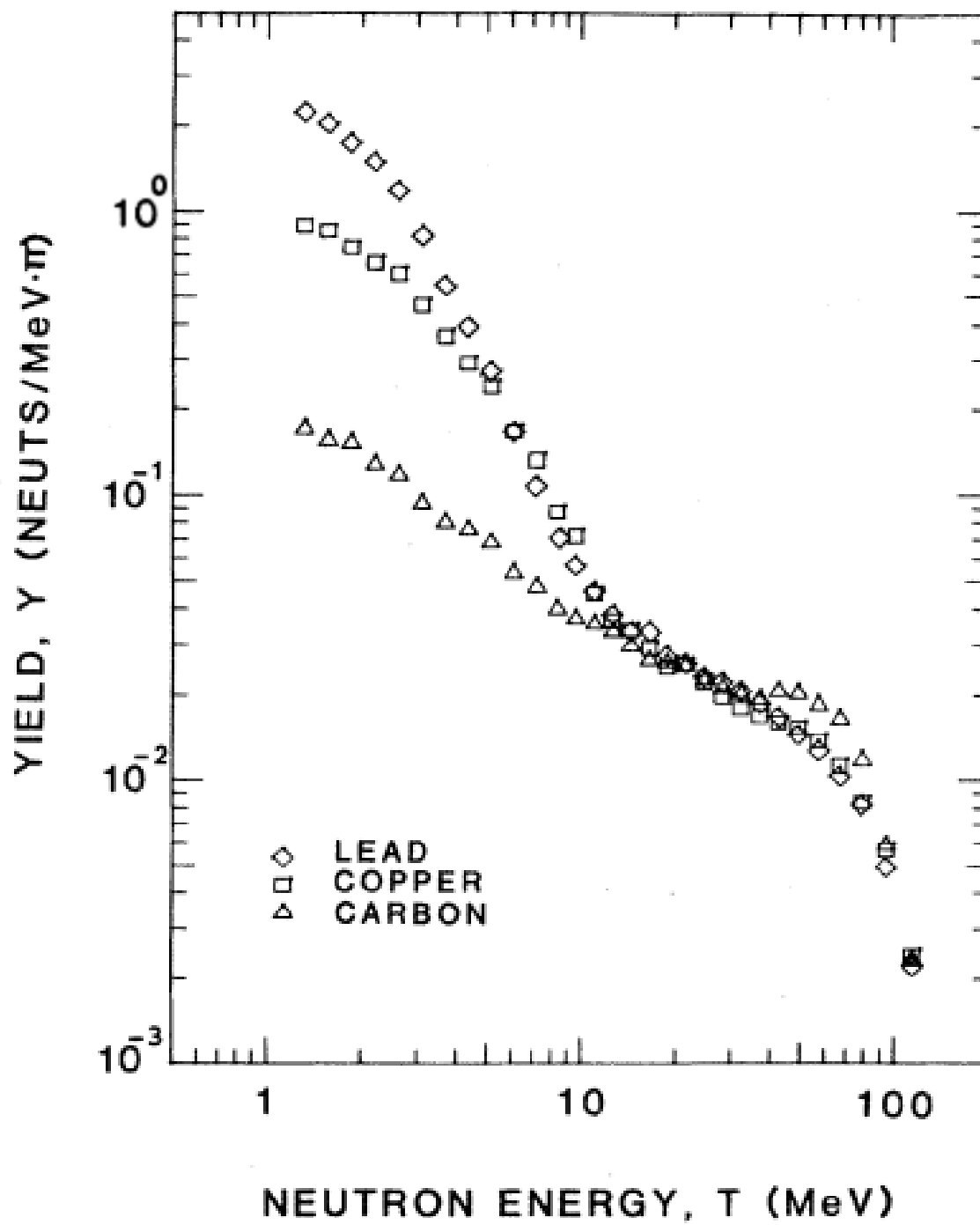


図 3.2: π^- が C, Cu, Pb に吸収された後、放出される中性子のエネルギースペクトル [32]。

図 3.3 は、図 3.2 と同様に、 π^- が N, Al, Ta 標的に静止し吸収された後、放出される中性子のエネルギースペクトルを比較したものである。N 標的と Ta 標的の場合を比較すると、スペクトルの 50 MeV より上の領域で N の場合の方が中性子の放出個数が多いことが分かる。

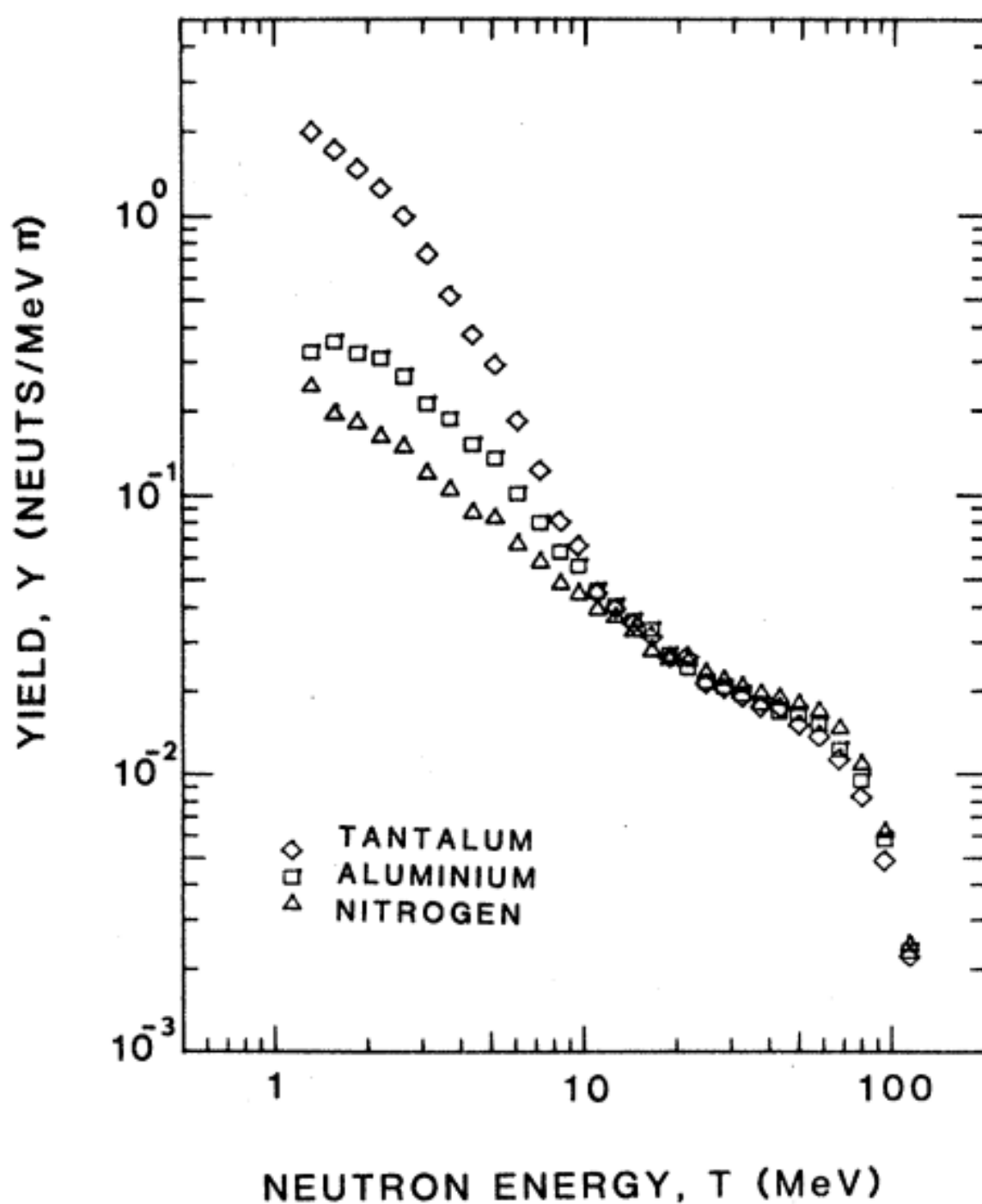


図 3.3: π^- が N, Al, Ta に吸収された後、放出される中性子のエネルギースペクトル [32]。

約 60 MeV での中性子放出は、 π^- の質量分のエネルギーから原子核の束縛エネルギー分を差し引いたエネルギーとほぼ等しいエネルギーが、2 個の中性子に渡された状況に対応する。軽い標的に比べて、より重いターゲットに対するこのエネルギー領域での中性子放出個数の減少は、質量数が増加するにつれて primary nucleons として放出された中性子が核内核子と相互作用し、secondary nucleons として放出される確率が高くなることから説明できる。

また、R. Madey らは、測定された中性子のスペクトルから、primary, secondary で放出される要素 (direct emission) と evaporation によって放出される要素 (evaporation) をそれぞれ見積もっ

た。表 3.1 は、各原子核における π^- 吸収によって放出される中性子の全体の放出個数、evaporation による放出個数、direct emission による放出個数をそれぞれ表す。標的核の質量数が増加するほど evaporation による中性子の放出個数が増加する。これは、重い核では primary 中性子が、核内核子と相互作用する確率が高くなり、相互作用により primary 中性子が落としたエネルギーが吸収後の残留核に渡され熱平衡状態へと移行してから evaporation の中性子が放出されることから説明できる。Direct emission 部分の放出個数はどの原子核においても大体同じであり、平均値 1.74 ± 0.28 である。

表 3.1: 各原子核における π^- 吸収によって放出される中性子の放出個数 [32]。標的核の質量数が増加するほど evaporation による中性子の放出個数が増加する。Direct emission 部分の放出個数はどの原子核においても大体同じであり、平均値 1.74 ± 0.28 である。

Target	Number of emitted neutrons		
	Total	Evaporation	Direct emission
C	2.44 ± 0.18	0.67 ± 0.13	1.77 ± 0.15
N	2.62 ± 0.20	0.86 ± 0.16	1.76 ± 0.17
O	2.63 ± 0.20	0.85 ± 0.15	1.78 ± 0.16
Al	3.21 ± 0.29	1.55 ± 0.26	1.67 ± 0.23
Cu	5.04 ± 0.61	3.32 ± 0.61	1.72 ± 0.51
Ta	7.95 ± 1.39	6.15 ± 1.14	1.80 ± 1.14
Pb	8.86 ± 1.66	7.19 ± 1.69	1.67 ± 1.37

表 3.2 は、各標的、各要素における中性子のエネルギーを示す。中性子が運ぶ運動エネルギーの和は全体でどの原子核においても変わらないことが分かる。平均値は 76.7 ± 2.5 MeV である。evaporation による中性子が運び出すエネルギーは、標的核の質量数増加とともに増加し、逆に direct emission 部分による中性子のエネルギーは減少する。

表 3.2: 各標的核における π^- 吸収によって放出される中性子の各要素ごとのエネルギー [32]。中性子が運ぶ運動エネルギーの和は全体でどの原子核においても変わらず、平均値は 76.7 ± 2.5 MeV である。evaporation による中性子が運び出すエネルギーは、標的核の質量数増加とともに増加し、逆に direct emission 部分による中性子のエネルギーは減少する。

Neutron Kinetic energy (MeV)			
Target	Evaporation	Direct emission(primary, secondary)	Total
C	1.9 ± 0.6	75.6 ± 4.8	77.5 ± 4.9
N	2.5 ± 0.7	73.7 ± 4.7	76.2 ± 4.9
O	2.5 ± 0.7	75.6 ± 4.8	78.1 ± 5.0
Al	4.7 ± 1.2	68.3 ± 4.5	73.0 ± 4.8
Cu	8.4 ± 2.5	67.3 ± 4.9	75.6 ± 5.4
Ta	11.7 ± 4.6	66.7 ± 6.1	78.4 ± 6.7
Pb	13.3 ± 5.4	65.1 ± 6.5	78.4 ± 7.2
		Average	76.7 ± 2.5

3.2 GEANT4 における実装

GEANT4 は低エネルギー (eV) から超高エネルギー (PeV) までの粒子の相互作用を扱う。しかし、この全エネルギー領域をカバーする粒子相互作用モデルは存在しないため、一般的に 1 つの相互作用過程に対して複数の物理モデルが用意されてある。我々ユーザーは GEANT4 が提供しているモデルを理解し、自らが行いたいシミュレーションに最適な物理モデルの組み合わせを決定し、それを初期化情報として設定する必要がある。この初期化情報は Physics list と呼ばれる。Physics list にはシミュレーション実行で考慮する物理相互作用の情報をまとめたオブジェクトである。GEANT4 は一般ユーザー向けに、Reference Physics lists と呼ばれる、Physics list を用意している。2 章で述べた β 崩壊実験の GEANT4 シミュレーションにて、我々が用いている Physics List は FTFP_BERT [28] である。FTFP_BERT では、電磁相互作用は標準モデル (standard EM processes [29]) を用いており、10 GeV より下のエネルギー範囲におけるハドロン相互作用は Bertini 型核内カスケードモデル (Intra-nuclear cascade; INC) [23] [24] [25] によって実装されている。Bertini INC モデルは、すべての長寿命のハドロン (p, n, π , K, Λ , Ξ , Ω) と γ を入射粒子として取り扱う。我々が調べたい π^- 吸収反応と中性子と物質の相互作用は、この Bertini INC モデルにて処理される。

GEANT4 Bertini モデルの核心は、原子核内での一連の相互作用によって生成されるハドロンと核子の核内カスケードという概念である。これは核内で核子の「気体」を通るハドロンの輸送に関するボルツマン方程式を平均的に解く古典的なモデルである。

GEANT4 のカスケードモデルには、Bertini INC モデル、pre-equilibrium モデル、nuclear explosion モデル、fission モデル、evaporation モデルが含まれている。

INC モデルにおけるカスケードは、入射粒子が原子核内の個々の陽子・中性子と弾性的または非弾性的に相互作用し、多数の二次粒子を生成することからスタートする。二次粒子は核内で他の陽子や中性子と相互作用し、個々の相互作用と一致するエネルギーを持つ二次粒子をさらに生成させる。これらの二次粒子はすべて原子核内を伝播し、最後の二次粒子が原子核から脱出するか、停止して原子核に吸収されるまで順番に相互作用する。この時、残留核は pre-equilibrium モデルと evaporation モデルを用いて脱励起する。

INC モデルの基本的なステップは次の通りにまとめられる。(1) 入射粒子が入射する位置は、原子核全体から一様な確率で選ばれる。(2) 粒子間の全断面積と選ばれた位置における核子密度から入射粒子の経路長が決まる。(3) 衝突された核子の運動量、反応の種類、反応生成物の 4 元運動量が決まる。(4) カスケードが進むにつれ、励起子モデルが更新される。(5) パウリ排他律によって許され、かつ粒子のエネルギーがカットオフエネルギーである 2 MeV より大きい場合、ステップ (2) が再度実行され、粒子が輸送される。

全てのカスケード粒子が原子核の外に出るか、あるいは原子核にトラップされると、カスケードモデルに含まれる脱励起モデル (pre-equilibrium モデル、nuclear explosion モデル、fission モデル、evaporation モデル) が引き継がれ、そこではカスケード後の励起状態の原子核が取り扱われる。

pre-equilibrium モデルでは、原子核の励起状態は励起子 (粒子と正孔) の数によって特徴づけられる。カスケード過程で励起子が生成され、ここで粒子と正孔の配置が決定される。このとき、ターゲット原子核の励起データと核子の励起子のコンフィギュレーションが用いられる。こうして INC 後に生成された非平衡状態が、核分裂や evaporation を起こし、励起原子核から粒子が放出される。この部分は nuclear explosion モデル、fission モデル、evaporation モデルにて実装される。特に、evaporation モデルでは、粒子の放出は励起エネルギーがカットオフ (0.1 MeV) を下回るまで計算される。

π^- 中間子吸収は、静止している π^- が原子核に捕獲され原子核が励起状態となるプロセスとして扱われる。モデルの pre-equilibrium 段階にて、捕獲された π^- を粒子-正孔対の一部として処理し、相互作用を取り扱う。 π^- が吸収され、生成された粒子-正孔対の崩壊が起き、nuclear evaporation が起こる。その後、核子が放出される。 π^- 吸収過程によって放出される primary nucleons と secondary nucleons は Bertini INC モデルによって取り扱われ、evaporation neutrons はカスケード後の脱励起モデルにて取り扱われる。

3.3 シミュレーションとデータの比較

本研究のシミュレーション (ver. 11.1) では、Physics list として FTFP_BERT を使用しており、ここでは、ハドロン相互作用は 3.2 節で述べた Bertini 型 INC モデル [23] [24] [25] によって実装されて

いる。一般に GEANT4 のモデルがプロセスを正しく実装出来ているかどうかは実データとの比較をすることで確かめられる。しかし、BGO 検出器によって π^- 吸収過程起因の中性子の個数やエネルギーを測定したデータは存在しない。また、この過程で放出される 1 – 70 MeV の中性子の BGO 検出器内での検出効率や反応の際に落とすエネルギーについても実測値がない。本節では、BGO 原子核での π^- 吸収過程と、BGO 中での中性子の反応に関する GEANT4 の実装の正確性について、現在利用できる既存のデータとシミュレーション結果を比較して、現状において可能な範囲で議論する。

3.3.1 π^- 吸収過程

BGO の組成は $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ であり、Bi, Ge, O の原子核から構成される。 π^- 吸収により放出される中性子について BGO として測定された例はないため、BGO を構成するそれぞれの原子核でのシミュレーションとデータの比較を行った。Bi, O については過去に測定されているが、Ge 原子核でのデータは存在しないため、一番原子番号が近くかつ良く調べられている Cu での比較を行った。

シミュレーションでは、1 mm × 1 mm × 1 mm の小さな物質 (Bi, Cu, O) を用意し、物質の中心にて、0 MeV の π^- を生成させ、放出される中性子について調べた。図 3.4 は、GEANT4 のイベントディスプレイであり、 π^- を 1 イベント生成させた様子を表す。

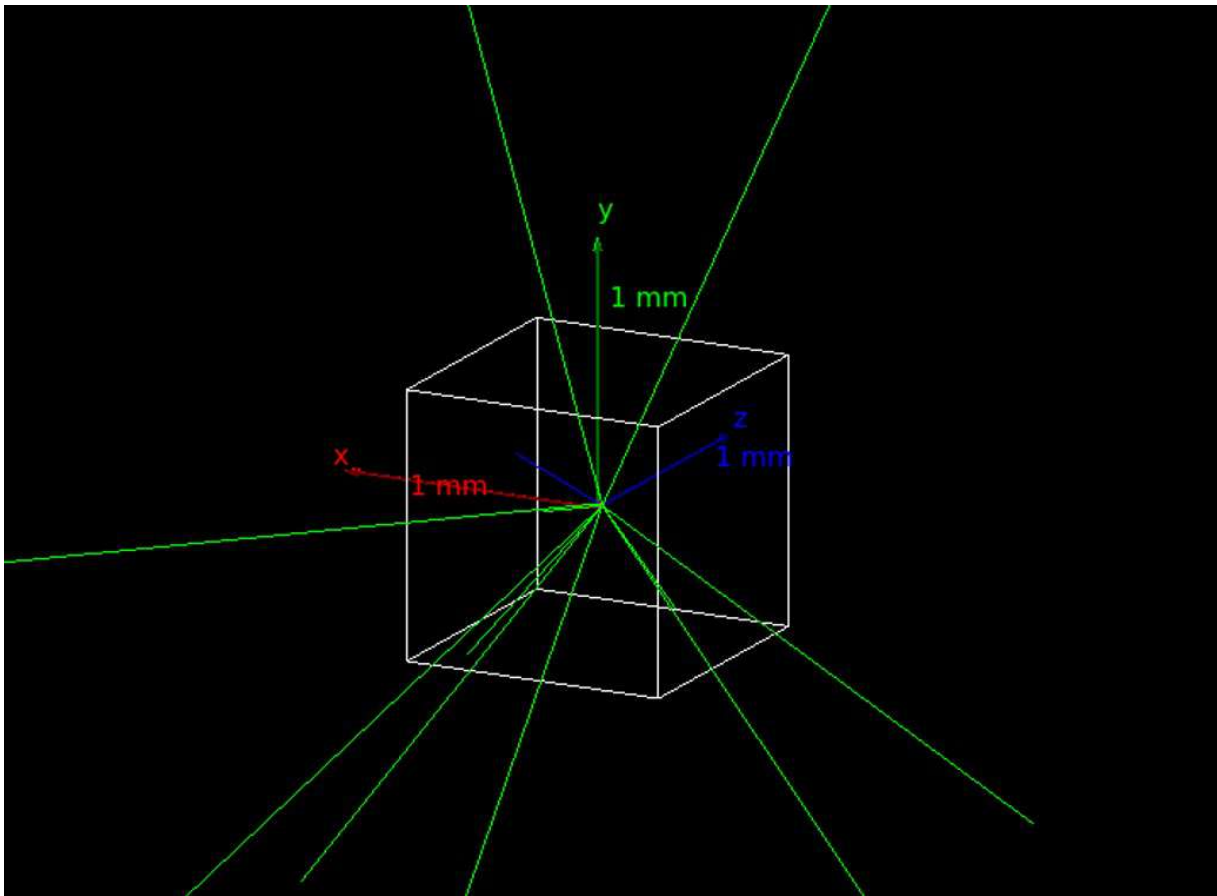


図 3.4: GEANT4 における π^- 吸収のイベントディスプレイ。緑が中性粒子、赤が負電荷の粒子、青が正電荷の粒子を表す。

表 3.3 はそれぞれデータとシミュレーションの場合で、 π^- が O, Cu, Bi に吸収された後、放出される中性子の数を表す。Bi に関してはデータの誤差は大きいがおおよそ合っている。Cu においてはシミュレーションの場合、中性子数を低く見積もっていることが分かる。このことから、現在の β 崩壊実験シミュレーションにおける BGO カロリメータでのクラスター解析では、クラスター数を少なく見積もっている可能性がある。

表 3.3: 各原子核における π^- 吸収によって放出される中性子の個数 [32]。

Neutron Total Yield		
Target	Data	Simulation
O	2.63 ± 0.20	2.28
Cu	5.04 ± 0.61	3.91
Bi	7.1 ± 0.8	6.9

図 3.5, 3.6, 3.7 はそれぞれ、 π^- が O, Cu, Bi に吸収された後に放出される中性子のスペクトルを、それぞれデータ [30][32] とシミュレーションの場合とで表したものである。

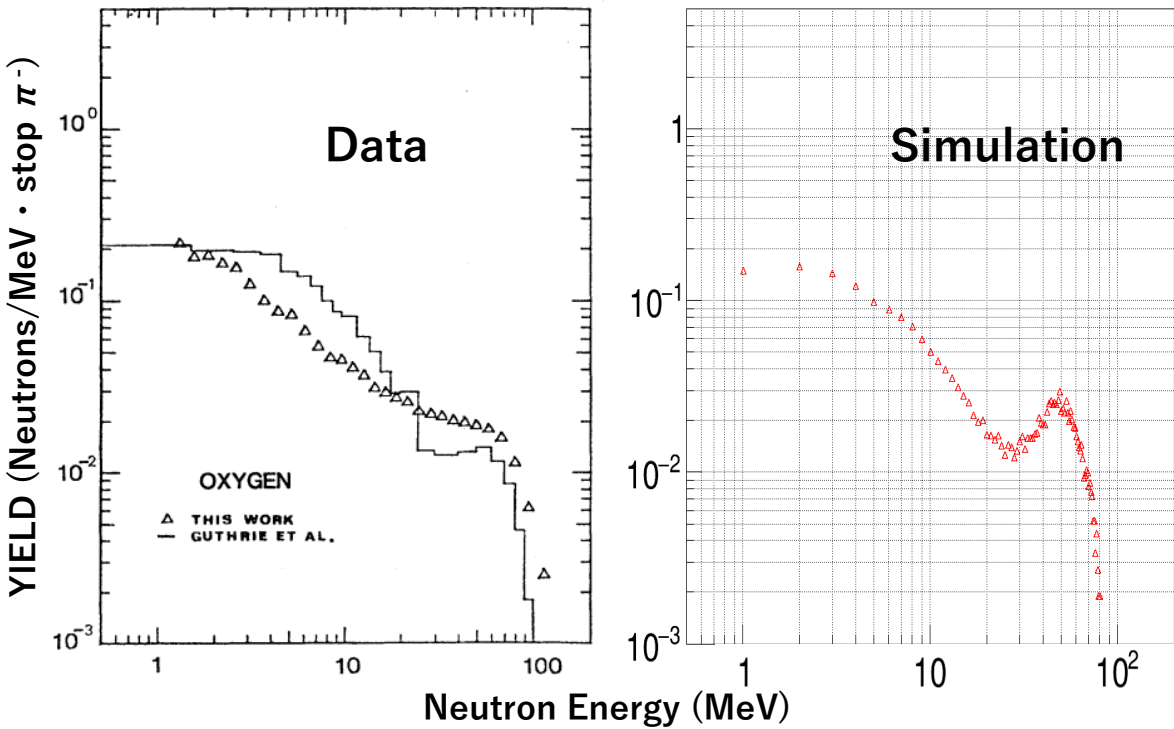


図 3.5: O における π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル [32]。
 左図がデータ、右図が GEANT4 シミュレーションの結果。データ (左図) において三角で表している点が実験結果であり、実線は理論計算 [33] によるものである。

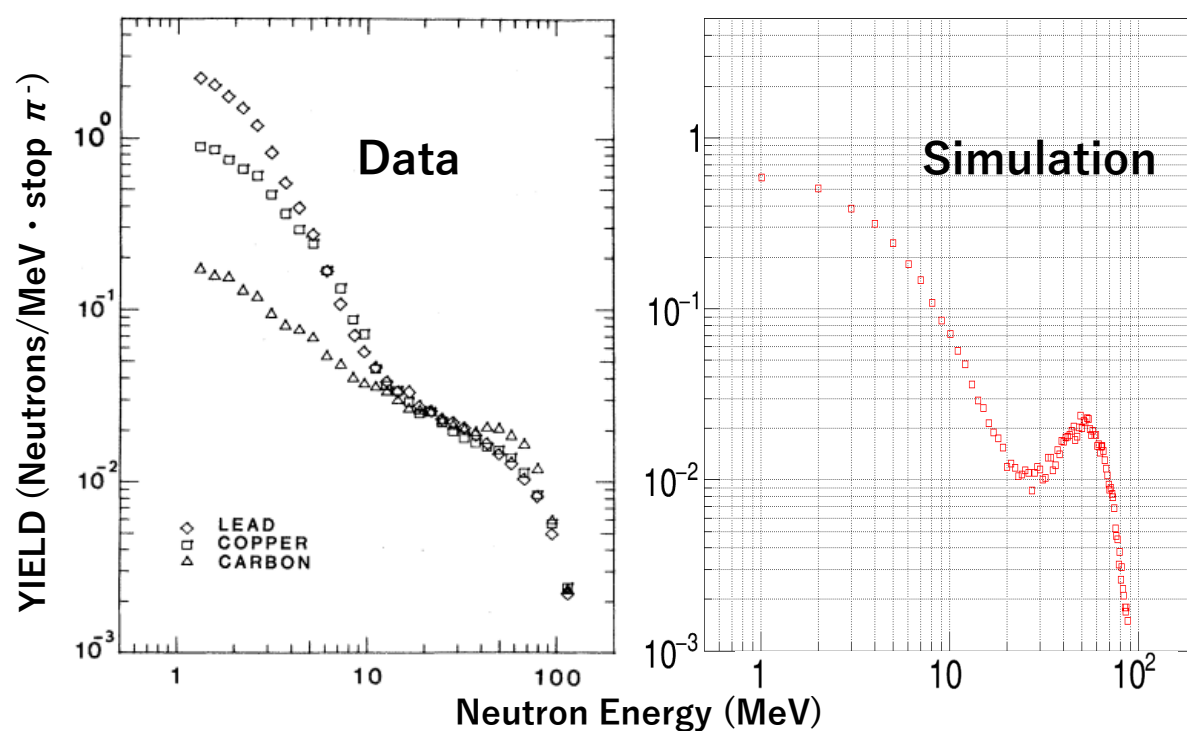


図 3.6: 左図は Pb, Cu, C における π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル (測定データ) [32]。右図は Cu での GEANT4 シミュレーションの結果。

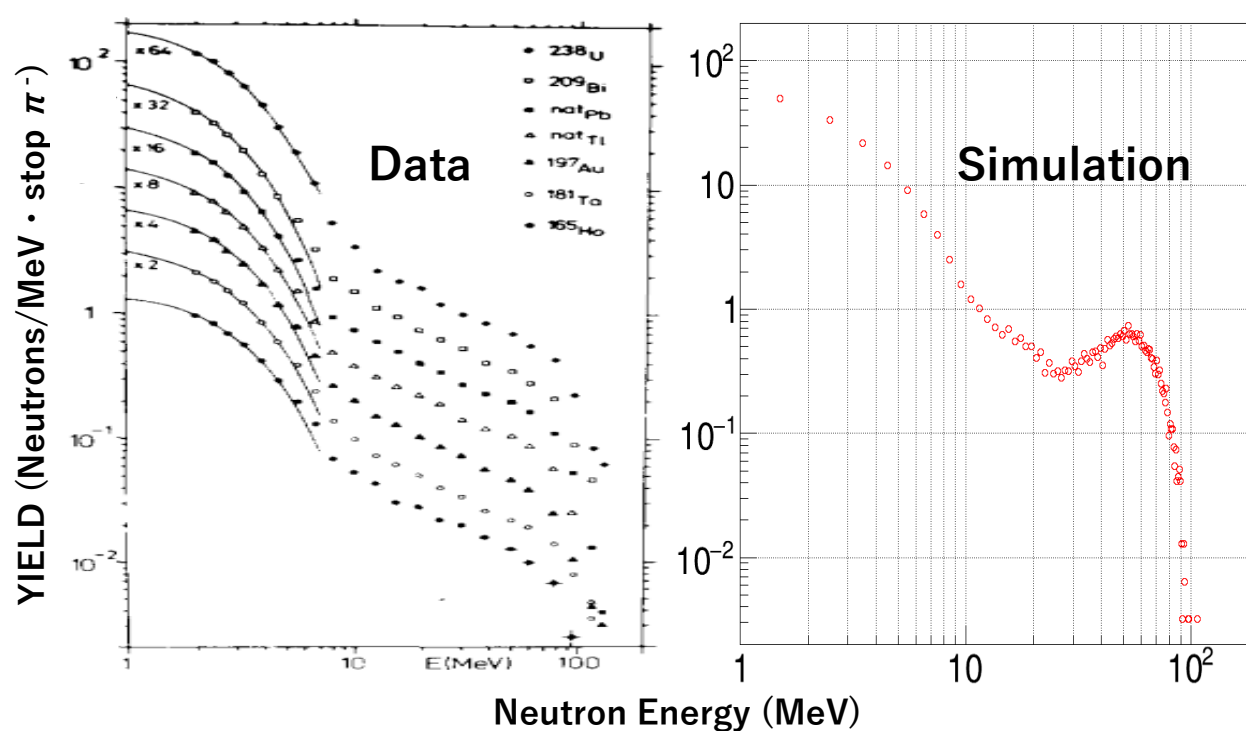


図 3.7: 左図は、Bi 等における π^- 吸収により放出される中性子のスペクトル (測定データ) [30]。右図は Bi での GEANT4 シミュレーションの結果。

図 3.8 は、比較のためシミュレーションとデータのスペクトルを重ねたものである。データと比較したとき、どの原子核においても、シミュレーションの場合、50 – 60 MeV の 2 核子吸収による primary 中性子がピークとして顕著に見えている。また、10 – 35 MeV の secondary 中性子の領域では生成数が減っているのが分かる。一般には運動エネルギーが低いと、中性子の反応断面積は大きくなる。シミュレーションでは、secondary 中性子の領域で生成数が減っていることから、現在の BGO カロリメータのクラスター解析シミュレーションでは、クラスター数を少なく見積もっている可能性がある。

また、低いエネルギーの evaporation 中性子の領域において、O では、1 – 10 MeV で異なっているのが見え、1 – 2 MeV の領域で約 1.3 倍データの方が多く、4 – 10 MeV の領域で約 1.25–1.5 倍シミュレーションの方が多い。また Cu では、1 – 4 MeV の領域で約 1.25 – 1.5 倍データの方が多く、シミュレーションの方が少なく見積もっていることが分かる。Bi においては 4 – 8 MeV の領域で約 1.2 – 1.5 倍シミュレーションの方が放出個数が多い。Cu における evaporation 領域での放出個数の低下は、特にクラスター数を少なく見積もると考えられる。しかし、Bi においてはシミュレーションの方が放出個数が多いため、クラスター数を多く見積もりすぎている可能性も考えられる。O におけるデータとシミュレーションの差は、相殺しているようにも見える。

以上より、中性子の放出個数はエネルギー領域によって、あるいは核種によって多く見積もっていたり少なく見積もっていることが分かった。シミュレーションとデータのズレによる影響は一部相殺することが期待され、現状のシミュレーションは現実と大きく異なっていないと期待される。しかし、現実とシミュレーションのずれを定量的に評価するために、実測が必要である。また、中性子のエネルギー領域毎にズレの挙動が異なるため、本実験への影響を評価する際には BGO の中性子に対する検出効率のエネルギー依存性の情報も合わせて必要になる。

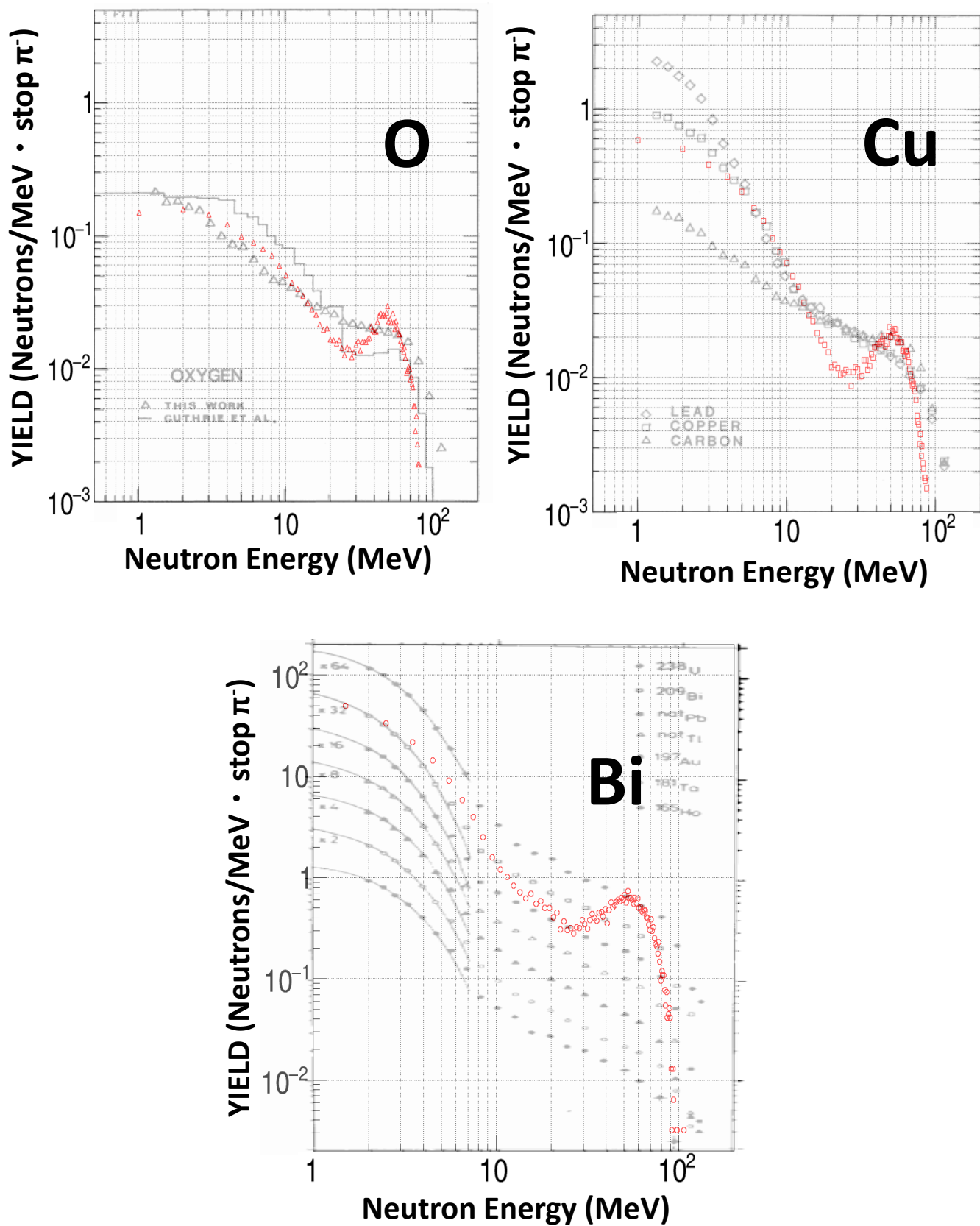


図 3.8: シミュレーションとデータにおける、 π^- 吸収により放出される中性子のスペクトルを重ねたもの。どの原子核においても、シミュレーションの場合、50 – 60 MeV の 2 核子吸収による primary 中性子がピークとして顕著に見えており、また、10 – 35 MeV の secondary 中性子の領域では生成数が減っている。低いエネルギー領域においては、核種によって多く見積もっていたり少なく見積もっていることが分かった。

3.3.2 BGO 検出器での中性子の検出効率

Bartalini らは、80 – 650 MeV の運動エネルギーを持った中性子を BGO に照射させる実験を行い、BGO における中性子の検出効率について、シミュレーション結果と比較を行った [34]。シミュレーションは、ハドロン相互作用の部分のみ、FLUKA インターフェースを含んだ、GEANT3 のパッケージに基づいたものである [35]。FLUKA は粒子輸送および物質との相互作用の計算のための汎用ツール [36][37] である。

この実験では、 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応を通して、中性子を生成させた。BGO に入射した中性子の数とエネルギーは、測定した γ と π^+ のエネルギーと角度を用いて 2 体の運動学を解くことで求めた。図 3.9 は、実験とシミュレーションによる BGO の中性子検出効率をエネルギーの関数としてプロットしたものである。検出効率は、(a) 2 MeV と (b) 20 MeV の閾値エネルギー以上のパルスハイトスペクトルを積分することによって評価した。シミュレーションにおいて BGO のパルスハイトは、光子で測定した ADC 較正データをもとに、シミュレートされたエネルギーデポジットを再計算するようにして見積もられている。またシミュレーションでは、BGO シンチレータの光量飽和については考慮されていない。シンチレータの光量飽和とは、粒子がシンチレータ内で単位長さ当たり損失するエネルギー (dE/dx) が極めて大きいとき、発光量が飽和する現象である。特に中性子入射による陽子や反跳原子核は dE/dx が極めて大きいため光量が飽和する。2 MeV の閾値においては 80 MeV の場合を除いて良い一致が見られる。20 MeV の閾値においては、大きく異なっているのが分かる。この差の理由は、シミュレーションとデータのパルスハイト分布の違いによるものである。図 3.10 は、パルスハイトスペクトルの実験値とシミュレーション値を中性子運動エネルギーごとにプロットしたものである。低いパルスハイトの分布が実験とシミュレーションで大きく異なることと、シミュレーションではエネルギーからパルスハイトを大きく見積もってしまうことから、高い閾値においては結果が異なる。このようなデータとシミュレーションの差は、実験では BGO で大きなエネルギーデポジットがあっても光量飽和によりパルスハイトが飽和してしまうのに対し、シミュレーションではパルスハイトを見積もる際に BGO シンチレータの光量飽和の影響を考慮していないことから生じると考えられる。

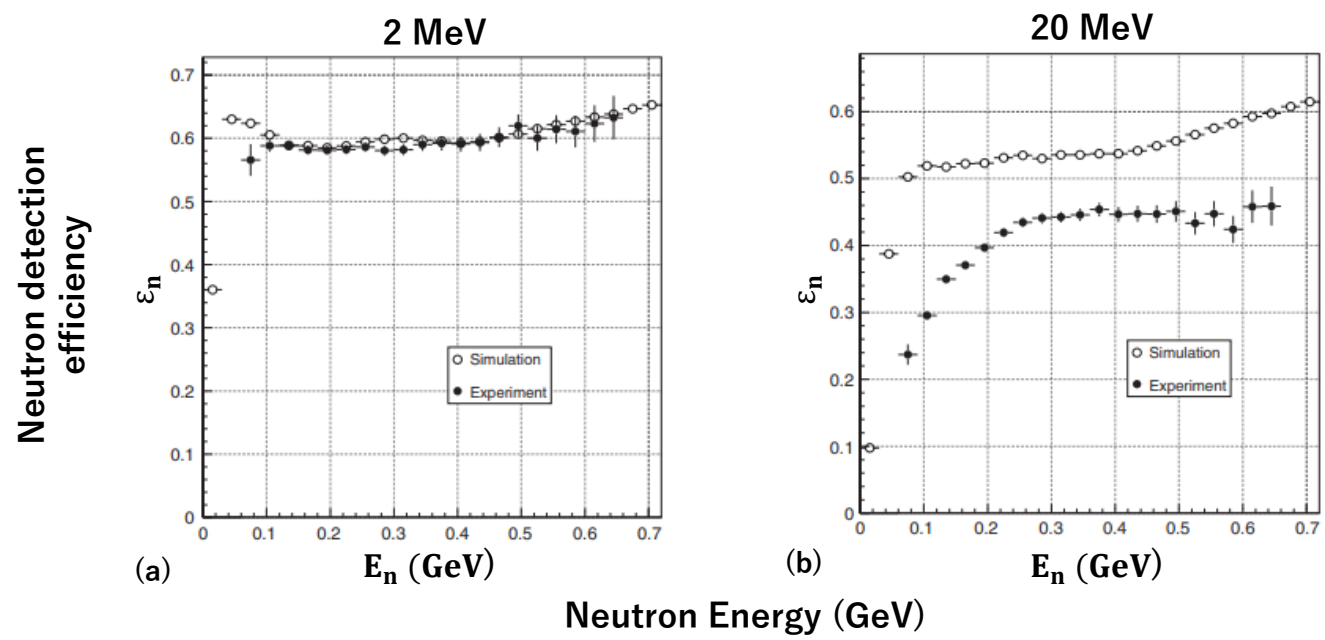


図 3.9: エネルギーの関数として表した、実験 (黒丸) とシミュレーション (白丸) による BGO の中性子検出効率 [34]。検出効率は、(a) 2 MeV と (b) 20 MeV の閾値エネルギー以上のパルスハイトスペクトルを積分することによって評価した。

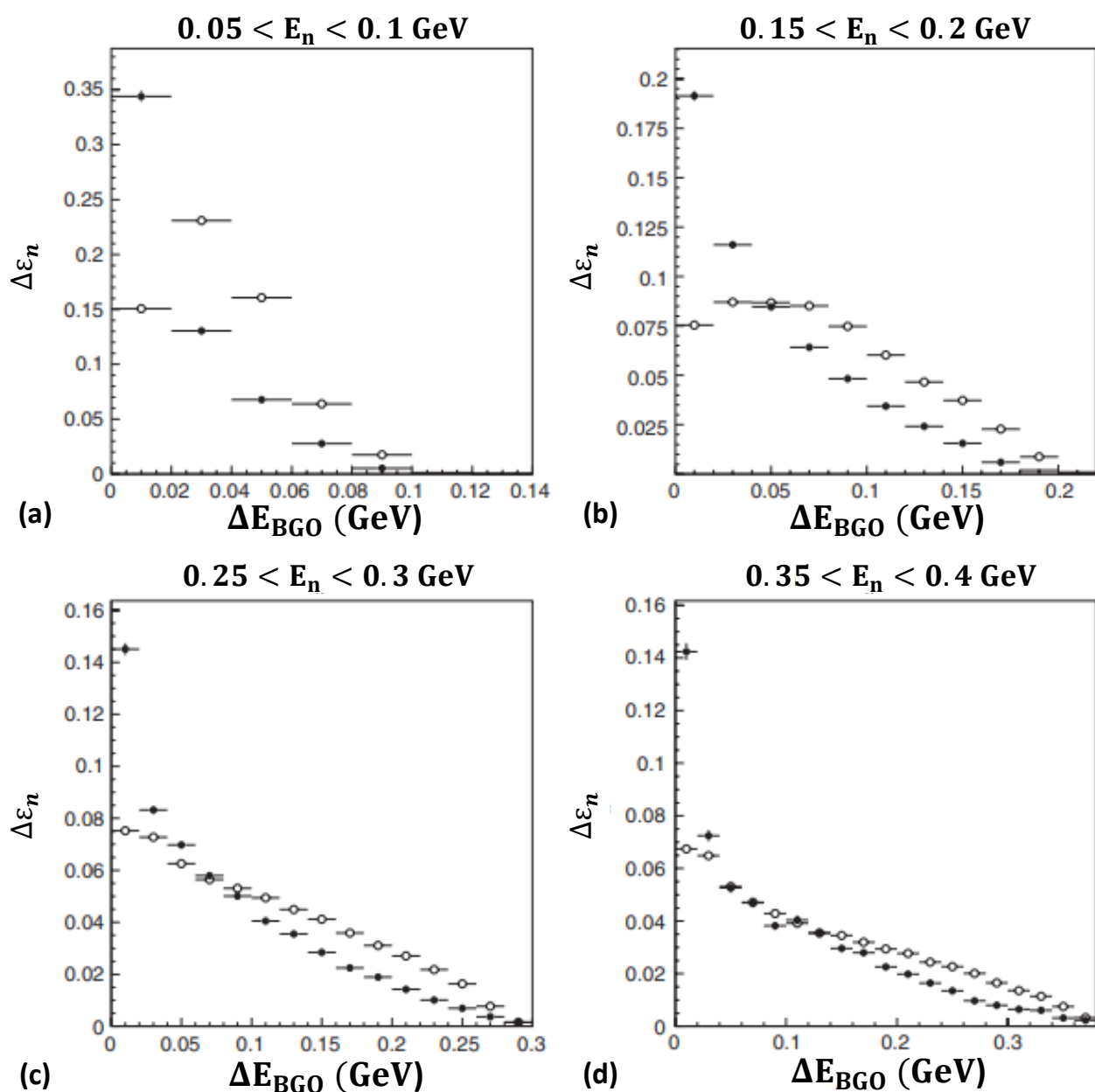


図 3.10: 異なるエネルギー領域 (a), (b), (c), (d) における、中性子のパルスハイト分布の実験結果 (黒丸) とシミュレーション結果 (白丸) [34]。
 ΔE_{BGO} はパルスハイトであり、 E_n は中性子のエネルギーである。

2 MeV の閾値において、中性子の運動エネルギーが 80 MeV の場合、中性子検出効率はシミュレーションの方がデータに比べて高い結果が得られた。この場合、 β 崩壊実験で用いる現在の BGO カロリメータのクラスター解析シミュレーション (各 BGO セグメントのエネルギー閾値は 1 MeV (2.1.3 節を参照)) では、クラスター数を現実よりも多く見積もり過ぎている可能性がある。80 MeV より低いエネルギーの中性子では、検出効率がシミュレーションと実測で違う可能性があるが、それは分かっていない。そのため β 崩壊実験でのバックグラウンドを正確に見積もれないことが、我々にとって問題である。

3.3.3 まとめ

上述の通り、現在の β 崩壊実験シミュレーションが、クラスター数を多く見積もっているか少なく見積もっているかは、比較の結果多く見積もる要素と少なく見積もる要素が混在し、予想することは困難である。クラスター数分布は、 π^- バックグラウンド除去率を決定する重要な因子であり、正確な見積もりが必須である。したがって、BGO 原子核での π^- 吸収で最終的に放出される中性子の数とエネルギー分布、また 1 – 70 MeV のエネルギーの中性子の BGO での検出効率の測定が必要である。そこで、私は次の 4、5 章で述べる BGO のテスト実験によってこれらの値を実測することにした。

第 4 章

π^- ビームを用いた BGO テスト実験のデザインと準備

π^- によるバックグラウンドを正確に見積もるために、BGO での π^- 吸収過程により放出される中性子の発生数の測定が必要である。そのためには低運動量の π^- ビームを用いる必要があるが、そのようなビームを利用することは難しいため、 K^- 崩壊 ($K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$) によって放出される π^- をビームとして用いることを考えている。 K^- 崩壊由来の π^- を BGO に入射し静止させ、 π^- 吸收起因の中性子を測定するテスト実験のデザインを行った。また、テスト実験で用いる検出器の製作と性能評価も行った。さらに、シミュレーションを行い、 K^- 崩壊由来の π^- をビームとして用いることの実現性を評価した。

4.1 テスト実験手法

1.1.3 節で述べたように、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ の弱崩壊で放出される π^- の運動量は約 100 MeV/c であり、我々はこのような低運動量及び静止した π^- の BGO での反応を調べたい。よってテスト実験で用いる π^- の運動量は β 崩壊実験で予想される π^- の運動量と同程度であり、先行研究 [20, 21] で決めた BGO 検出器の厚みに対して静止するような低い運動量である必要がある。そのことから、ビームとして用いる π^- の運動量は、300 MeV/c 以下であることが要求される。

しかし、既存の J-APARC のビームラインで低運動量の π^- ビームを利用することは難しい。したがって、J-PARC K1.8 ビームラインで運動量 1.8 GeV/c の K^- ビームを用いたハイパー核実験の際に、 K^- 崩壊 ($K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$) によって放出される π^- をビームとして用いる可能性を検討した。 K^- が $\pi^- \pi^0$ に 2 体崩壊する際、 π^- の運動量は、 K^- の運動方向と崩壊 π^- の運動方向がなす角 (以後、崩壊角) によって一意的に決まる。 π^- の崩壊角を測定して選択することで、決まった運動量を持った π^- をビームとして BGO に入射させ、 π^- 吸収過程により放出される中性子の測定を実現する。

図 4.1 は、運動量 1.8 GeV/c の K^- が $\pi^- \pi^0$ に 2 体崩壊するときの、 π^- の崩壊角と運動量の相関

図である。詳細は後述するが、ハイパー核実験の標的より上流におけるビーム K^- の崩壊事象を利用するため、セットアップを設置できる場所には空間的な制限がある。300 MeV/c 以下の運動量を持ち、かつできるだけ大きい崩壊角で放出される π^- をビームとして利用したいという理由から、ビーム軸に対して崩壊角約 23.77° の方向を臨む検出器配置をデザインした。この時、約 262 MeV/c の運動量を持った π^- が BGO に入射し静止した後、放出される中性子を測定する。

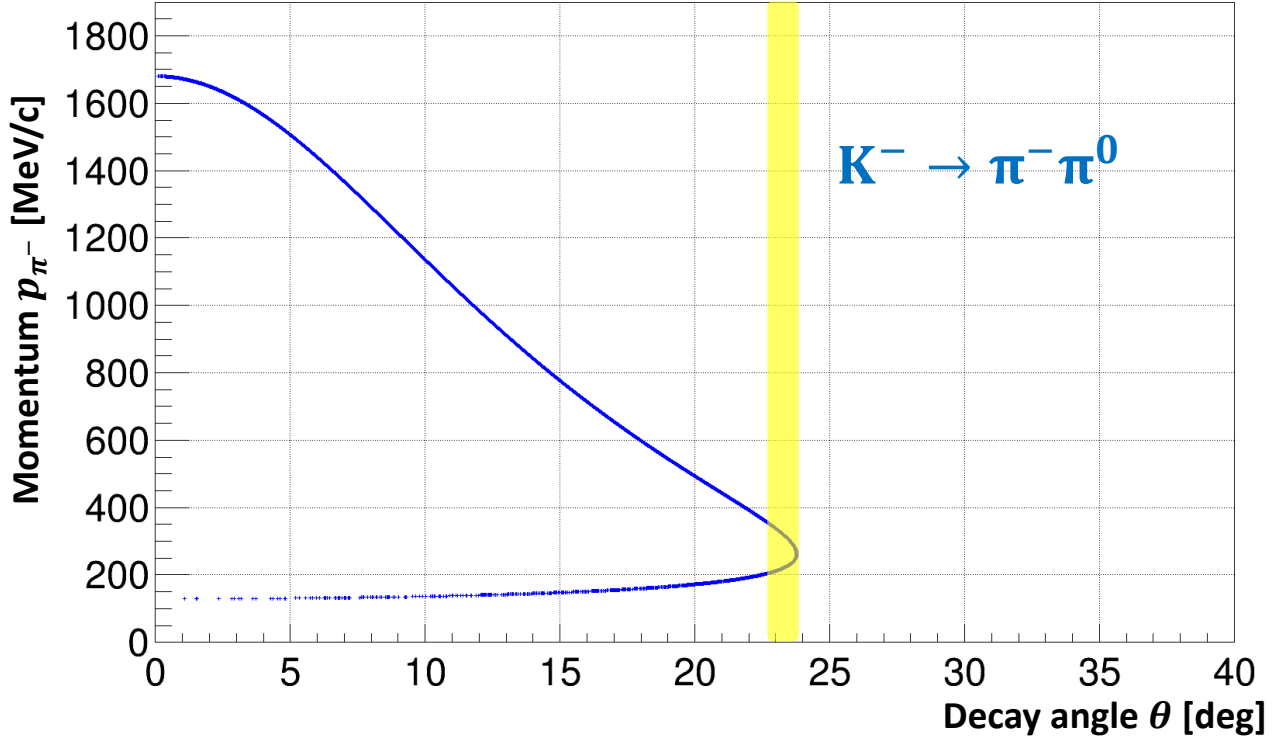


図 4.1: 運動量 1.8 GeV/c の K^- が $\pi^-\pi^0$ に 2 体崩壊するとき、放出される π^- の崩壊角と運動量の相関。図の黄色で示す領域 ($22.77^\circ - 23.78^\circ$) の π^- (約 200 - 350 MeV/c) をビームとして用いる。

4.2 セットアップ

4.2.1 K1.8 ビームライン

J-PARC K1.8 ビームラインにおいて、1.8 GeV/c の運動量を持った K^- 中間子をビームとして用いた Ξ ハイパー核分光実験が実施されることとなっている [38][39]。図 4.2 は K1.8 ビームラインの概略図である [40]。J-PARC のメインリング (MR) のシンクロトロンで 30 MeV まで加速された陽子がハドロン実験施設内の Au 標的に衝突し、二次粒子 (π , K 中間子) が生成される。これら二次粒子は双極電磁石 (D1, D2) で運動量が選ばれ、静電セパレータ (ESS1, ESS2) の高電場と、それに直交する磁場によって粒子の速度を選択することで、粒子選別が行われる。ここで K^- が選ばれ、K1.8 ビームライン下流部分にビーム K^- が送られる。このとき、ビーム K^- の強度は、約 10^6 /spill (1 spill はビー

ムが出ている時間であり約 2 – 2.5 s) であり、K 中間子の純度 K/π 比は 0.8 が達成されている。K1.8 ビームラインの下流 (図 4.2 のビーム粒子用スペクトロメータ) は QQDQQ 電磁石で構成され、それらによってビーム K^- が輸送され、実験標的に照射される。QQDQQ 電磁石とその上流下流に設置された検出器とあわせてビーム粒子の運動量を粒子ごとに分析できるが、本研究ではビーム粒子の粒子ごとの運動量情報は使用しない。電磁石の上流・下流にはビーム粒子のタイミングを測定するプラスチックカウンターのホドスコープ (BH1, BH2) がそれぞれ設置されており、ホドスコープ間の粒子飛行時間を測定する。今回の BGO テスト実験では、BH2 によってビーム粒子の到来タイミングを得ている。

K1.8 ビームライン

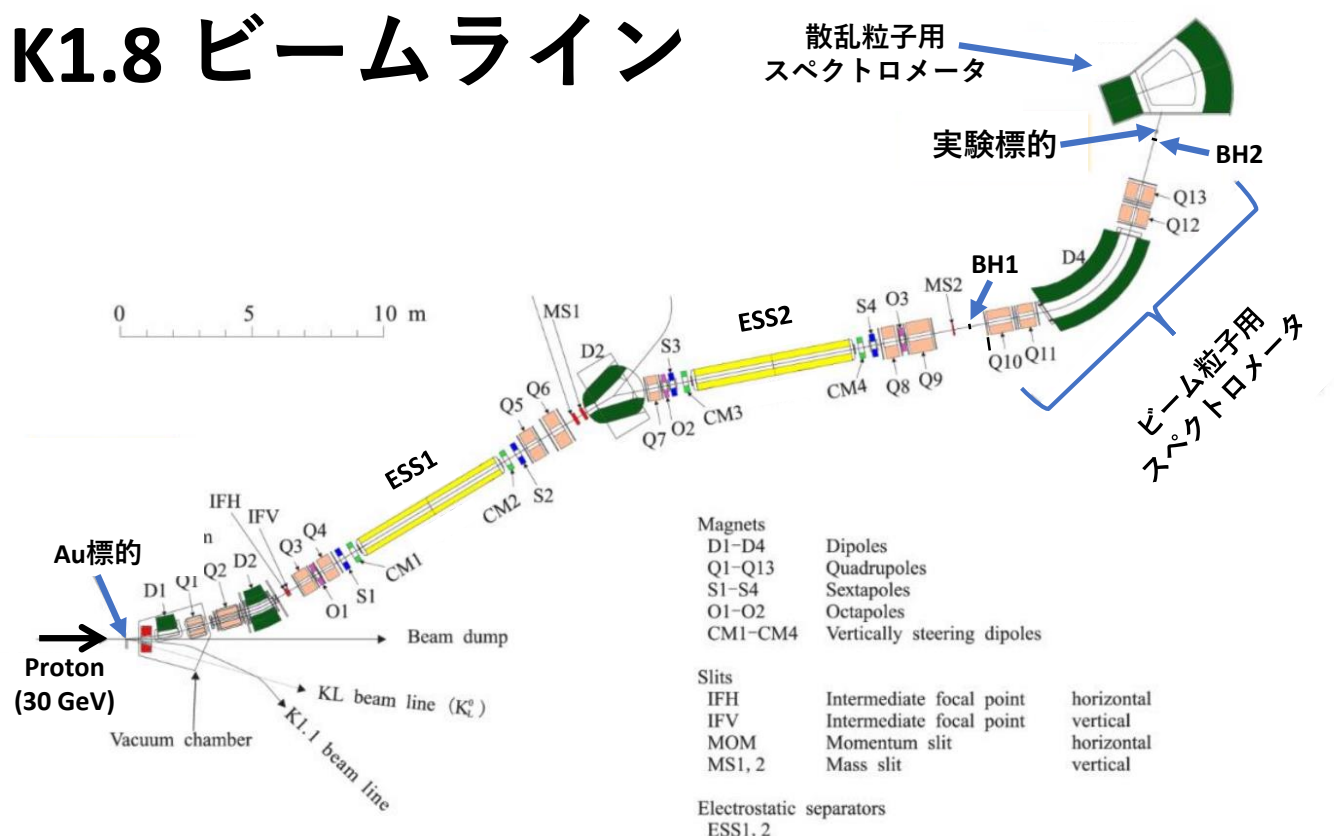


図 4.2: J-PARC K1.8 ビームラインの概略図 [40]。

4.2.2 テスト実験セットアップ

図 4.3 は、BGO テスト実験のセットアップの概略図である。BH2 から下流に 7 cm 離れた点 (以後、崩壊基準点という。) から、鉛直上方向に 23.77° 傾けた軸上の 32 cm 離れた所に角度検出器 (TC1) を配置し、その軸上の 10 cm 後ろに角度検出器 (TC2) を配置する。TC1, TC2 により K^- 崩壊に由来する π^- の飛跡を測定し、 K^- ビーム軸と結ぶことによって、崩壊角を測定する。TC2 の真後ろに後述の BGO カウンター (BGO1) を配置し、 π^- を静止させる。図 4.3 で示している Decay volume とは、 π^- が鉛直上方向に崩壊角 23.77° で放出されると、BGO1 に入射する範囲のことであり、崩壊基

準点を中心とする長さ約 130 mm の領域である。BGO1 の隣に別の BGO カウンター (BGO2) を配置し、 π^- 吸収過程により放出される中性子の数を測定する。BGO1, BGO2 の π^- 入射方向の厚さは 200 mm である。中性子を測定するために、2つの BGO 間にプラスチックカウンター (PL1) を配置する。プラスチックカウンター内でのエネルギー損失を解析することで、静止 π^- 起因の中性粒子によって BGO2 がヒットした事象を同定することができる。プラスチックカウンターがヒットせず、BGO2 で大きなエネルギー損失が確認されたとき、それは π^- 吸収による中性子によるものと判定する。

また、 K^- は、 $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ にも崩壊する。図 4.4 は、運動量 1.8 GeV/c の K^- が $\mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\pi^- \pi^0$ に 2 体崩壊するとき、放出される μ^- , π^- の崩壊角と運動量の相関を紫と青でそれぞれプロットしたものである。運動量が高い成分 (~ 500 MeV/c) の μ^- を除去するために、BGO1 の後ろにプラスチックカウンター (PL2) を配置し、ヒットの有無で判定する。運動量が低い成分 (~ 50 MeV/c) の μ^- は BGO1 でのエネルギー損失を解析することで除去する。

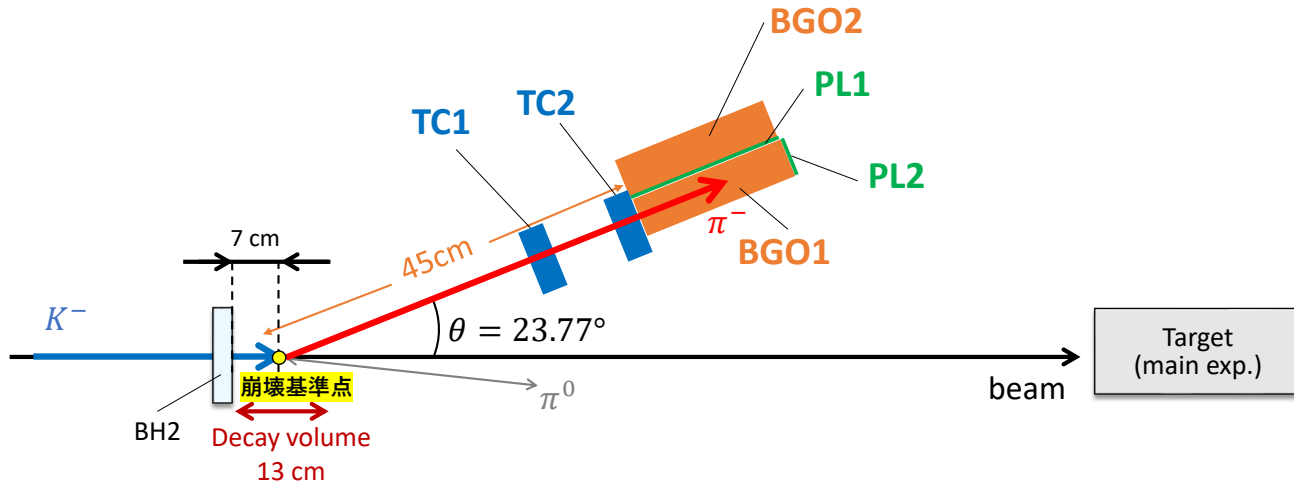


図 4.3: BGO テスト実験のセットアップの概略図。TC1, TC2 はそれぞれ角度検出器、BGO1, BGO2 はそれぞれ π^- を静止させる BGO と π^- 吸収起因の中性子を測る BGO である。PL1, PL2 はそれぞれプラスチックカウンターで、BGO 間と BGO1 後方のものである。崩壊基準点は BH2 から下流に 7 cm 離れた点であり、Decay volume(約 130 mm) は崩壊角 23.77° の π^- が BGO1 に入射する範囲である。鉛直上方向に 23.77° 傾けた軸上で崩壊基準点から BGO1 までの距離は約 45 cm である。

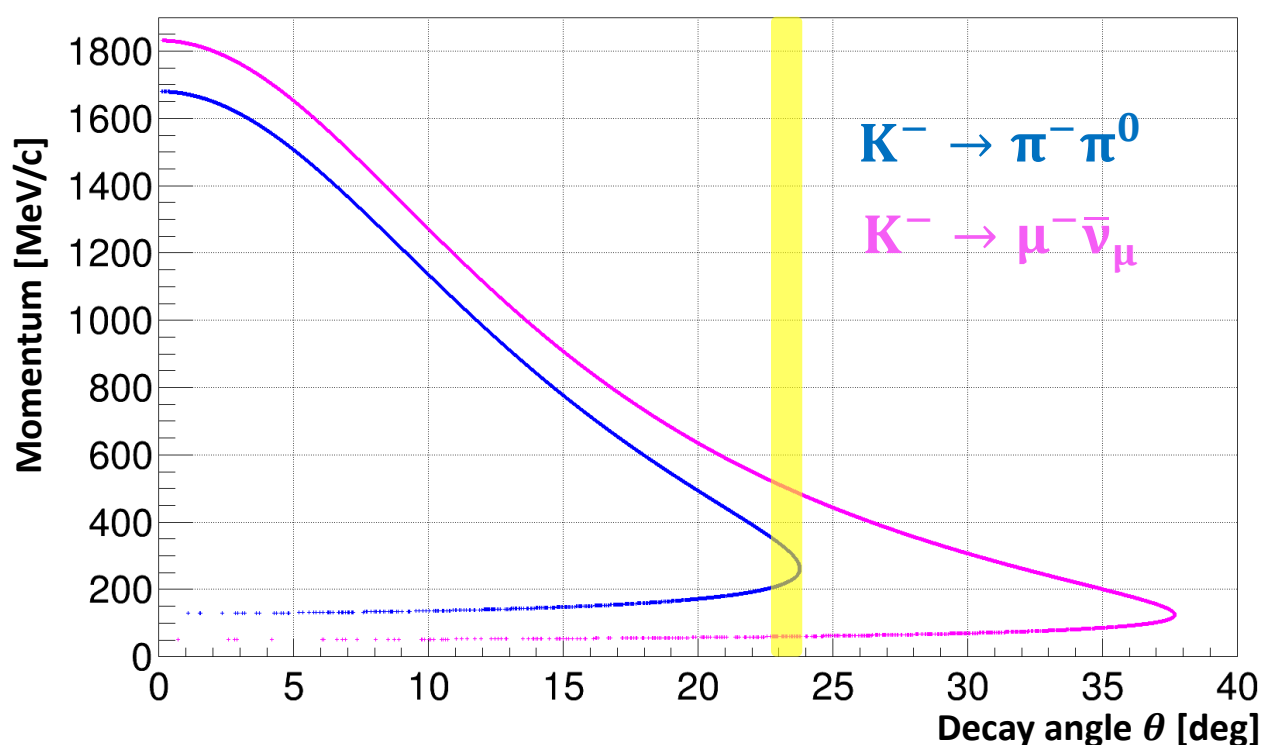


図 4.4: 運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^- 崩壊が $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ に 2 体崩壊するとき、放出される μ^- の崩壊角と運動量の相関図。黄色で示す領域で μ^- はバックグラウンドとなる。

4.3 テスト実験で用いる検出器

本研究では、本テスト実験で用いる検出器の製作と性能評価を行った。本節では、検出器の詳細について述べる。

4.3.1 BGO 検出器

図 4.5 は、BGO 検出器のデザインである。BGO 検出器のサイズは、 $262 \text{ MeV}/c$ の π^- を静止させるため、かつセットアップにおけるスペースの制約上、 $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ とした。また、この寸法は、先行研究 [20, 21] でシミュレーションによって実験可能性を検討した際に想定していた 1 セグメントの BGO カウンターのサイズと同程度である。BGO シンチレータから放出されるシンチレーション光は受光面サイズ $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ の MPPC(S13361-6050NE-04 [43]) で読み出す。この MPPC(S13361-6050NE-04) は、受光面サイズ $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$ の MPPC が 16 個並んだもの (4×4) である。16 個の MPPC の信号線を 4(直列) $\times$ 4(並列) で接続し、1 つの信号として読み出す。 β 崩壊実験で用いる BGO は光電子増倍管にてシンチレーション光を読み出す予定であるが、このテスト実験ではスペースの制約があるため、MPPC で読み出すこととした。MPPC 基板は図 4.6 のような回路図とし、図 4.7 のような基板を自らデザインして製作した。

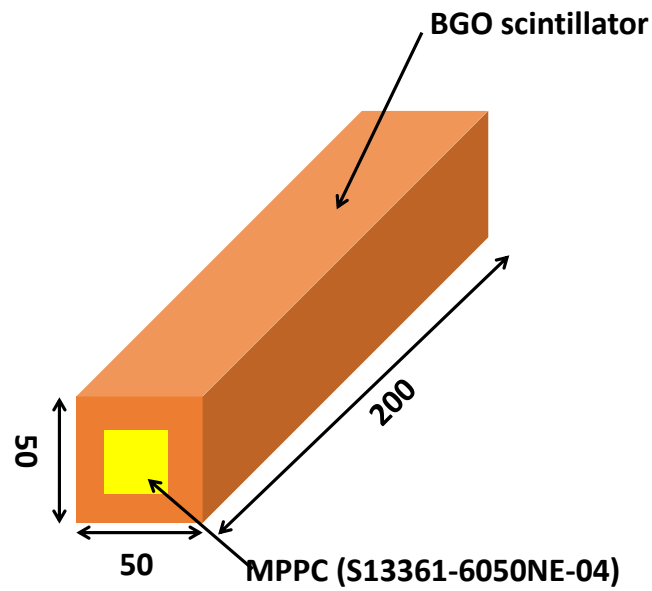


図 4.5: BGO 検出器の概要 (単位:mm)。BGO シンチレータから放出されるシンチレーション光は受光面サイズ 25 mm × 25 mm の MPPC(S13361-6050NE-04 [43]) で読み出す。

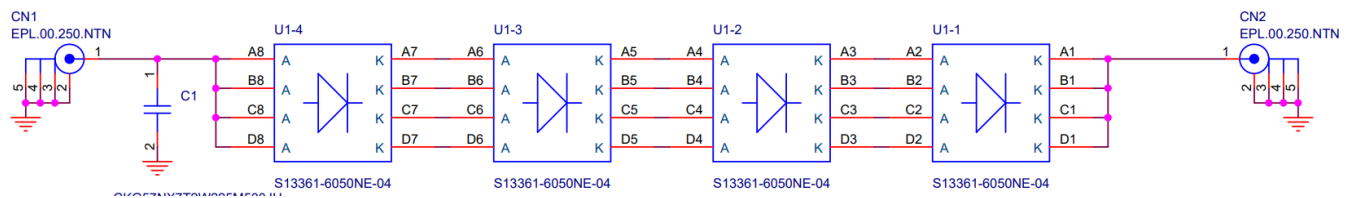


図 4.6: BGO 検出器の読み出し基板の回路図。MPPC(S13361-6050NE-04) は、受光面サイズ 6 mm × 6 mm の 16 個 (4 × 4) の MPPC からなり、この 16 個の MPPC の信号線を 4(直列) × 4(並列) で接続し、1 つの信号として読み出す。

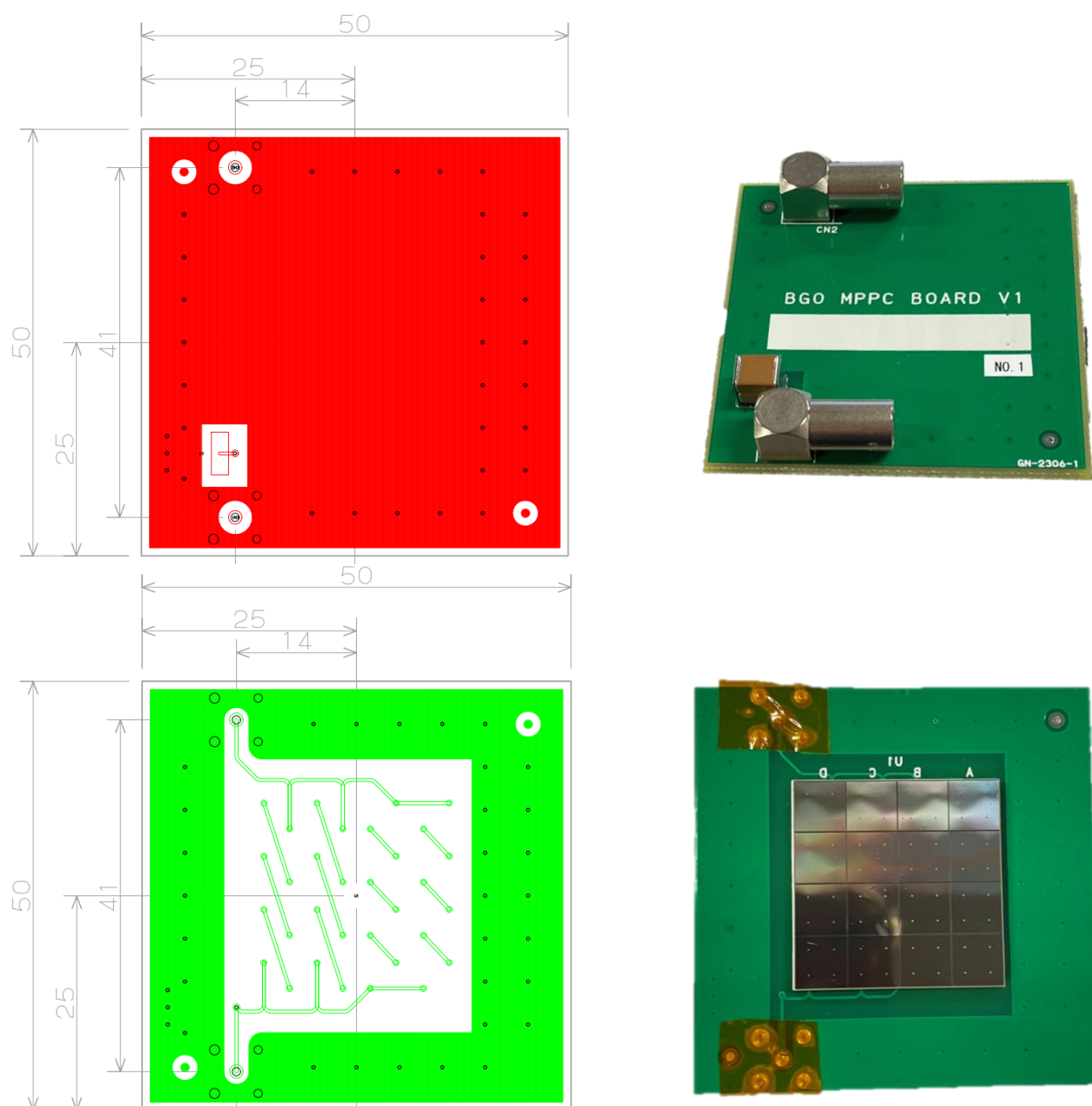
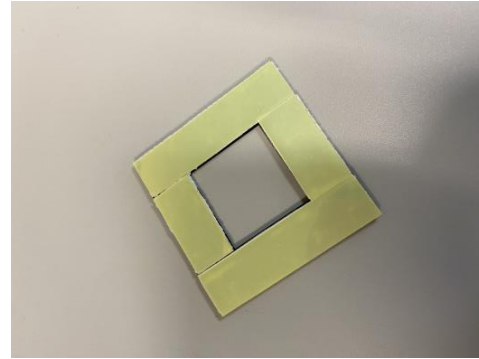
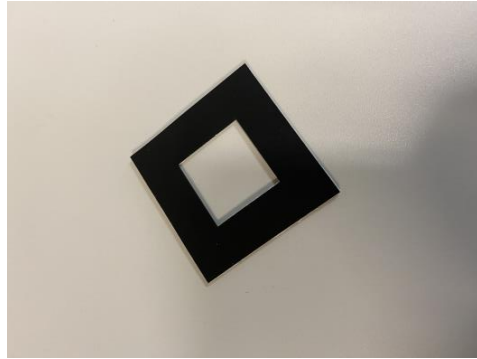


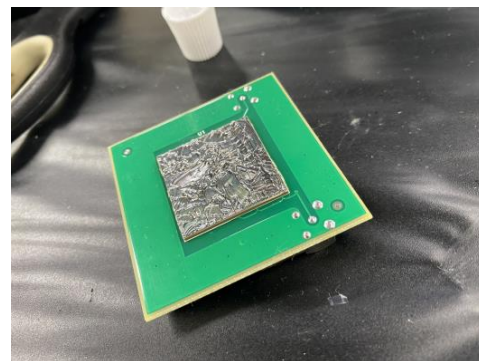
図 4.7: BGO 検出器の読み出し基板のデザイン (左図) と製作した基板 (右図)。下図が MPPC 面であり BGO 結晶に接続する。

BGO と MPPC は、オプティカルグリス (EJ-550 [44]) を通して光学的に接続した。MPPC 接続部分のみ穴を開けた黒ゴムを用意し、ESR 反射材を黒ゴムに張り付けた (図 4.8 (a))。BGO 結晶の読み出し面にその黒ゴムを張り付けた後、BGO 結晶の MPPC 接続部分と読み出し基板の MPPC にオプティカルグリスを張り付けて接続した (図 4.8 (b))。最後に BGO 結晶と読み出し基板はスコッチテープで固定した (図 4.8 (c))。図 4.9 は BGO 結晶と基板を取り付けた BGO 検出器である。

(a)



(b)



(c)



図 4.8: BGO 検出器の製作。(a): BGO 読み出し面に貼り付ける黒ゴム (左図)。BGO 結晶の MPPC 接続部分以外は ESR 反射材を接続した (右図)。(b): MPPC 接続部分と読み出し基板にオプティカルグリスを塗って両者を光学的に接続した。(c): 結晶と読み出し基板はスコッチテープで固定した。

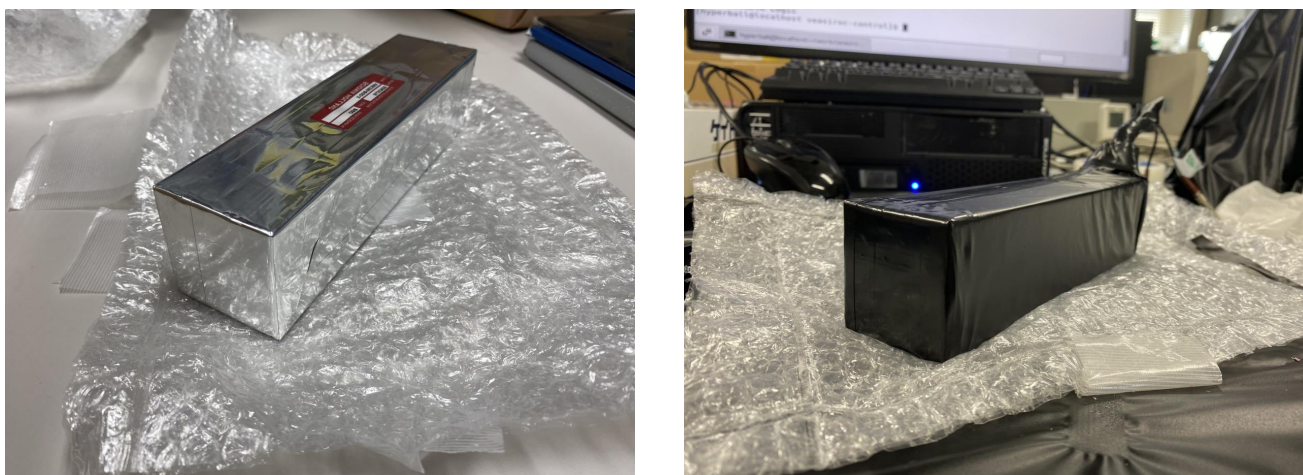


図 4.9: 用いる BGO 検出器。左図は遮光前の BGO 結晶であり、右図は基板をオプティカルグリッドで接続後、ブラックシートで遮光したものである。

4.3.2 角度検出器 (Tracking counter)

角度検出器 (Tracking counter; TC) は、 K^- 崩壊により放出される π^- の崩壊角を測定するための検出器である。崩壊角によって π^- の運動量は一意的に決まるため、崩壊角の測定精度により、運動量の測定精度も決まる。角度検出器に要求される角度分解能は、分解能の範囲で決まる π^- の運動量が 20 cm 厚の BGO で静止するようなものである必要がある。2 mm の幅のプラスチックシンチレータを用い、TC1, TC2 を 10 cm 離して設置することで測定できる角度の精度は約 $\pm 0.5^\circ$ であった。崩壊角 23.77° を測定したときの運動量の精度は、 $262 \pm 45 \text{ MeV}/c$ である。飛程が BGO で 20 cm となる π^- の運動量は約 $345 \text{ MeV}/c$ であることから、測定できる角度の精度は十分である。よって 2 mm の幅のプラスチックシンチレータを用いることとした。

BGO 検出器の入射面全体を覆うべく、検出器のサイズは $79.2 \text{ mm} \times 79.2 \text{ mm} \times 34 \text{ mm}$ とした。図 4.10 は TC のデザインである。2 mm $\times$ 2 mm $\times$ 79.0 mm のプラスチックシンチレータ (EJ-200 [41]) を 1 セグメントとして層状に重ねたデザインとした。1 層 32 セグメントで構成されており、粒子の進行方向に対して水平、鉛直方向の位置を測定するために、検出器は X, Y 層の 2 層で構成されている。検出効率を上げるために隣り合うプラスチックシンチレータは 0.1 mm ずつ重ね、互い違いに配置した。層ごとにアルミ製のフレームを用意し (図 4.11 フレームの図)、フレームに溝を掘り、プラスチックシンチレータをはめ込むデザインとした。遮光とクロストークをなくすために、シンチレータにはそれぞれ 1 セグメントずつ厚さ 0.09 mm の黒い紙を巻いた (図 4.12)。

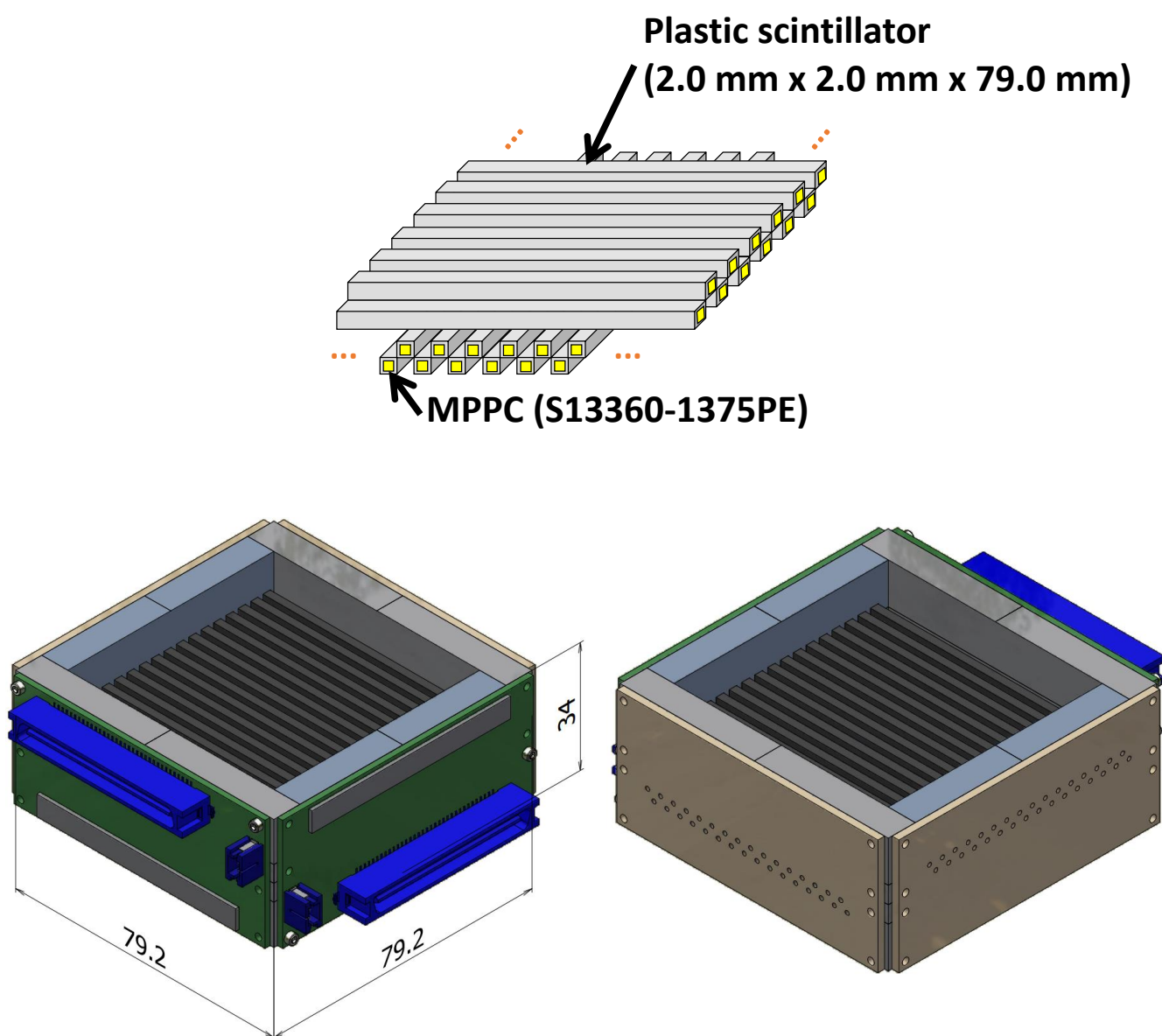


図 4.10: 製作した角度検出器 (Tracking counter; TC) の概要 (単位:mm)。2 mm × 2 mm × 79.0 mm のプラスチックシンチレータ (EJ-200 [41]) を 1 セグメントとして層状に重ねたデザインとした。1 層 32 セグメントで構成されており、粒子の進行方向に対して水平、鉛直方向の位置を測定するために、検出器は X, Y 層の 2 層で構成されている。

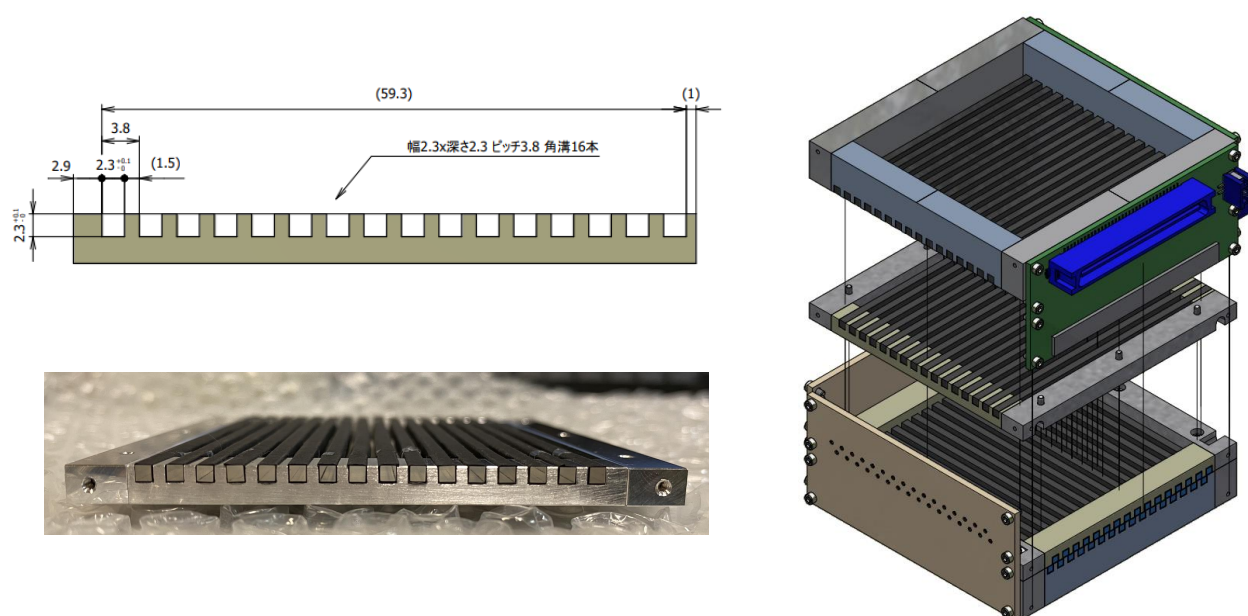


図 4.11: 角度検出器のフレーム (単位:mm)。左図は角度検出器のフレーム (16 セグメント分) のデザイン (上図) とプラスチックシンチレータをはめ込んだ写真 (下図) である。右図は全体のデザインである。各層ごとにプラスチックシンチレータをはめ込んだ後に、結合させるデザインとした。

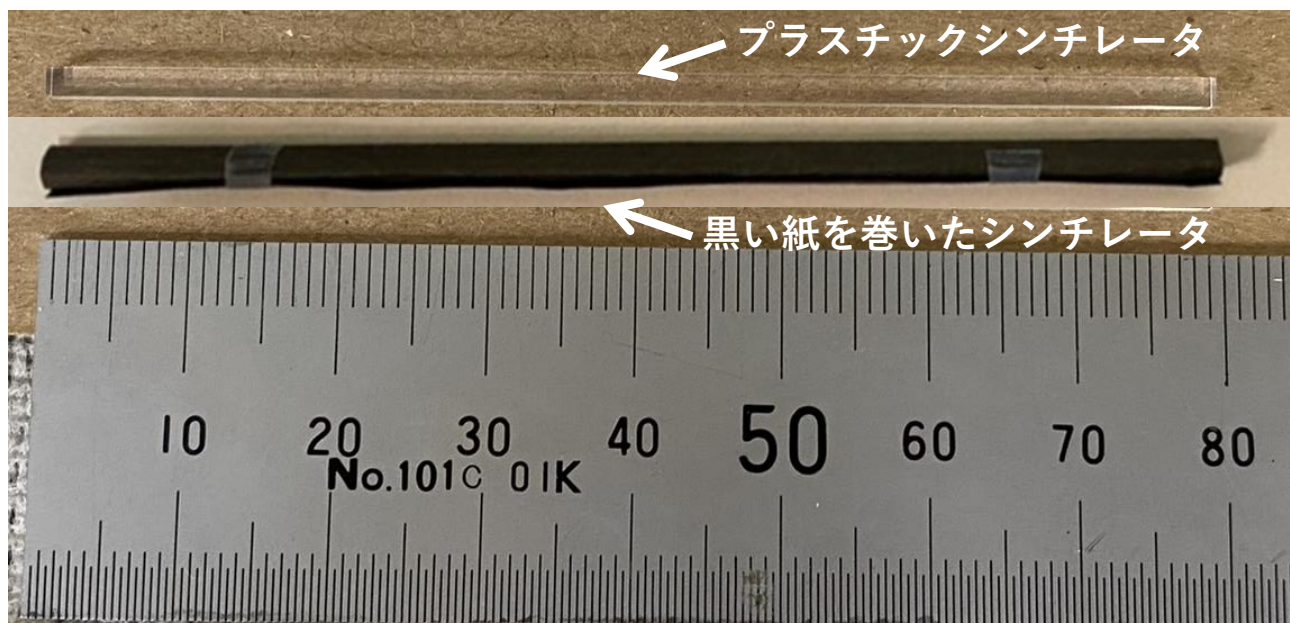


図 4.12: 角度検出器で用いるプラスチックシンチレータ (単位:mm)。遮光とクロストークを無くすために、シンチレータはそれぞれ 1 セグメントずつ厚さ 0.09 mm の黒い紙を巻いた。

図 4.13、4.14 はそれぞれ読み出し基板の回路図、基板のデザインである。プラスチックシンチレータの光は MPPC(S13360-1375PE [42]) によって読み出した。読み出し基板を設計するにあたり、スペースの制約上できるだけ検出器を小さくする必要があるため、それに応じて基板のサイズも小さくする必要がある。コンパクトな設計とし、なおかつ基板のグランドを強化するべく、MPPC 信号読み出しラインは基板の表面と裏面で分ける設計とした。MPPC とシンチレータの間には接着剤などは用いず、エアコンタクトとした。図 4.15 は、製作した角度検出器である。

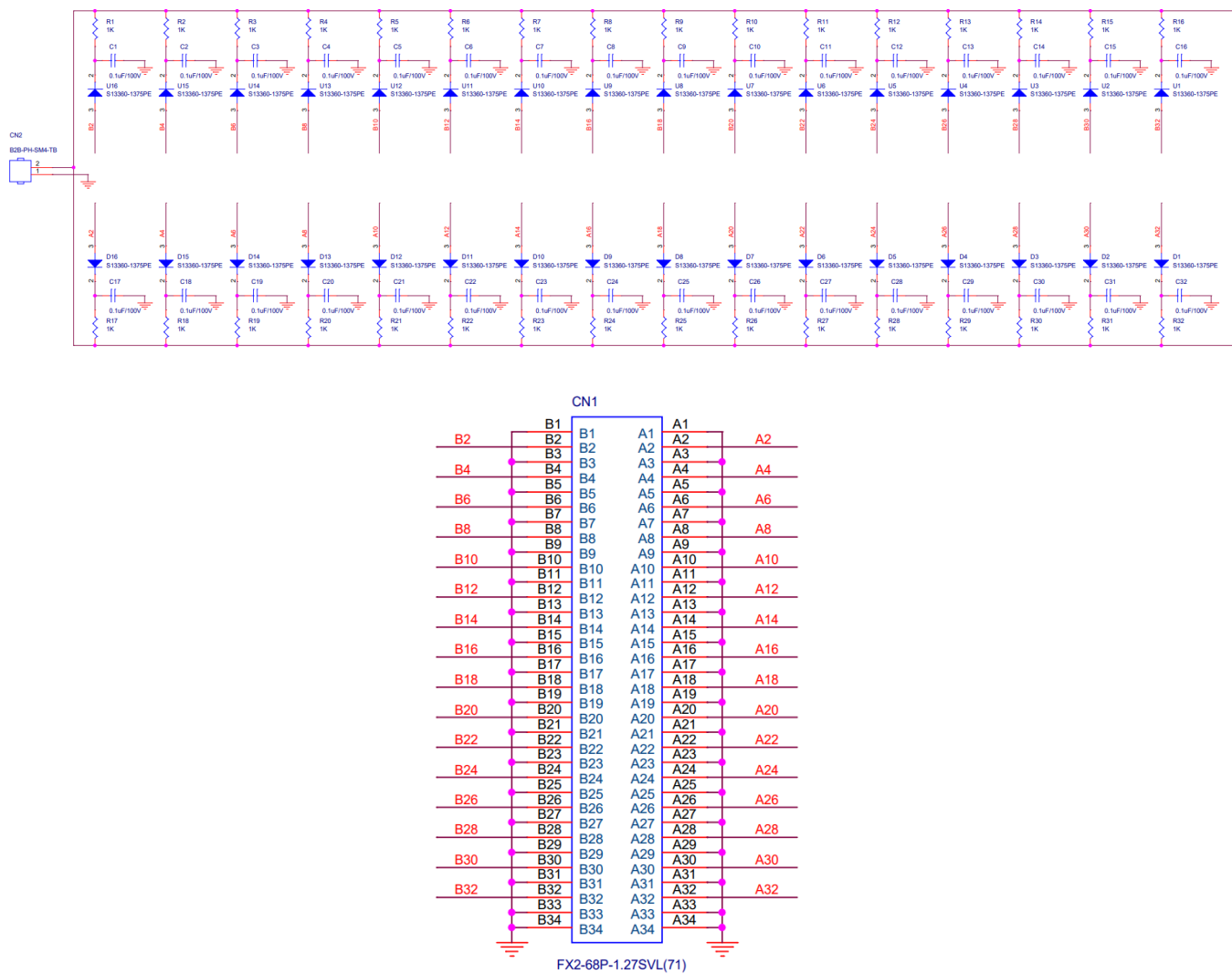


図 4.13: 角度検出器の読み出し基板の回路図。

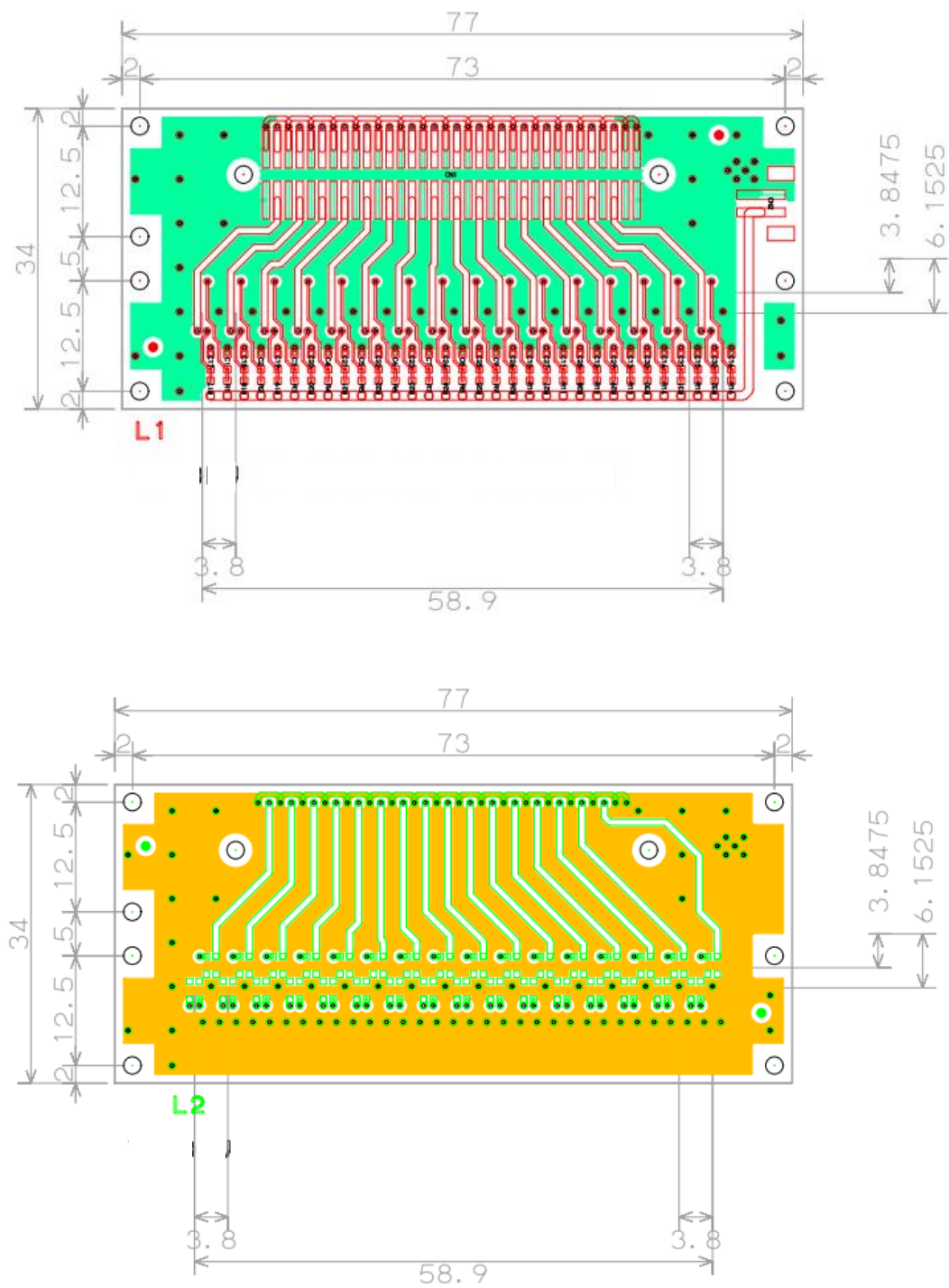


図 4.14: 角度検出器の読み出し基板のデザイン (単位:mm)。コンパクトな設計とし、なおかつ基板のグランドを強化するべく、MPPC 信号読み出しラインは基板の表面 (上図) と裏面 (下図) で分ける設計とした。



図 4.15: 製作した角度検出器。

角度検出器は最小電離粒子 (Minimum Ionizing Particle, (MIP)) に対して十分な光量が要求される。そのため、製作した角度検出器に対して宇宙線を用いて光量評価を行った。図 4.16 は角度検出器のある 1 セグメントの ADC 分布を表す。この分布を次のキャリブレーション式を用いて、フォトン数に変換した。

$$\text{フォトン数 [p.e.]} = \frac{\text{ADC [ch]} - \text{Pedestal [ch]}}{1 \text{ photon gain [ch]}}$$

ここで、1 photon gain = one photon peak position [ch] − Pedestal [ch] であり、Pedestal [ch] と one

photon peak position [ch] はそれぞれ ADC 分布の Pedestal と one photon に対応するピークを正規分布でフィッティングしその結果得られた平均値である。図 4.17 は、角度検出器の X 層の全セグメントを足し合わせたフォトン数の分布を表す。フォトン数は X,Y 層どちらも約 50 p.e. であり、十分な光量が得られていることが分かった。

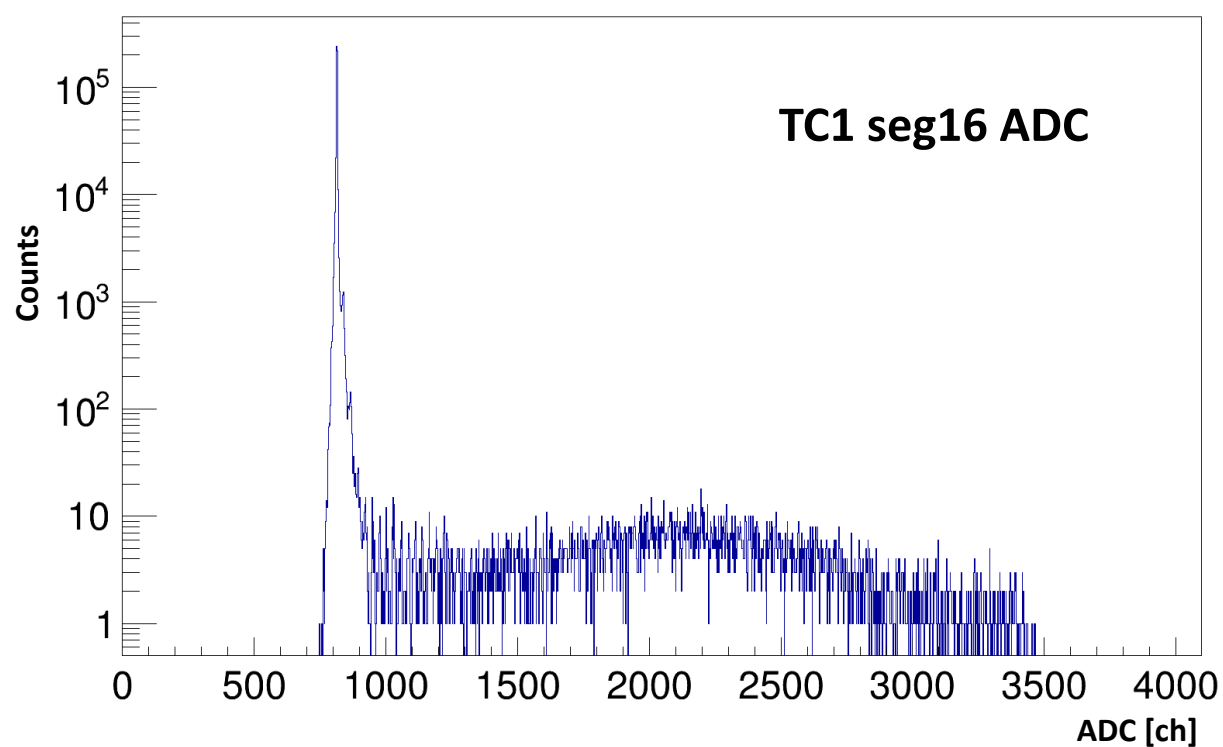


図 4.16: 角度検出器の X 層のある 1 セグメントの宇宙線に対する ADC 分布。

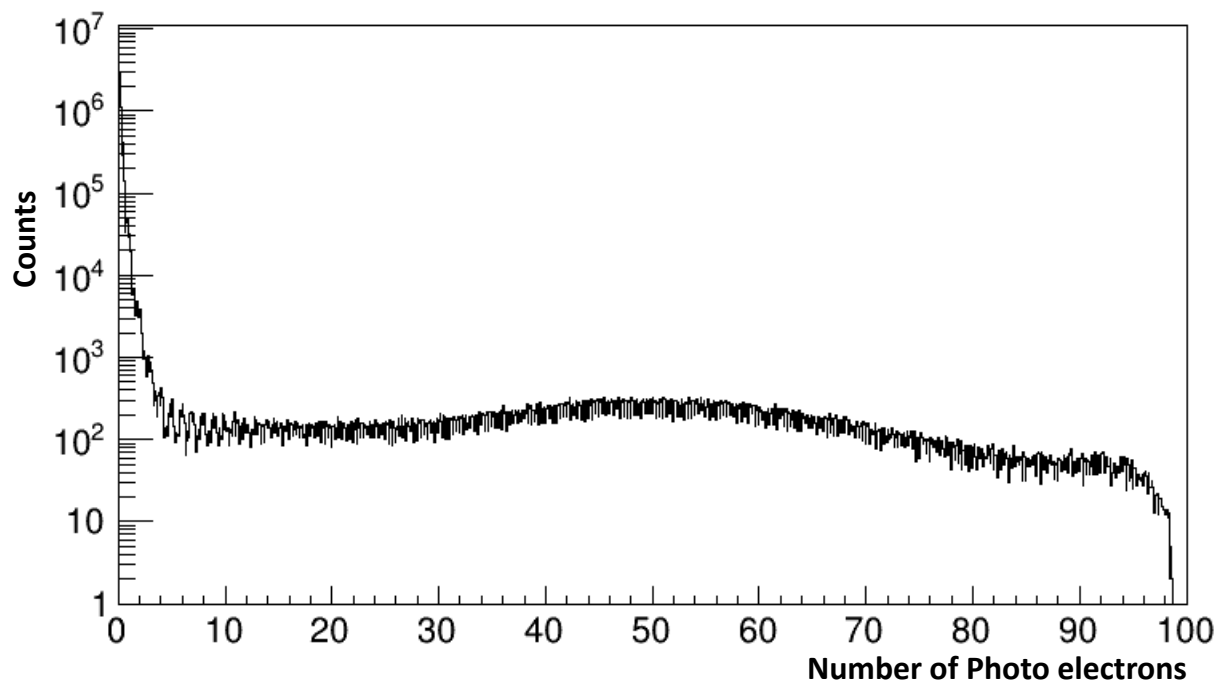


図 4.17: 角度検出器の X 層の全セグメントを足し合わせた宇宙線に対する光子数の分布。光子数は約 50 p.e. であり、MIP 粒子に対して十分な光量が得られていることが確認できた。

4.3.3 プラスチックカウンター

図 4.18 はプラスチックカウンター (PL1, PL2) のデザインである。プラスチックシンチレータの表面に溝を掘り、そこに波長変換ファイバーを埋め込んだ。プラスチックシンチレータ内で発生したシンチレーション光が波長変換ファイバーで吸収されると、そこから緑色の光が再発光する。この光が、ファイバー内を伝播し波長変換ファイバーの一方の端に設置した受光面サイズ $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ の MPPC(S10362-11-100C [45]) で読み出されるようにした。

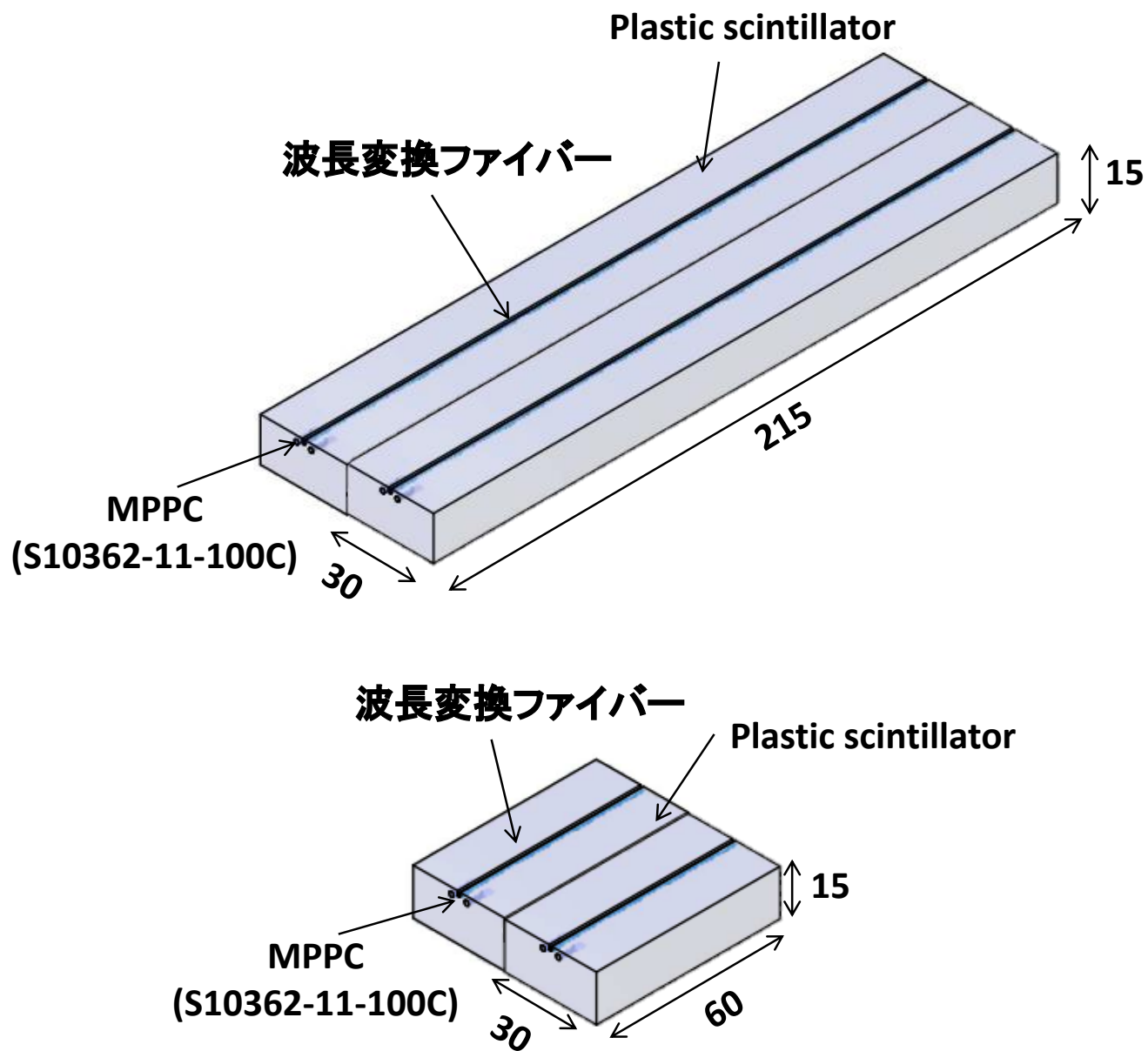


図 4.18: 製作したプラスチックカウンターの形状 (単位:mm)。上図が PL1, 下図が PL2。プラスチックシンチレータの表面に溝を掘り、そこに波長変換ファイバーを埋め込んだ。ファイバー内を伝播した光を波長変換ファイバーの一方の端に設置した受光面サイズ 1 mm × 1 mm の MPPC(S10362-11-100C [45]) で読み出す。

2つの BGO 検出器の間に配置するプラスチックカウンター (PL1) のサイズは、30 mm × 215 mm × 15 mm とした。また、BGO1 真後ろに配置する μ^- 除去用のプラスチックカウンター (PL2) は 30 mm × 60 mm × 15 mm とした。これらの厚み 15 mm は必要以上に厚いが、これは古いシンチレータを再利用したためである。これらのプラスチックカウンターをそれぞれ図 4.18 の様に 2 個ずつ

並べて配置した。

図 4.19 はプラスチックカウンターの写真である。光量上げるためにテフロンシートを巻き (左下の写真)、その上から遮光のため厚さ 0.09 mm の黒い紙を巻いた (右下の写真)。

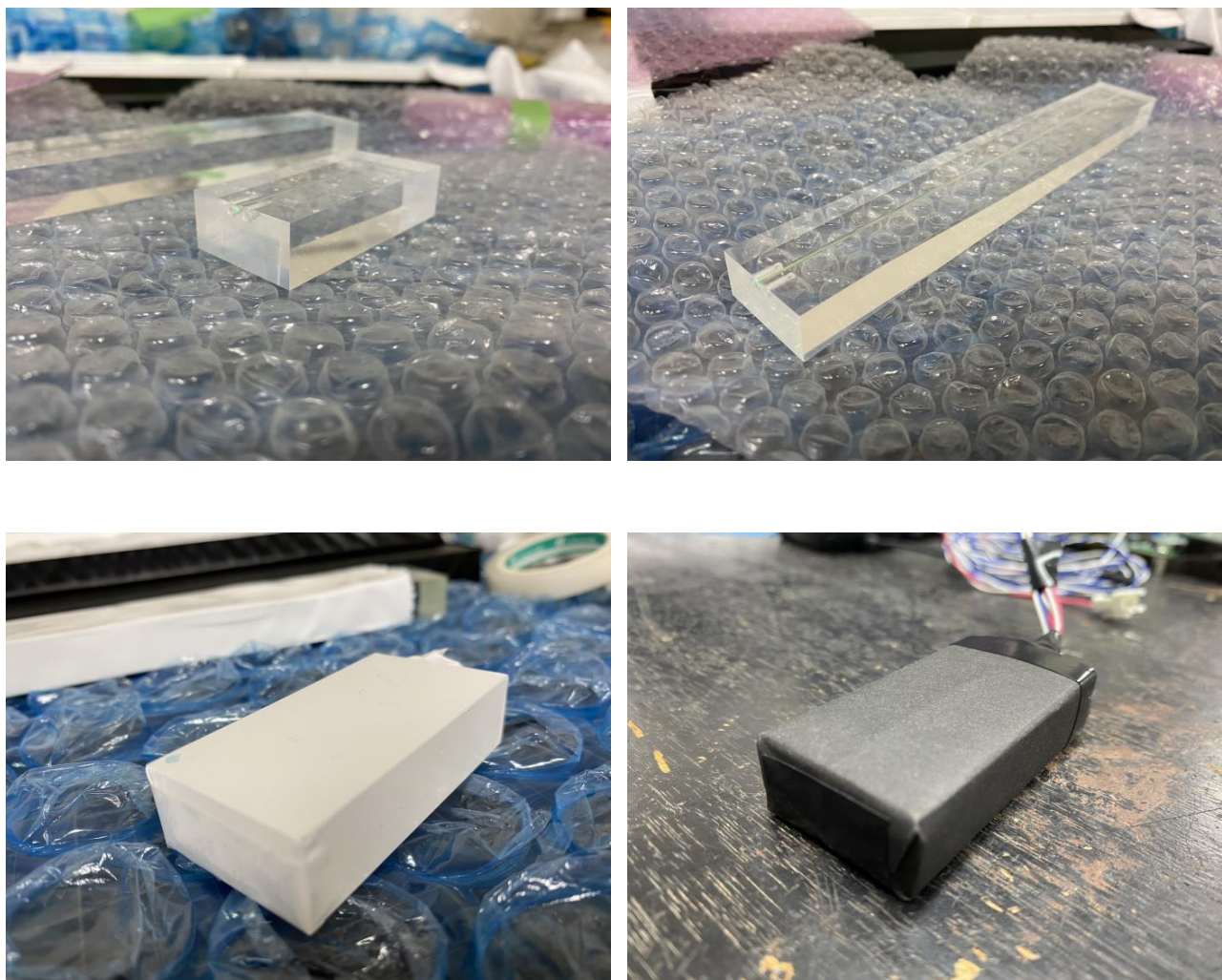


図 4.19: プラスチックカウンターの製作過程の写真。上図 2 枚は遮光前のものである。光量上げるためにテフロンシートを巻き (図左下)、その上から遮光のため厚さ 0.09 mm の黒い紙を巻いた (図右下)。

制作した検出器が MIP 粒子に対して十分な光量を示すことを確認するため β 線源 ^{90}Sr を用いて光量評価を行った。オシロスコープの波高を解析することで光量を評価した。まず、 ^{90}Sr 線源を用いずにオシロスコープで 1 photon に対応する波高と 2 photon に対応する波高の差 (1 photon gain) を記録した。その次に ^{90}Sr 線源を用いて β 線の波高を確認した。最大 2.28 MeV の β 線に対するフォトン

数は約 10 p.e. であった。MIP の粒子は厚さ 15 mm のプラスチックカウンターで約 3 MeV のエネルギーを落とすが、これは ^{90}Sr 線源の β 線よりも大きなエネルギーなので、このカウンターで十分な光量が得られることが確認できた。

4.3.4 検出器の架台

本研究では、上で述べたセットアップの通り検出器を配置するための架台のデザインと製作も行った。架台設計において次のような要求事項や注意点などがあげられる。

- ・ハイパー核実験の検出器のすぐ上方にしか設置場所がないこと。
- ・ハイパー核実験の検出器に干渉しないこと。
- ・ハイパー核実験用検出器の出し入れに対応して容易に本検出器の取り外しができること。
- ・角度検出器による崩壊角測定精度 ($\pm 0.5^\circ$) や K^- ビームの方向の広がり ($\pm 0.2^\circ$) より十分小さい精度で設置すること。
- ・検出器全体の重量は約 10 kg なので万一にも落下しないよう強度を考慮しつつ、できるだけ軽量の架台とすること。

以上の要求を満たすように、架台をデザインし製作を行った。まず、図 4.20 のように検出器は全てアルミ製の板 (ベースプレート) の上に固定する。ベースプレートに、台形のアルミ製のフレーム (台形プレート, 図 4.21 の上図) を図 4.21 の下図のように取り付ける。台形プレートのくり抜かれている箇所は検出器のケーブル配線と架台の軽量化のためのものである。台形プレートの斜辺面に、アルミ製の板 (水平板, 図 4.22) を取り付け、図 4.23 の様に、ハイパー核実験の検出器架台に水平板を取り付ける。このとき、水平板には、鉛直方向の微調機能がついているため、台形プレートの斜辺面が水平 (K^- ビーム進行方向と平行) となるように水平板を微調しハイパー核実験検出器架台に取り付ける。台形プレートの斜辺面が水平となることで、 K^- ビーム進行方向に対して、鉛直上方向の約 23.77° に放出される粒子をベースプレート上に固定した検出器にて検出できる。このように設置することで達成できる角度精度は $\pm 0.1^\circ$ である。この架台を用いた検出器配置によって、ハイパー核実験で用いる検出器やケーブル配線などとは干渉しない。

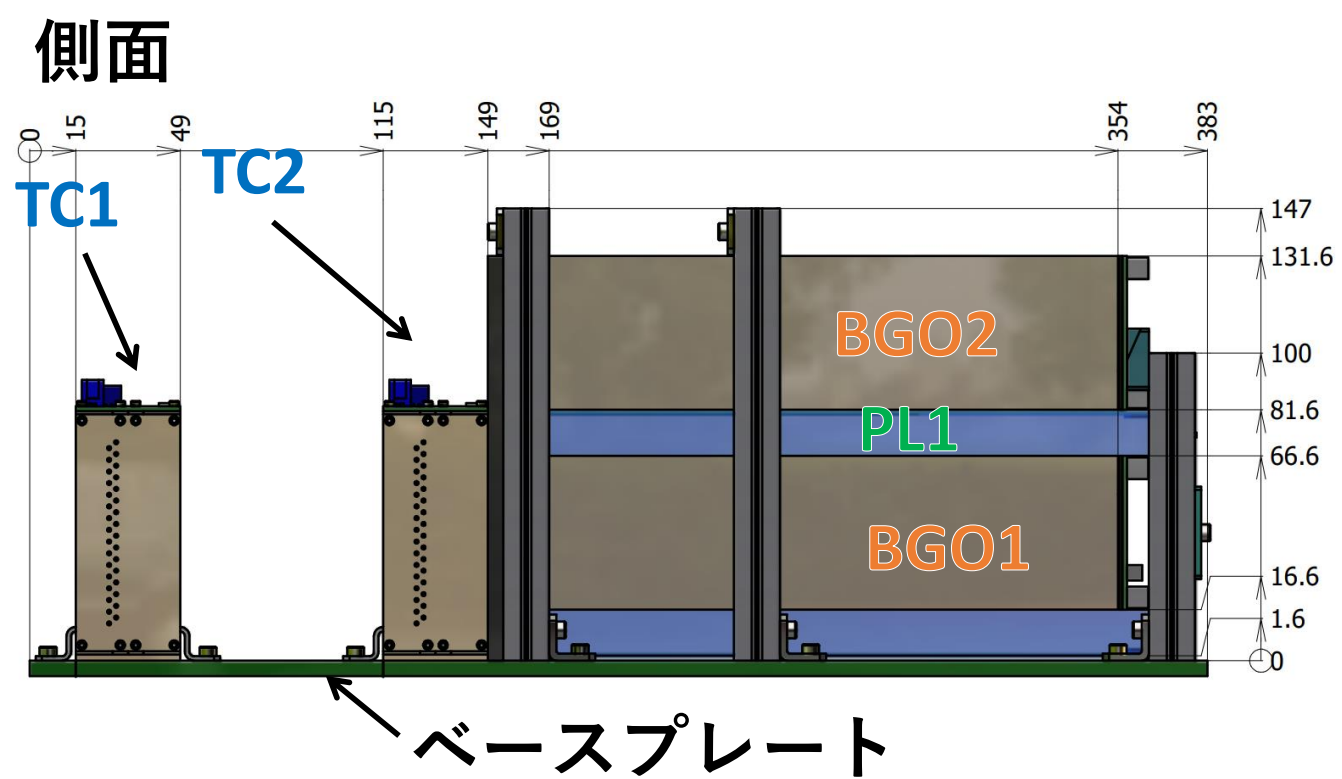
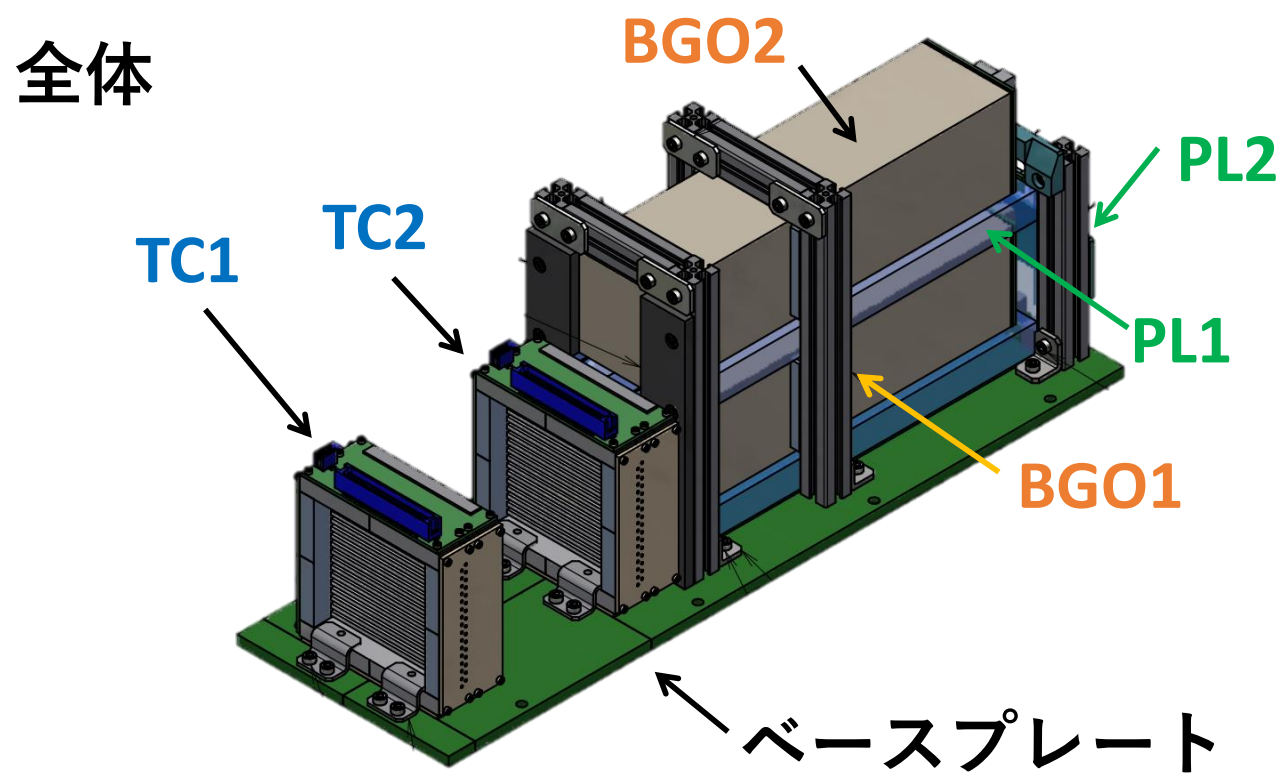


図 4.20: ベースプレート上での検出器の固定 (単位:mm)。

[illegible]

台形プレート斜辺面取り付け

Technical drawing of a trapezoidal plate with a slanted side surface. The drawing shows the internal structure and dimensions. Key dimensions include:

- Top horizontal edge: 270
- Left vertical edge: 268
- Right vertical edge: 115.9, 92.7
- Bottom horizontal edge: 436.5
- Slanted side surface: 435 (length), 23.77° (angle)
- Internal structure dimensions (from left to right): 21.5, 32.5, 77.5, 112.5, 157.5, 177.5, 247.5, 272.5, 332.5, 371.5, 383

61

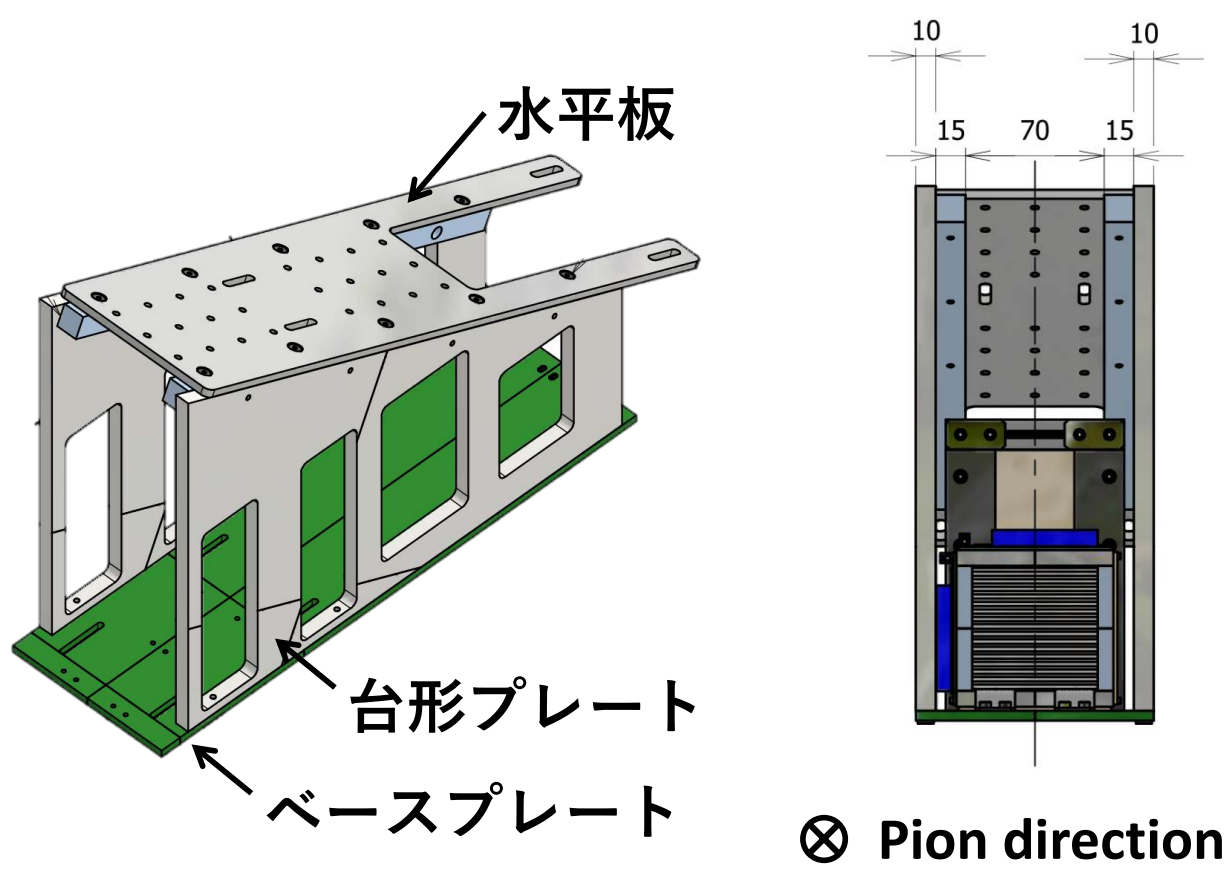
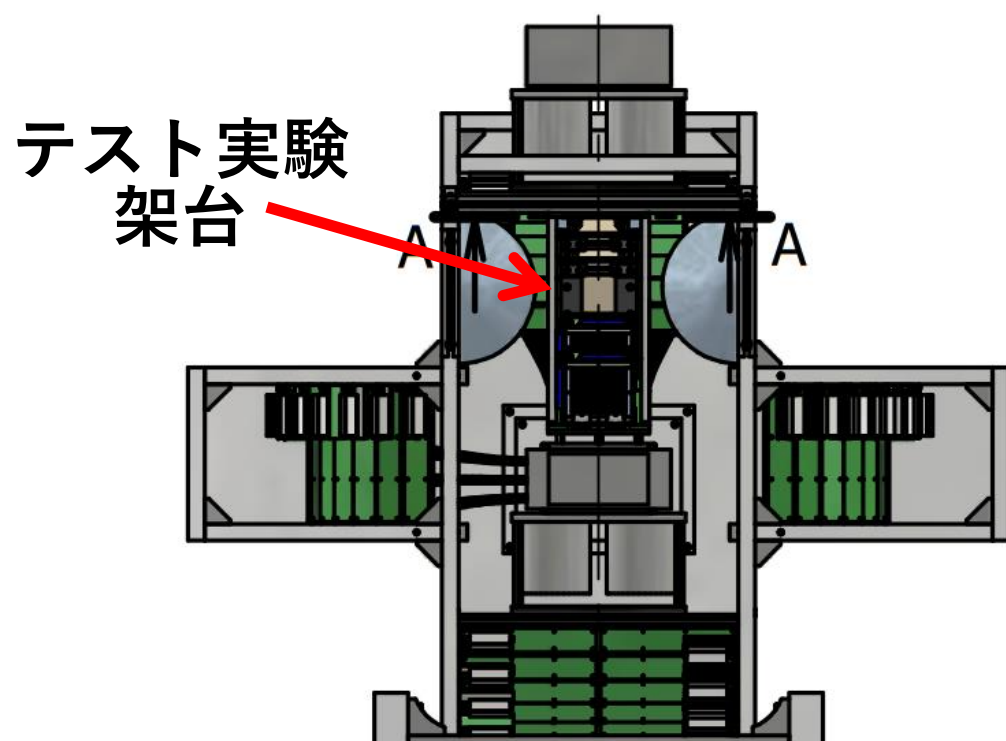
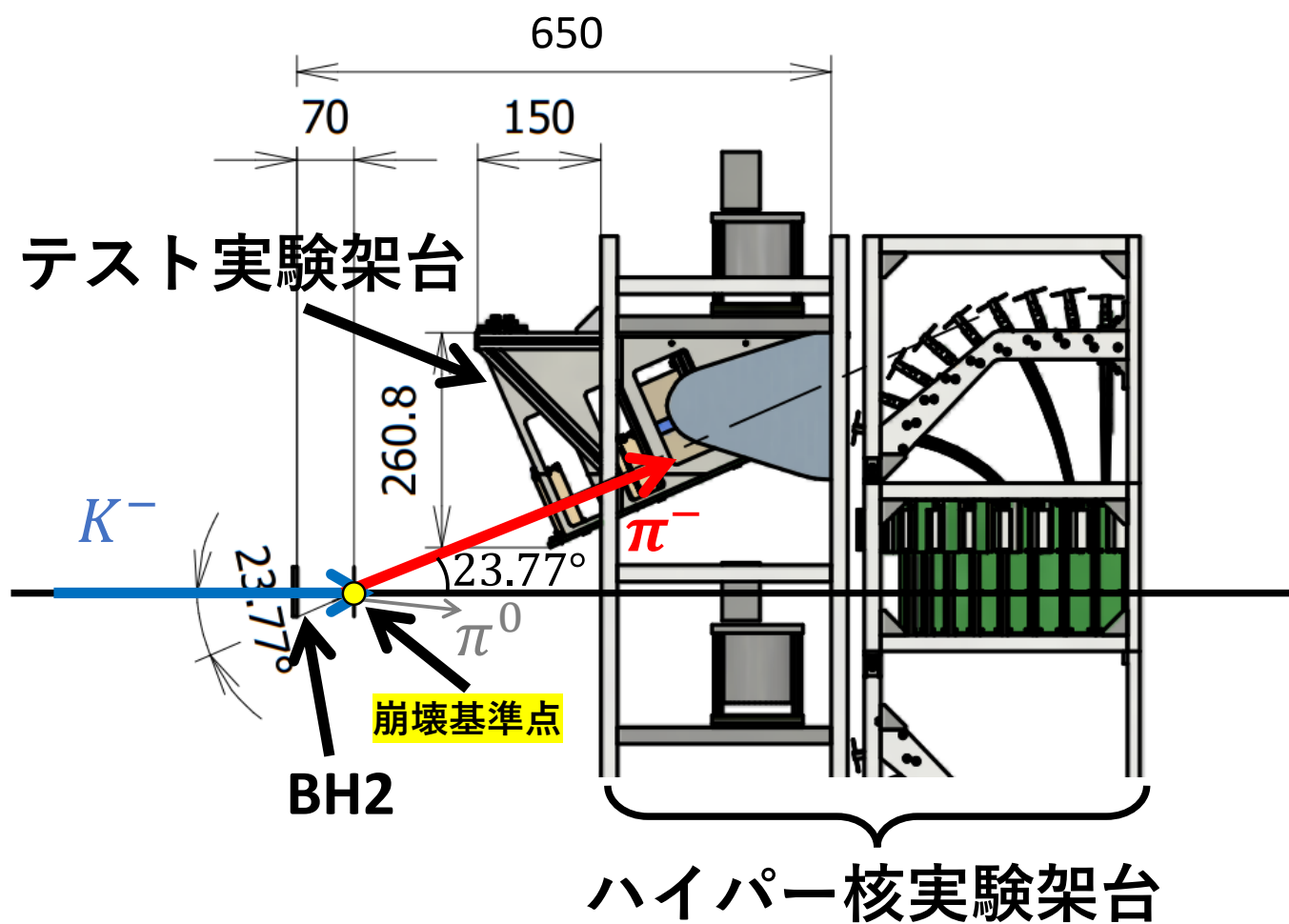


図 4.22: 台形プレートの斜辺面に取り付ける水平板 (単位:mm)。左図はベースプレート・台形プレート・水平板を取り付けた全体図であり、右図はテスト実験で用いる検出器を正面から見た図である。



Kaon beam direction

図 4.23: テスト実験で用いる検出器架台 (単位:mm)。上図は側面から見た図で、下図はハイパー核実験で用いる検出器の正面から見た図。ハイパー核実験架台のデザイン図は原田ら [46] によるもの。

4.4 シミュレーション

本節では、GEANT4 を用いて行った BGO テスト実験のシミュレーション結果について述べる。まず、 K^- 中間子ビーム崩壊の π^- 中間子をビームとして用いることへの評価を行い、次にテスト実験で得られると予想されるデータの評価を行った。

4.4.1 検出器ジオメトリとシミュレーションのセットアップ

図 4.24 はセットアップの概要と GEANT4 のジオメトリである。4.2.2 節で述べた崩壊基準点をジオメトリの原点、ビーム方向を z 軸とし、角度検出器の厚み (2 mm) に相当するプラスチックシンチレータ (TCS) と、BGO 検出器 2 台 (BGO1, BGO2)、BGO の間に荷電粒子を除去するプラスチックカウンター (PL1)、 $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ の μ^- を除去する BGO 後ろのプラスチックカウンター (PL2) を配置した。また、4.4.3 節にて詳しく述べるが、PL2 のみだと π^- が BGO1 に静止する事象を十分に選択できなかったため、本シミュレーションでは BGO1 の下側と側面にもプラスチックカウンター (PL3, PL4) を配置した。PL3 のサイズは 4.3.3 節で述べた PL1 と同じ 60 mm $\times$ 215 mm $\times$ 15 mm とし、PL4 は厚さを 5 mm とし、60 mm $\times$ 215 mm $\times$ 5 mm とした。

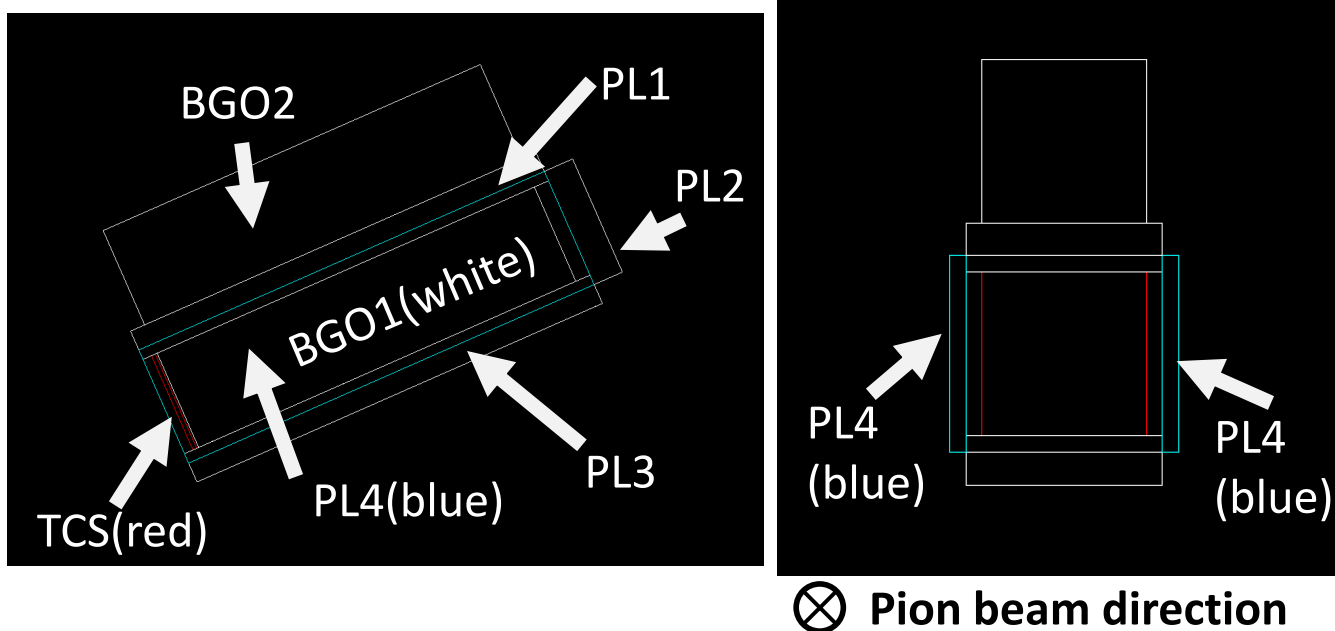
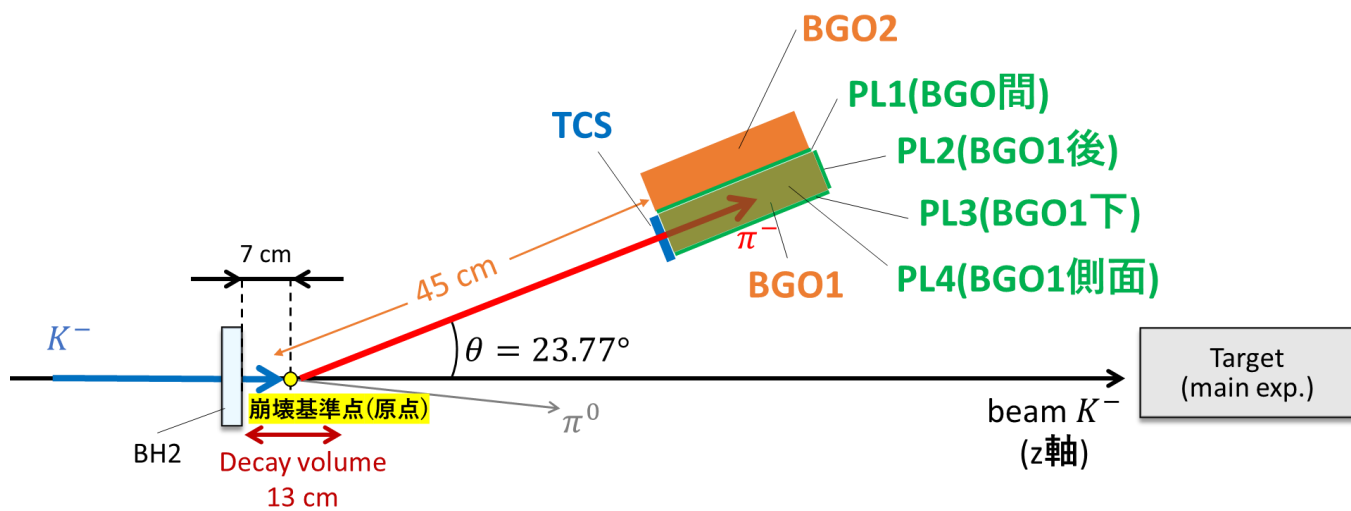


図 4.24: BGO テスト実験シミュレーションのセットアップの概要とジオメトリ。角度検出器の厚みに相当するプラスチックシンチレータ (TCS) と、BGO 検出器 2 台 (BGO1, BGO2)、BGO の間に荷電粒子を除去するプラスチックカウンター (PL1)、 $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ の μ^- を除去する BGO1 後ろのプラスチックカウンター (PL2) を配置した。さらに、BGO1 の下側 (PL3) と側面 (PL4) にもプラスチックカウンターを配置した。

J-PARC K1.8 ビームラインでの K^- 中間子ビームは、広がりを持っている。図 4.25 は E ハイパー核分光実験で測定された実際の K^- 中間子のビーム軸に垂直な面内での空間分布である。ビーム入射方向を z 方向としており、水平、鉛直方向をそれぞれ、 x , y 方向としている。これと同じビーム条件でテスト実験を実施する見込みであるため、本シミュレーションにおいても K^- 中間子の生成点の

x, y 分布はこの分布を再現するようにした。またビーム軸上の生成点は、原点から 70 mm 下流 ($z = -70$ mm) とし、生成させるビーム K^- の方向は $+z$ 方向に固定した。

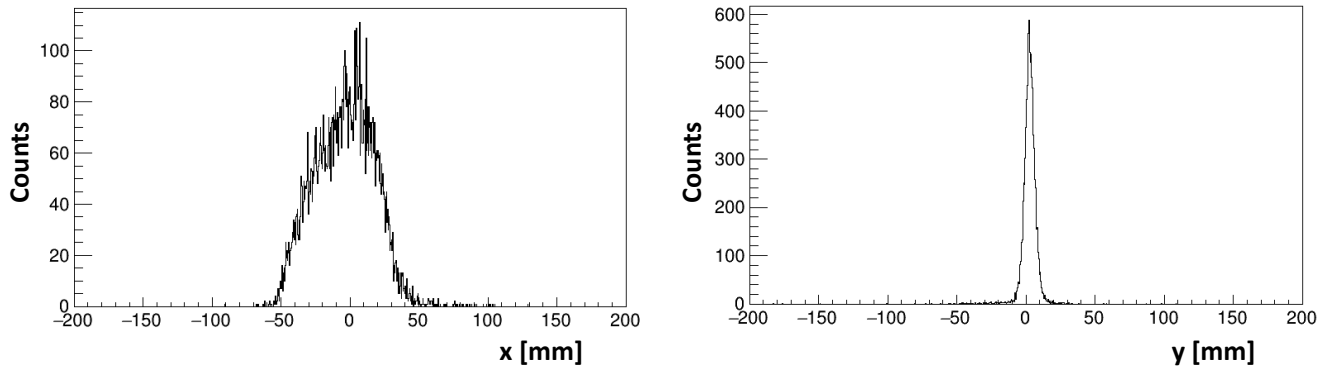


図 4.25: K1.8 ビームラインでの ミ ハイパー核分光実験における BH2 の位置での K^- 中間子ビームの空間分布。本シミュレーションにおいて K^- 中間子ビームはこの分布を再現するように生成した。

次に、シミュレーションでのイベント選択について述べる。 K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 に入射したとするイベントとして次のようなイベントを選ぶ。まず、ビーム K^- 中間子の崩壊基準点が $-65 \text{ mm} < z < 65 \text{ mm}$ (図 4.3) であるイベントを選択する。また、 K^- 崩壊由来の粒子が $+z$ 方向に対して $22.77^\circ \leq \theta \leq 23.78^\circ$ の角度で飛来したイベントを選択し、かつ TCS にヒットがあった時のイベントを選択した。上記のようなイベントを選択したとき、 K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 に入射したものとする。そのようなイベント選択を以後、“BGO1 入射カット”と呼ぶ。ここで、TCS でのヒットとは、TCS にて 0.2 MeV 以上のエネルギー損失があった場合と定義する。さらに、BGO1 入射カット後、PL2 でのヒットがないことを要求するイベント選択を、“PL2 veto カット”と呼び、PL1, 2, 3, 4 すべてでヒットがないことを要求するイベント選択を以後、“PL 全 veto カット”と呼ぶ。PL1, PL2, PL3 でのヒットとは、PL1, 2, 3(厚さ 15 mm) では 1 MeV 以上の、PL4(厚さ 5 mm) では 1/3 MeV 以上のエネルギー損失があった場合と定義する (最小電離粒子が各プラスチックカウンターで落とすエネルギーの 1/3 以上をヒットの基準とした)。また、 K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 で静止したイベントを直接選んだもの (すなわち、シミュレーション上で K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 で静止したイベントを選んだもの) を以後、“ K^- 崩壊粒子静止事象”と呼ぶ。以下に上で述べたイベント選択の名称と内容をまとめたものを記す。

- BGO1 入射カット: $[K^- \text{ 崩壊基準点 } -65 \text{ mm} < z < 65 \text{ mm}] \times [22.77^\circ \leq \theta \leq 23.78^\circ] \times \text{TCS}$
- PL2 veto カット: BGO1 入射カット $\times \overline{\text{PL2}}$

- PL 全 veto カット: BGO1 入射カット $\times \overline{\text{PL1}} \times \overline{\text{PL2}} \times \overline{\text{PL3}} \times \overline{\text{PL4}}$
- K^- 崩壊粒子静止事象: BGO1 入射カットを通った事象のうち、シミュレーション上で K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 で静止していた事象

このようなセットアップの下、以下では K^- 崩壊由来の π^- をビームとして用いることへの評価を行うために、シミュレーション内で運動量 $1.8 \text{ GeV}/c$ の K^- を 10^8 イベント生成させた。

4.4.2 他 K^- 崩壊モードによるバックグラウンド

表 4.1 に K^- 中間子の崩壊モードと分岐比を示す [26]。 $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ に対して、2 体崩壊の μ^- のみならず、3 体崩壊の π^- や μ^- , e^- もバックグラウンドとなりうる。

表 4.1: K^- 中間子崩壊モードと分岐比 (BR) [26]。

	BR
$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$63.56 \pm 0.11 \%$
$K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$	$20.67 \pm 0.08 \%$
$K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$	$5.583 \pm 0.024 \%$
$K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$	$1.760 \pm 0.023 \%$
$K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$	$5.07 \pm 0.04 \%$
$K^- \rightarrow \pi^0 \mu^- \bar{\nu}_\mu$	$3.352 \pm 0.033 \%$

まず、 π^- を含む 3 体崩壊モードが作るバックグラウンドを検討する。図 4.26 は、2 体崩壊の π^- (青) と 3 体崩壊の π^- (赤) の崩壊角と運動量の相関をプロットしたものである。崩壊角 23.7° 付近を選択すれば、3 体崩壊の π^- はバックグラウンドとなりえないことが分かった。

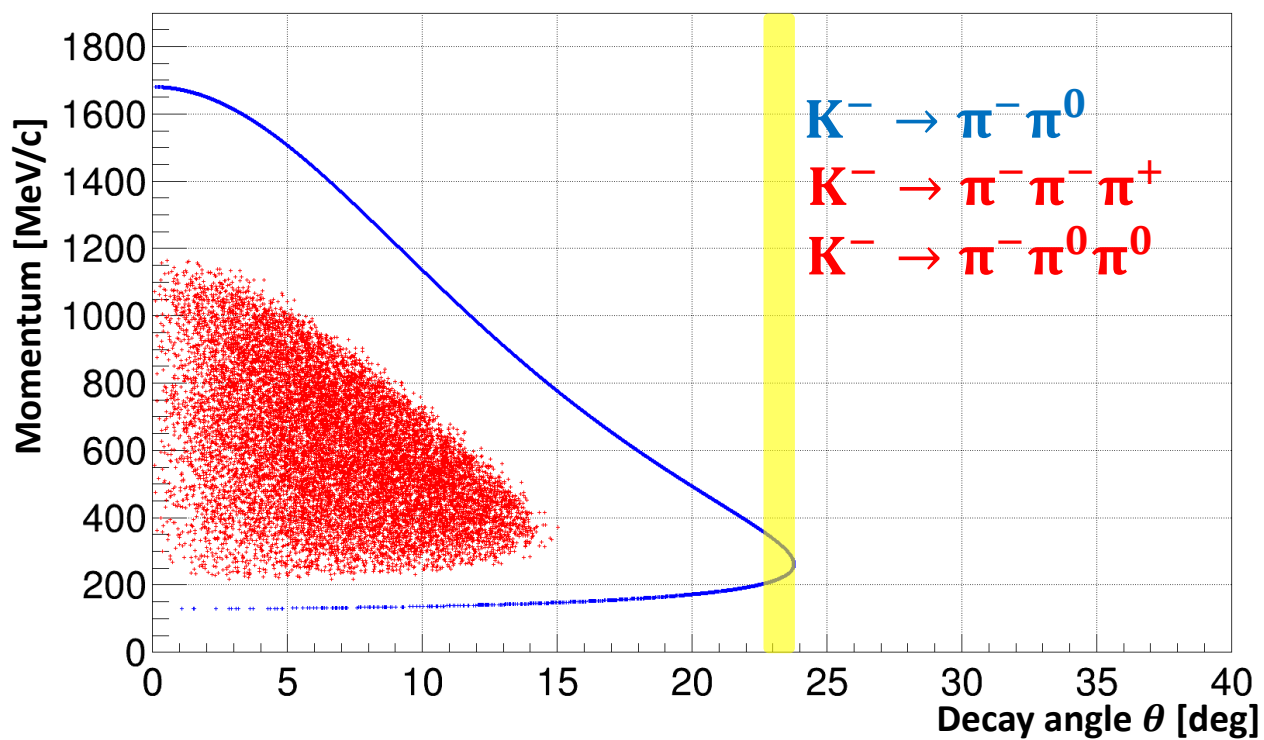


図 4.26: 2 体崩壊の π^- (青) と 3 体崩壊の π^- (赤) の崩壊角と運動量の相関。崩壊角 23.7° 付近を選択すれば、3 体崩壊の π^- はバックグラウンドとなりえないことが分かった。

次に、 μ^- , e^- を含む 3 体崩壊モードが作るバックグラウンドを検討する。図 4.27 に 3 体崩壊の μ^- (紫)、図 4.28 に 3 体崩壊の e^- (緑) の崩壊角と運動量の相関をプロットした。 23.7° 付近で、3 体崩壊の μ^- と e^- は 2 体崩壊の π^- と同程度の運動量を持つことがわかる。これらは、 π^- が静止したイベントとして誤同定されてしまう。

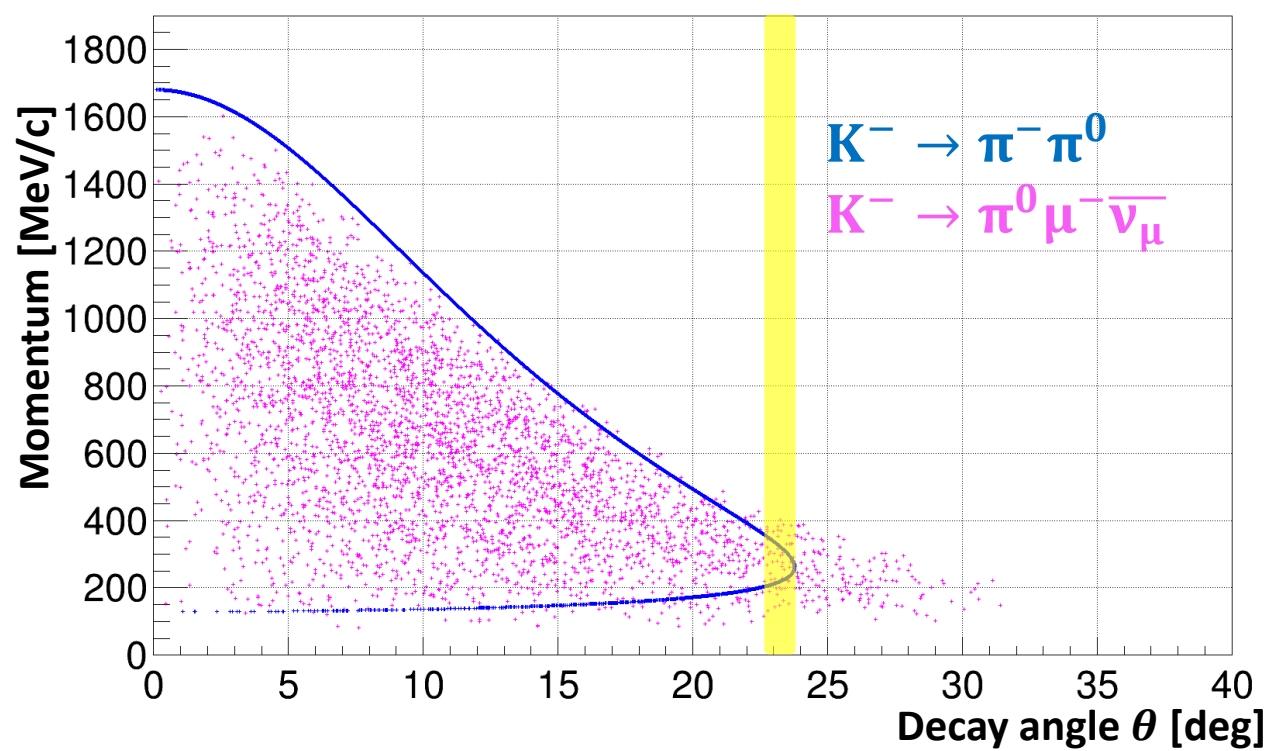


図 4.27: 2 体崩壊の π^- (青) と 3 体崩壊の μ^- (紫) の崩壊角と運動量の
 相関。23.7° 付近で、3 体崩壊の μ^- は 2 体崩壊の π^- と同程度の運動
 量を持ち、 π^- が静止したイベントとして誤同定されてしまう。

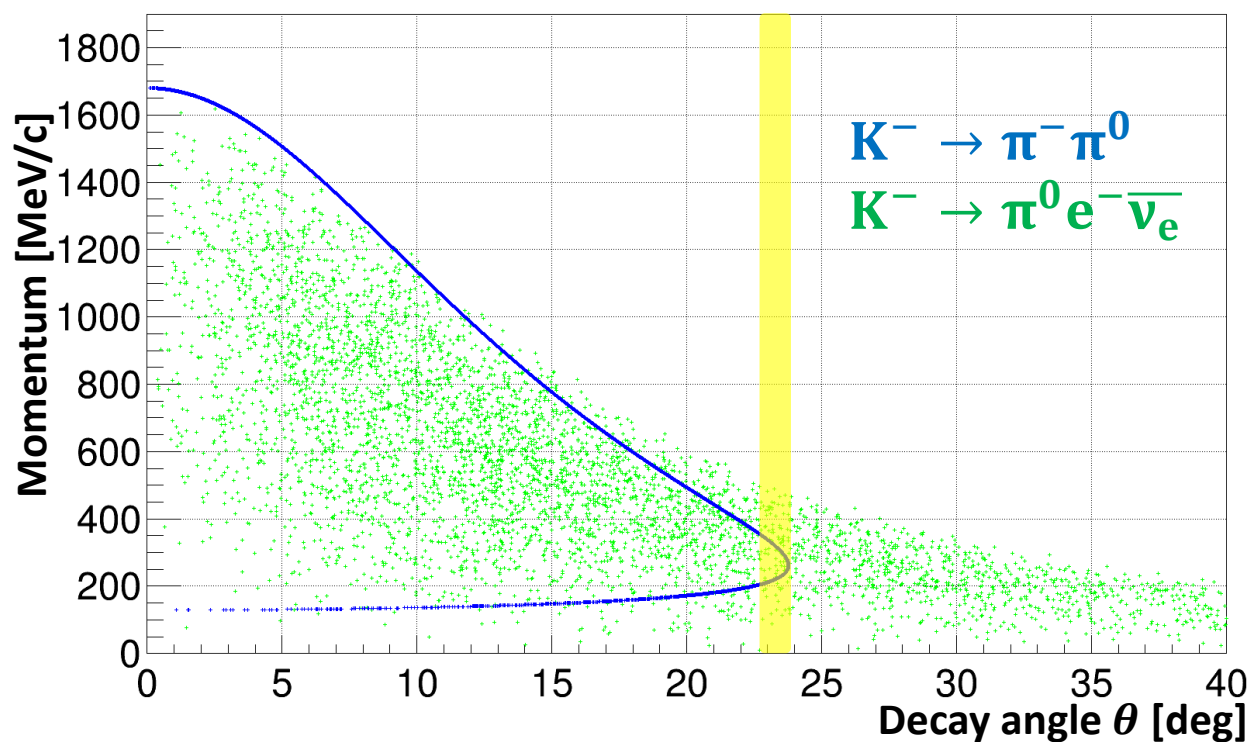


図 4.28: 2 体崩壊の π^- (青) と 3 体崩壊の e^- (緑) の崩壊角と運動量の相関。23.7° 付近で、3 体崩壊の e^- は 2 体崩壊の π^- と同程度の運動量を持ち、 π^- が静止したイベントとして誤同定されてしまう。

表 4.2 は、 K^- 崩壊粒子静止事象における、粒子の内訳を示す。2 体崩壊由来の π^- の純度が約 91.7 % であるのに対し、約 8.3 % ほどのバックグラウンドが存在することがわかった。すなわち、BGO1 で静止した事象を選択できれば、原理的には 2 体崩壊由来の π^- の純度は約 91.7 % を実現できる。

表 4.2: K^- 崩壊粒子静止事象 (BGO1 に入射した K^- 崩壊粒子が BGO1 に静止した事象) の内訳。

粒子	K^- 崩壊粒子静止事象のうちの粒子の割合
π^-	91.7 %
2 body decay μ^-	1.8 %
3 body decay μ^-	0.7 %
e^-	5.8 %

4.4.3 イベント選択によるバックグラウンド除去

4.4.1 節で述べたカットをすることによって崩壊 π^- に対して他の K^- 崩壊モードのバックグラウンドをどの程度除去できるかを評価する。表 4.3 は PL2 veto カットをかけた時と PL 全 veto カットをかけた時の、全 K^- 崩壊由来の粒子のうちそれぞれ π^- , 2 体崩壊 μ^- , 3 体崩壊 μ^- , e^- の割合を示す。PL2 veto カットを適用した場合は、 π^- の純度が 71.0 % と低い。これは PL2 veto カットでは K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 内で静止していない事象が多く含まれるためである。高い運動量でありかつ BGO の中心付近を通過する μ^- や e^- は PL2 にヒットし除去できるのに対し、低い運動量または BGO 中心から外れた位置で入射する μ^- や e^- には多重散乱を起こして、BGO1 で静止せず BGO1 の側面から抜けて通過してしまう事象が存在するためである。 π^- に関しても、BGO1 入射カット後、約 800 イベント BGO1 に入射しているが、シミュレーション上で π^- が静止した場所を確認すると、BGO1 に入射したイベントのうち約 62 % (すなわち $800 \times 0.62 \sim 496$ イベント) のみ BGO1 で静止していた。BGO1 で静止しない残りの約 38 % の π^- はバックグラウンドとなる。このように、PL2 のみでは K^- 崩壊由来の粒子の静止事象を十分に選択できなかったため、BGO1 側面と下側に PL を追加した (PL 全 veto カット)。PL 全 veto カットの場合、BGO1 に入射し静止しない粒子を良く除去できているのが分かる。PL 全 veto カットをかけたとき、全 K^- 崩壊由来の粒子のうち、約 91.5 % が π^- であり、そのとき約 90.6 % の π^- が BGO1 で静止していた。残り 0.9 % は多重散乱で BGO1 で静止せず抜けていったあと、PL1, 2, 3, 4 にてヒット判定とならなかった場合に相当する。しかし、詳細は次節で述べるが、PL 全 veto カットをかけることで、 K^- 崩壊粒子静止事象のうちの π^- 静止事象数 (シミュレーション上で BGO1 内で π^- が静止した事象数 ~ 496) の、約 63.8% ($\sim 316/496$) を誤って除去してしまうことが分かった。ここで、PL 全 veto カット適用により π^- 静止事象の検出効率が低くなるが、 π^- の純度が約 91.5 % と良いのは、PL 全 veto カット適用により、 μ^- , e^- の静止事象を除去するイベントが存在するからである。したがって π^- 静止事象に対する検出効率の最適化を行った。

表 4.3: PL2 veto カット、PL 全 veto カット適用後の粒子の内訳。

particle	PL2 veto カット	PL 全 veto カット
π^-	71.0 %	91.5 %
2 body decay μ^-	24.2 %	2.8 %
3 body decay μ^-	1.2 %	1.0 %
e^-	3.6 %	4.7 %

4.4.4 π^- 中間子収量の見積もり

4.4.3 節で述べたように、PL 全 veto カットをすることで、 K^- 崩壊由来の 2 体崩壊 π^- 以外のバックグラウンドを、全 K^- 崩壊由来粒子のうち、約 8 % にまで減らすことができた。しかし、このカットを適用することにより、 K^- 崩壊粒子静止事象のうちの π^- 静止事象数の約 63.8% を誤って除去してしまうことが分かった。これは π^- が物質と相互作用したことにより生成される粒子が BGO1 を覆う PL にヒットするということである。このうち、約 9.8 % が π^- が PL にヒットした後 BGO1 で静止するイベントであった。残りの 54 % は π^- 吸収過程によって生じる中性子、 γ 線、 π^- による δ 線が PL にヒットしているイベントであった。特に 54 % のうち π^- 吸収過程によって生じる中性子がヒットしているイベントは 46 % であり、ヒットする中性子のエネルギーは数 MeV であった。現在のシミュレーションによると、BGO での π^- 吸収により放出される中性子数は 7 – 10 個ほどである。そのうち 2 個以外は数 MeV のエネルギーを持った中性子である。図 4.29 によると、数 MeV の中性子の ^{12}C との反応断面積は 0.8 – 2 b である。数 MeV のエネルギーを持った中性子のプラスチックカウンターとの反応断面積を 1 b としたとき、それがプラスチックカウンターに入射すると、5 – 7 % の確率でヒットすることが分かる。これらの中性子が等方的に放出され、それぞれのプラスチックカウンターに 1–2 個ずつ入射すると仮定すると、約 50 % の確率で中性子はプラスチックカウンターにてヒットすると見積もることができる。これは、静止 π^- のうち 46 % が中性子によって PL をヒットさせるという結果と consistent である。

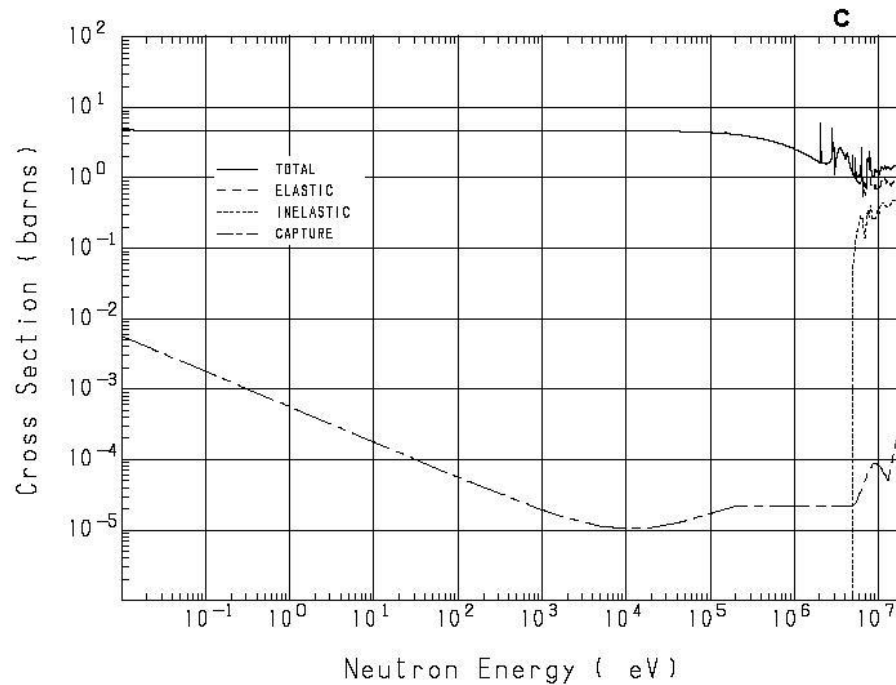


図 4.29: ^{12}C に対する中性子の反応断面積 [47]。

PL による荷電粒子の同定と除去能率を向上させ、 π^- の誤除去を低減する (π^- 検出効率を向上させ

る) ために、図 4.30 で示すように BGO1 を覆うプラスチックカウンター (PL1, 2, 3, 4) をそれぞれ 2 層にするセットアップを検討することとし、シミュレーションを行った。以後、BGO1 を覆うプラスチックカウンターは 2 層まとめて PL1(BGO 間), PL2(BGO1 後ろ), PL3(BGO1 下側), PL4(BGO1 側面) と呼ぶ。また、プラスチックカウンターの厚みは全て 3 mm に変更した。プラスチックカウンターでのヒットはプラスチックカウンターにて 0.2 MeV 以上のエネルギー損失があった場合と定義する。 K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 で静止したとするイベントは、4.4.1 節で述べた BGO1 入射カット後、PL1, 2, 3, 4 それぞれで 2 層ともヒットがなかったイベント、もしくは 1 層目にヒットがあり 2 層目にはヒットがなかったイベント、またはその逆のイベントを選択したものとする。それを以後、“2 層 PL veto カット” と呼ぶ。すなわちプラスチックカウンターで 2 層共にヒットがあったイベントは荷電粒子が通過したものとみなし除去する。

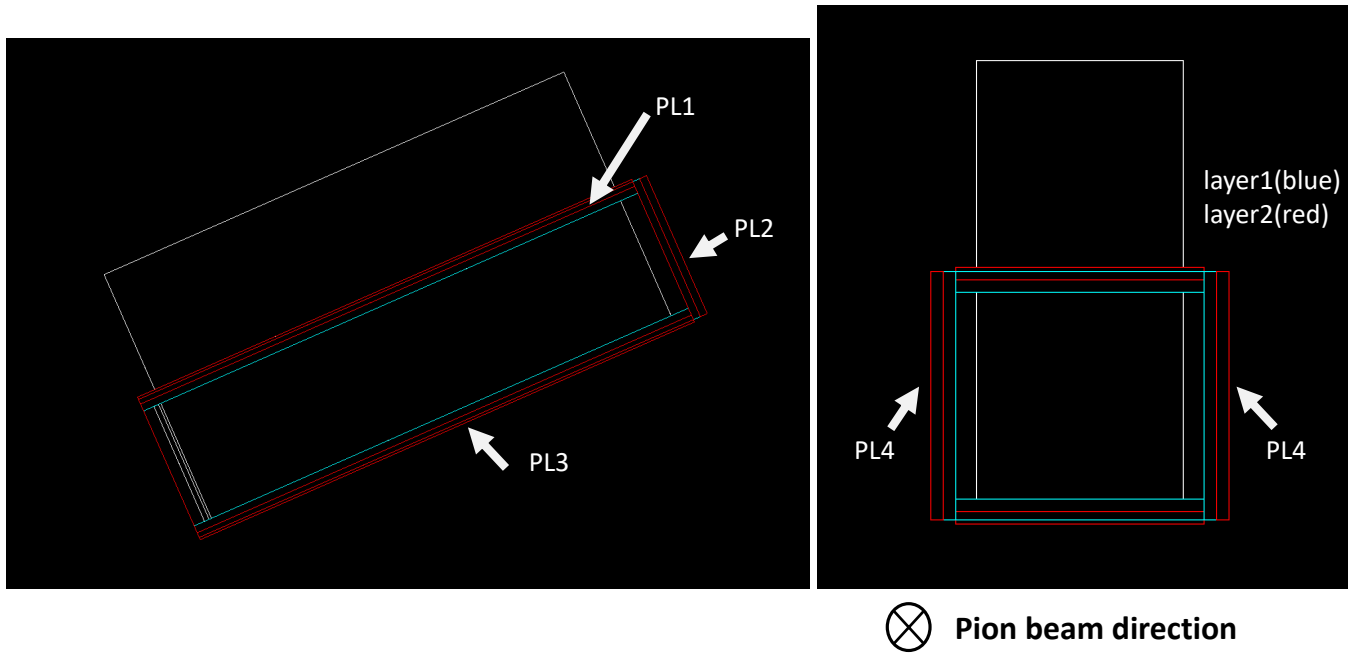


図 4.30: BGO を覆うプラスチックカウンターを 2 層にしたセットアップ。BGO1 を覆うプラスチックカウンターは 2 層まとめて PL1(BGO 間), PL2(BGO1 後ろ), PL3(BGO1 下側), PL4(BGO1 側面) と呼ぶ。BGO1 に近い側の層 (内側層, 図では layer1) は青色で表しており、もう片側 (外側層, 図では layer2) は赤色で表している。PL1, 2, 3, 4 それぞれで 2 層共にヒットがあったイベントは K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 で静止せず通過したものと同定し除去する。

表 4.4 は 2 層 PL veto カットをした時の、 π^- 検出効率と、全 K^- 崩壊由来粒子のうち π^- の純度を示す。比較のため、4.4.3 節で述べた PL 全 veto カットをした時の値 (プラスチックカウンター 1 層) も示している。BGO1 を覆うプラスチックカウンターを 2 層にすることにより、 π^- 検出効率は約 70.6 % にまで向上した。 π^- の純度が減少しているのは、 K^- 崩壊由来の粒子が BGO1 から抜けてい

くとき、2 層ヒットしないイベントが存在したり、2 層 PL veto カットによる μ^- や e^- の静止事象を除去するイベントが減少したためである。

表 4.4: 2 層 PL veto カットをした時の、 π^- 検出効率と、全 K^- 崩壊由来粒子のうち π^- の純度。比較のため、4.4.3 節で述べた PL 全 veto カットをした時の値 (プラスチックカウンター 1 層) も示している。

	2 層 PL	1 層 PL
π^- 検出効率	70.6 %	36.2 %
全 K^- 崩壊由来の粒子のうち π^- の純度	86.5 %	91.5 %

実際には、プラスチックカウンターを 2 層にしても、 π^- が静止したイベントの約 29.4 % を誤って除去してしまうため、セットアップは最適とは言えず、改良すべきではある。例えば 2 層のプラスチックカウンターをセグメント化し、1 層目と 2 層目の相関を調べることで、 K^- 崩壊由来の荷電粒子が BGO1 から抜けていったイベントのみをより明確に同定し除去できるはずである。しかし、ビームタイムまでにそのような複雑なセットアップを準備するのは現実的ではない。したがって、BGO1 を覆うプラスチックカウンターを 2 層にするセットアップに改良しテスト実験を行うこととする。

最後に、BGO テスト実験で得られる π^- の予想収量について評価する。 K^- 中間子ビーム粒子を 10^8 イベント生成させたうち、BGO1 入射カットをしたあと π^- が BGO1 に入射した数は約 800 イベントであった。そのうち、62 % が BGO1 で静止し、2 層 PL veto カットによる π^- 検出効率が 70.6 % であることから、 10^8 個の K^- に対して π^- が BGO1 に静止するイベントは、 $800 \times 0.62 \times 0.706 \sim 350$ イベントである。ハイパー核実験では約 10^6 /spill (1 spill $\sim 2 - 2.5$ s) のレートで K^- 中間子ビームが標的に入射する。このことから、ハイパー核実験の期間 (約 20 日間とし、ビームサイクルを ~ 5 秒とした) で π^- が BGO1 で静止するイベントが約 10^6 個得られると予想される。また、ハイパー核実験の期間で約 10^7 個の π^- が BGO1 に入射すると予想される。

4.4.5 中性子の閾値

4.2.2 節で、BGO1 で π^- が静止したあと、2 つの BGO 間に配置しているプラスチックカウンターにヒットがなく、かつ BGO2 で大きなエネルギーデポジットがあったとき、それは π^- 吸収による中性子によるものとする述べた。ここで、 π^- 吸収による中性子を BGO で検出する際のエネルギー閾値を決める必要がある。プラスチックカウンターにヒットがなかったとき、BGO2 でのエネルギーデポジットは中性子もしくは γ によるものである。そこで、 π^- 吸収によって発生する nuclear γ のエネルギーより大きなエネルギーデポジットがあったとき、そのようなイベントは π^- 吸収による中性子もしくは、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ による γ によるものであると考える。この π^0 は $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ という荷電交換反応を通して生成される。

崩壊基準点から BGO1 に π^- を直接入射させるシミュレーションを行い、 π^- 吸収による中性子を BGO で検出する際のエネルギー閾値と閾値を超えるイベント数を調べた。生成させた π^- の運動量は、崩壊角 $22.77^\circ - 23.78^\circ$ に対応する約 200 - 350 MeV/ c の領域のものとした。生成点の z 位置は decay volume 内一様に分布させ、 x, y 位置は K^- 生成時のものと同じように分布させた。そのような π^- を 10^6 個生成させた。

シミュレーションの結果、 π^- 吸収によって発生する nuclear γ による BGO のエネルギーデポジットは最大 15 MeV であった。生成させた 10^6 個の π^- のうち、15 MeV の閾値を超えるイベントは 6677 であった。15 MeV の閾値を超えるイベントのうち 1844 イベントが π^0 崩壊による高エネルギーの γ 線によるものであり、4833 イベントが π^- 吸収起因の中性子によるものであった。4.4.4 節の最後で述べたように、ハイパー核実験の期間で BGO1 に入射する π^- は約 10^7 個であるため、実際には閾値を超えるイベント数はこれらの数より約 10 倍多いと予想される。

我々は最終的に、BGO2 でのエネルギーデポジットが閾値 15 MeV を超えるイベント数をシミュレーション結果と比較することで、GEANT4 による π^- 吸収過程の実装を評価する。シミュレーションとデータで閾値を超えるイベント数が異なっていた場合、BGO での中性子の検出効率が良く分かっていると仮定すると、シミュレーションとデータの差は π^- 吸収による中性子の放出個数で決まる。シミュレーションとデータで違いがみられたとき、シミュレーションを修正する必要があるが、この修正の精度は中性子の検出個数 (N_{detct}) に依存し、おおまかには $\sqrt{N_{\text{detct}}}$ で決まる。シミュレーションによると、閾値を超えるイベントは 10^4 個以上検出できることから、BGO での中性子の検出効率が良く分かっていると仮定すると、数 % 程度の精度で π^- 吸収による閾値以上のエネルギーの中性子の放出個数を修正できる。

4.5 まとめ

上述したセットアップと製作した検出器を用いてテスト実験を行うことができれば、BGO2 でのエネルギー損失が閾値を超えるイベント数をシミュレーション結果と比較することで、閾値 (15 MeV) 以上の primary, secondary 中性子の発生数を見積もることができる。しかし、もしシミュレーション結果とデータで違いがみられたとき、その原因として、 π^- 吸収による中性子発生数の不定性と、BGO 中の中性子に対する検出効率の不定性が含まれる。したがって、シミュレーションにどちらが正しく実装できていないか、あるいはどちらとも正しく実装できていないか、区別ができない。したがって、次章で述べるような BGO の中性子に対する検出効率を実測するテスト実験を行うことで、BGO 核内での π^- 吸収に対する GEANT4 の実装の不確かさを明らかにする必要がある。

第 5 章

中性子ビームを用いたテスト実験のデザイン

4 章で述べたテスト実験を行い、BGO 中での中性子検出効率を測定できれば、BGO 核内での π^- 吸収により放出される 15 MeV 以上のエネルギーの中性子による影響を正確に見積もることができる。実際には π^- 吸収により放出される中性子のエネルギーは 1 – 70 MeV に分布することが分かっているが、4 章で述べたテスト実験で、1–15 MeV のエネルギーの中性子の放出個数を見積もることは困難である。しかし、1–15 MeV のエネルギー領域で検出効率を測定することができれば、 π^- バックグラウンド見積もりの不定性は、 π^- 吸収過程による 1–15 MeV のエネルギーの中性子の放出個数のみとなる。このことから、 π^- 吸収過程により放出される、1 – 70 MeV のエネルギーの中性子の BGO での検出効率を測定することとした。本章では、BGO での中性子検出効率テスト実験のデザインについて述べる。

5.1 実験デザイン

中性子検出効率テスト実験では、100 MeV 程度の陽子ビームを原子核に照射してさまざまなエネルギーの中性子を生成させ、その中性子をビームとして BGO に入射させることを考えている。中性子の BGO での検出効率を測定するためには、あるエネルギーの中性子が BGO に入射した数を知る必要がある。そこで我々は、陽子による中性子の生成断面積がよく調べられているデータを用い、それから我々の実験で BGO に中性子が入射した数を求めることとした。図 5.1 は、H. Iwamoto らによって測定された、107 MeV のエネルギーの陽子による ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 標的での、 30° , 60° , 90° , 120° , 150° 方向に放出された中性子の 2 重微分断面積である [48]。この実験で用いた ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 標的の厚みはそれぞれ 5 mm, 2 mm である。標的での陽子ビームのエネルギーロス (ΔE) を考慮し、標的の中心で反応が起きたものとして、入射陽子のエネルギーは $107 \text{ MeV} - \Delta E/2$ から計算し、 ^{209}Bi で 98 MeV, $^{\text{nat}}\text{Pb}$ で 103 MeV としている (ΔE は Bethe-Bloch の式を用いて見積もっている)。我々は、図 5.1 の

2重微分断面積を用いて、実験の際にBGOに入射する中性子の個数をエネルギーごとに求めることとする。

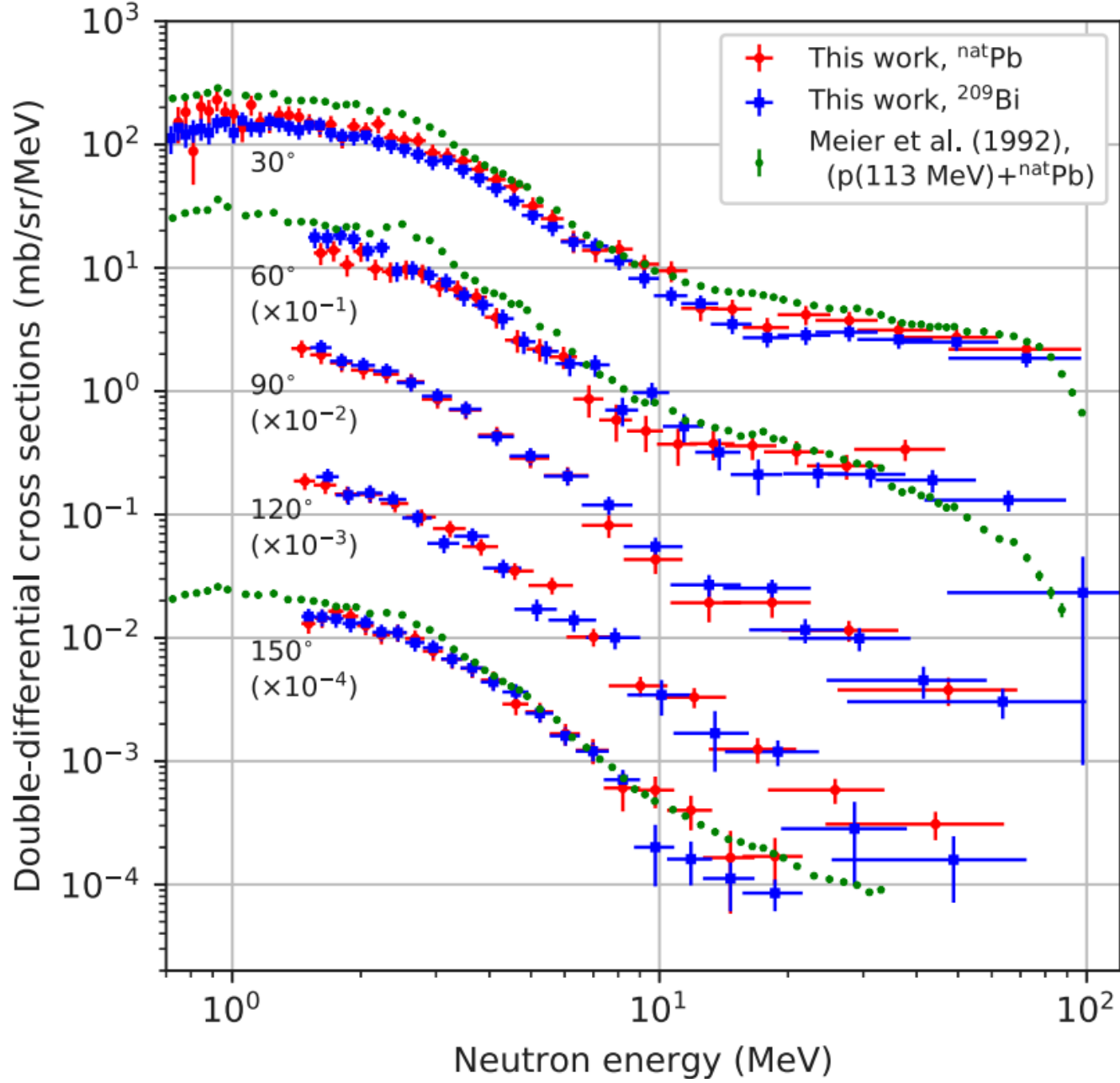


図 5.1: 107 MeV のエネルギーの陽子による ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ 標的での、 30° , 60° , 90° , 120° , 150° 方向に放出された中性子の 2 重微分断面積 [48]。

5.1.1 セットアップ

本節では、中性子検出効率テスト実験のセットアップについて述べる。図 5.2 はセットアップの概略図である。実験は [48] と同様 107 MeV の陽子を 5 mm 厚の ^{209}Bi 標的に入射させ、 30° 方向に放出される中性子をビームとして用いる。陽子ビーム軸に対して 30° の方向を臨むように BGO 検出器を配

置する。BGO 検出器のサイズは $50\text{ mm} \times 50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ とし、その周りに荷電粒子除去用のプラスチックカウンターを配置する。中性子のエネルギーは標的から BGO までの飛行時間を測定することで求める。次節で詳細は述べるが、中性子の飛行距離すなわち標的中心から BGO までの距離は 3 m またはそれ以上とした。

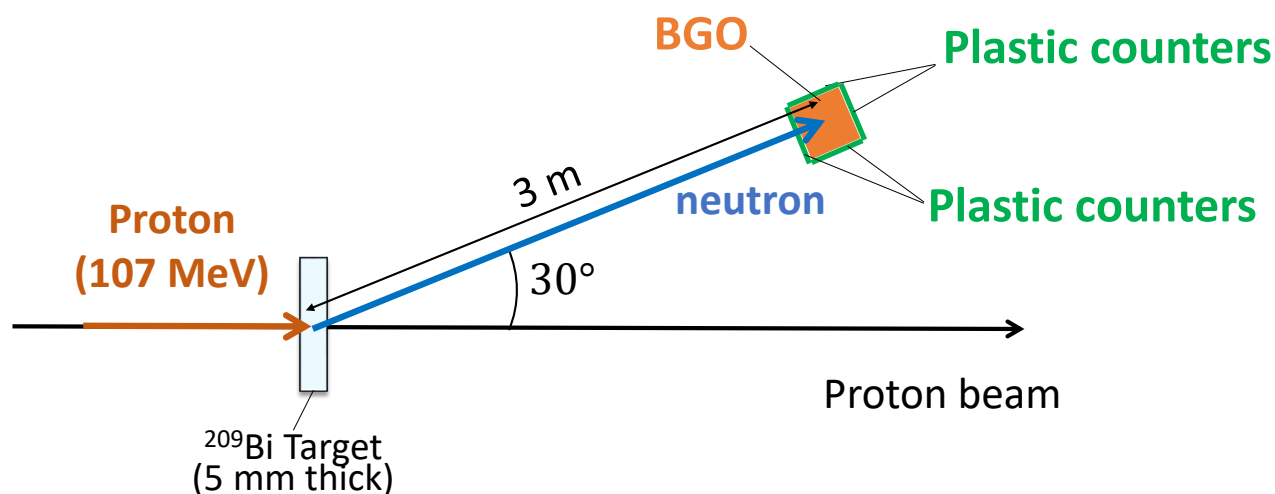


図 5.2: 中性子検出効率テスト実験のセットアップ。107 MeV の陽子を 5 mm 厚の ^{209}Bi 標的に入射させ、 30° 方向に放出される中性子をビームとして用いる。

5.1.2 必要とされる検出効率測定精度

3.3.2 節の図 3.9 で示すように、 $80 \pm 10\text{ MeV}$ のエネルギーの中性子の BGO での検出効率は、シミュレーションとデータで約 10% の差がある。よって我々はそれぞれ $1 - 10\text{ MeV}$, $10 - 30\text{ MeV}$, $30 - 50\text{ MeV}$, $50 - 70\text{ MeV}$ のエネルギー領域で、約 3% の精度で検出効率を測定することとしたい。そのためにはそれぞれのエネルギー領域にて、 10^3 個以上の中性子が BGO にて検出される必要がある。

5.1.3 中性子入射数とエネルギー分解能の見積もり

中性子入射数とエネルギー分解能は中性子の飛行距離に依存する。本節では、セットアップ (中性子飛行距離) を決めるために、中性子入射数とエネルギー分解能を計算で見積もった。

陽子を ^{209}Bi 標的に入射させたことにより放出される、エネルギー $E_n \sim E_n + \Delta E_n$ の中性子が BGO (立体角 $\Delta\Omega$) に入射する数 (N_n) は、次のように表せる。

$$N_n = N_p N_t t_t \int_{E_n}^{E_n + \Delta E_n} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_n} dE_n \Delta\Omega$$

ここで、 N_p は陽子ビームの入射数、 $d^2\sigma/d\Omega dE_n$ は陽子による ^{209}Bi 標的でのある方向に放出される中性子の 2 重微分断面積、 N_t , t_t はそれぞれ ^{209}Bi 標的の粒子数密度と厚みである。標的中心から距離 L のところに配置する面積 S_{BGO} の BGO が覆う立体角は $\Delta\Omega = S_{\text{BGO}}/L^2$ である。

図 5.3 は、 $N_p = 1 \times 10^{11}$ とし、図 5.1 の値から、それぞれ 1 – 10 MeV, 10 – 30 MeV, 30 – 50 MeV, 50 – 70 MeV のエネルギーの中性子が BGO に入射する数を、標的中心から BGO までの距離ごとに計算した値である。どのエネルギー領域、 L においても、 10^{11} 個の陽子を入射させた場合、 10^4 個以上の中性子が BGO に入射していることがわかる。BGO での中性子の検出効率が 10 % と仮定しても、どのエネルギー領域、 L においても約 10^3 個以上の中性子が検出されると見積もれる。このために必要なビームタイムは、陽子ビームの強度を 1×10^9 /s と仮定した場合、100 s である。

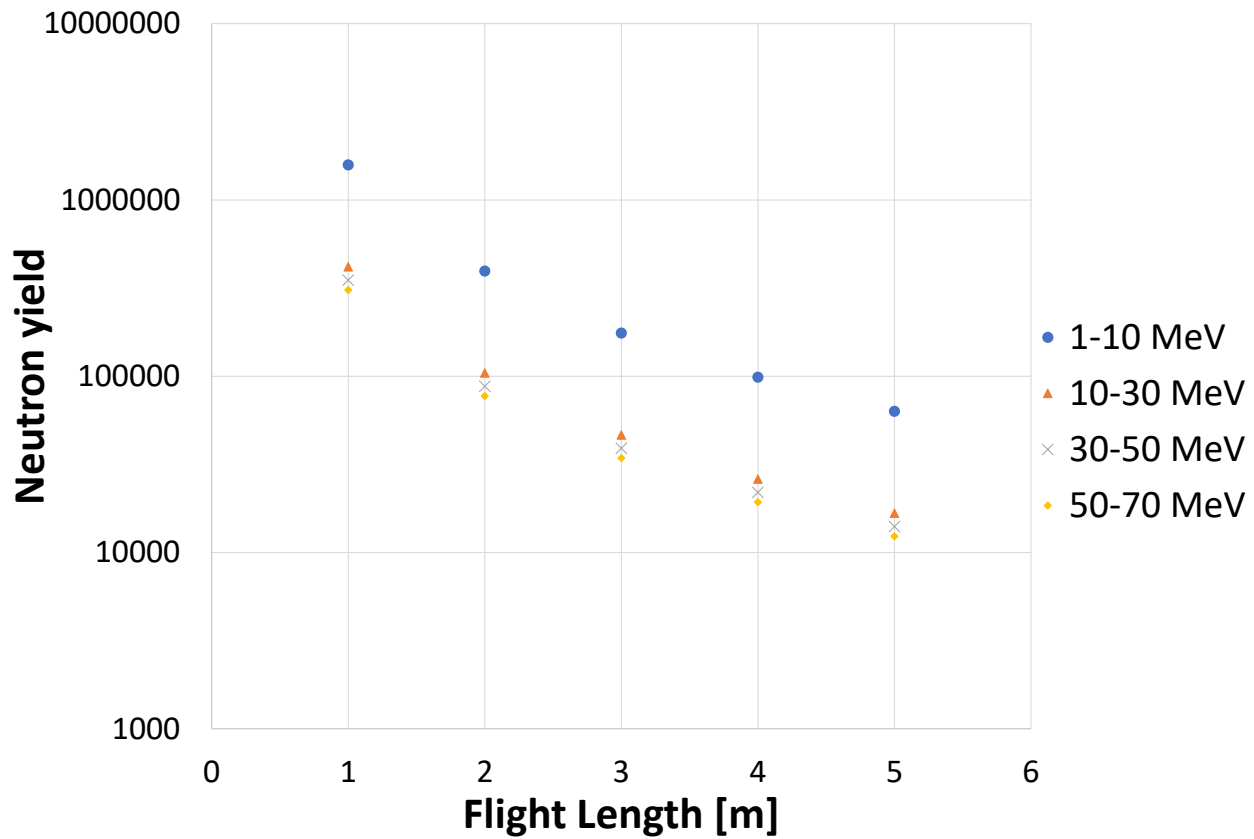


図 5.3: 10^{11} 個の陽子を入射させた場合の、1 – 70 MeV の中性子の BGO への入射個数。それぞれ 1 – 10 MeV, 10 – 30 MeV, 30 – 50 MeV, 50 – 70 MeV のエネルギーの中性子が BGO に入射する数を、標的中心から BGO までの距離ごとに計算した。

飛行時間測定による中性子のエネルギー分解能 (σ_{E_n}/E_n) は次のような式で見積もった。

$$\frac{\sigma_{E_n}}{E_n} = \gamma(\gamma + 1) \sqrt{\left(\frac{\sigma_T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_L}{L}\right)^2}$$

ここで、 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ であり $\beta = v_n/c$ (v_n : 中性子の速度) である。また、 T , L はそれぞれ中性子の飛行時間と飛行距離であり、 σ_T , σ_L はそれぞれ中性子飛行時間の誤差と飛行距離の誤差である。図 5.4 に計算した飛行距離ごとの中性子のエネルギー分解能を示す。実験では陽子ビーム照射タイミングと BGO での中性子ヒットタイミングの時間差によって中性子飛行時間を求める。よって σ_T は BGO 時間分解能 σ_{BGO} とビーム照射タイミングの時間分解能 σ_{beam} によって決まり、 $\sigma_T = \sqrt{\sigma_{\text{BGO}}^2 + \sigma_{\text{beam}}^2}$ と表せる。この計算では、典型的な BGO 時間分解能の値 [49][50] を用い、 $\sigma_{\text{BGO}} = 1 \text{ ns}$ とした。また、陽子ビームのタイミングはビームのバンチ幅だけ時間がばらついており、典型的なバンチ幅の値 [51] を用い、 $\sigma_{\text{beam}} = 1 \text{ ns}$ とした。また σ_L は標的の厚み (2 mm) と BGO の厚み (50 mm) のみを考慮し、 $\sigma_L = \sqrt{(2/\sqrt{12})^2 + (50/\sqrt{12})^2} \sim 14 \text{ mm}$ とした。

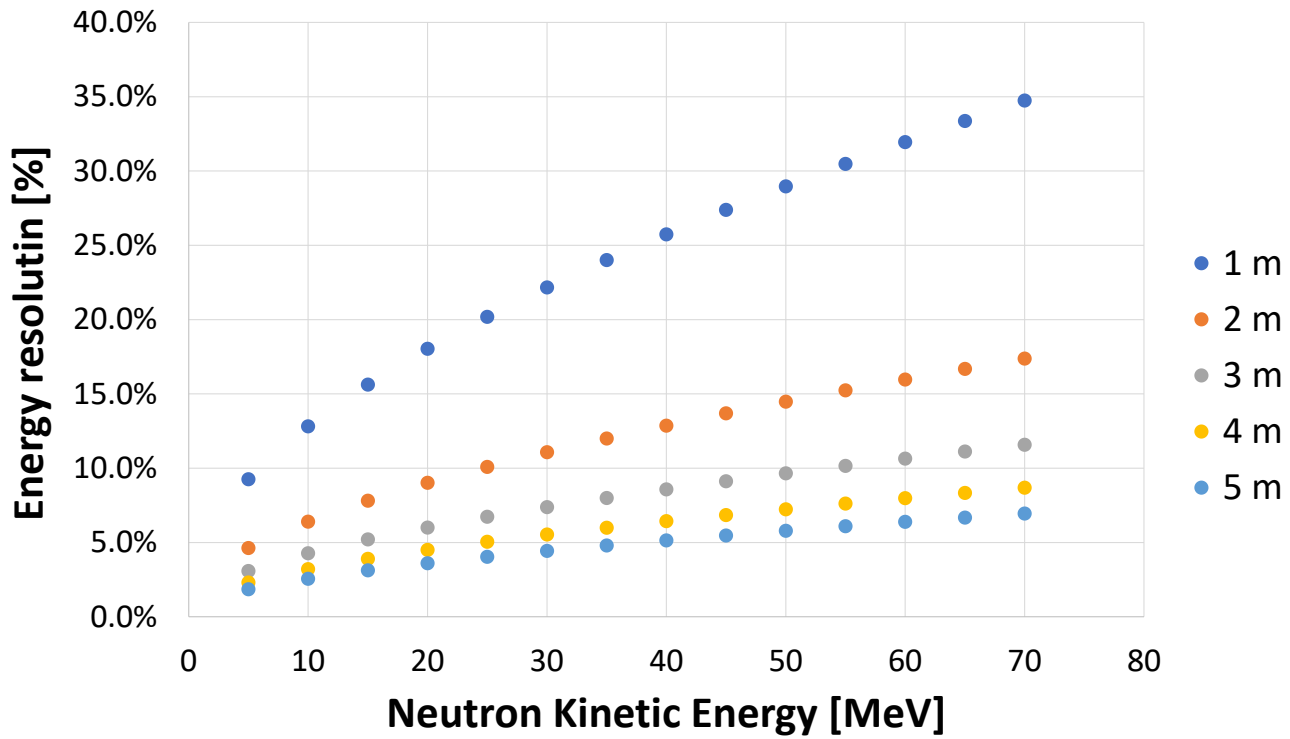


図 5.4: 計算した飛行距離ごとの中性子のエネルギー分解能。

それぞれ 1 – 10 MeV, 10 – 30 MeV, 30 – 50 MeV, 50 – 70 MeV のエネルギー領域で検出効率を測定するために要求されるエネルギー分解能は、飛行距離 3 m 以上の場合で、全て満たしている。よって飛行距離は 3 m またはそれ以上とする。

5.2 まとめ

本章で述べたセットアップにて $1 - 70$ MeV のエネルギーの中性子の BGO での検出効率を測定し、実測した検出効率と、4 章で述べた π^- 吸収の BGO テスト実験により放出される primary, secondary 中性子の数を用いることで、最終的に BGO での π^- 吸収により放出される primary, secondary 中性子による BGO カロリメータのヒットを正確にシミュレートできるようになり、核内 Λ の β 崩壊率測定実験での π^- によるバックグラウンドを正しく見積もることができる。

第 6 章

まとめと今後の展望

6.1 まとめ

核内バリオンの性質変化を調べるために、我々は Λ ハイパー核を用い、核内 Λ の β 崩壊率を測定し、その値が自由空間での値から変化するかどうかを調べることを計画している。実験では、 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ を生成し、 Λ の β 崩壊率を 4.5 % の精度で測定することを目標としており、そのためには 4 % の精度で β 崩壊分岐比を測定する必要がある。しかし、 Λ の β 崩壊分岐比 ($\sim 10^{-4}$) は他のモードに比べて極めて小さいことから、他の崩壊モード ($\Lambda \rightarrow p\pi^{-}$, $n\pi^0$, non mesonic weak decay) による大量のバックグラウンドが問題となる。効率よく β 崩壊電子を測定し、かつバックグラウンドを除去するために、標的をプラスチックカウンター、ルサイトチェレンコフカウンター、BGO カロリメータで囲うデザインを考えている。BGO カロリメータではヒット・クラスター解析により β 崩壊電子を選択する。GEANT4 を用いた先行研究にて、これら全ての検出器を用いて β 崩壊電子以外のバックグラウンドを十分に抑制し、4 % の精度で β 崩壊分岐比を測定することが可能であると見積もられた。しかし、BGO を構成する原子核での π^{-} 吸収過程により放出される中性子のデータと、BGO での中性子の検出効率のデータは存在しないため、 π^{-} のバックグラウンド見積もりには不定性が残る。本研究では、 π^{-} によるバックグラウンドを正しく見積もるために、BGO 原子核内での π^{-} 吸収過程による影響を調べるための研究を行った。

BGO を構成する Bi 等の原子核における π^{-} 吸収過程により放出される中性子の既存データと GEANT4 シミュレーション結果との比較、BGO での中性子検出効率の部分的な既存データとシミュレーション結果との比較を行い、現状での π^{-} によるバックグラウンド見積もりの不定性を調べた。比較の結果バックグラウンドを多く見積もる要素と低く見積もる要素が混在し、現在の β 崩壊実験シミュレーションによるクラスター数の見積もりの不定性について予想することは困難であった。よって、BGO での π^{-} 吸収による中性子のデータと BGO の中性子検出効率のデータを実測する必要性が明らかになった。

まず、 π^{-} を BGO に静止させ、その後放出される中性子を測定するためのテスト実験のデザインと

準備を行った。BGOに入射させる π^- として、1.8 GeV/cの K^- ビームを用いたハイパー核実験の際に、 K^- 崩壊($K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$)によって放出される π^- を用いる可能性を検討した。 π^- の放出角度を角度検出器(TC)により測定し、角度で決まる一定の運動量を持った π^- をBGO(BGO1)に入射し静止させ、BGO1隣のBGO(BGO2)にて π^- 吸収過程による15 MeV以上の中性子を測定する。BGO1, BGO2の間にはプラスチックカウンター(PL)を配置しヒットの有無で中性粒子を同定する。テスト実験で用いる、BGO、TC、PLの製作と性能評価を行った。BGOカウンターは $50 \times 50 \times 200$ mmの結晶を使用し、MPPCを16個並べて読み出した。TCは、 $2.0 \times 2.0 \times 79.0$ mmのプラスチックシンチレータを1セグメントとして層状に重ねたデザインとした。PLは表面に溝を掘ってそこに波長変換ファイバーを埋め込むデザインとした。TC, PLは最小電離粒子に対して十分な光量が得られていることを確認した。また、 K^- 崩壊由来の π^- をビームとして使えるかどうかをシミュレーションにて評価した。シミュレーションの結果、現在のセットアップに加えて、BGO1をPLで覆い、さらにそのPLを2層配置することで、最終的に π^- の純度86.5%を達成することが分かった。 K^- ビームを用いたハイパー核実験の期間(約20日間)で得られる π^- 静止事象は約 10^6 個と予想された。

次に、それぞれ1 – 10 MeV, 10 – 30 MeV, 30 – 50 MeV, 50 – 70 MeVのエネルギーの中性子の、BGO内での検出効率を約3%の精度で測定するための実験デザインを行った。約107 MeVの陽子を ^{209}Bi 標的に入射し 30° 方向に放出される中性子をBGOに入射させる。中性子の入射数は上記の反応を用いて測定された2重微分断面積の過去の実験データから求め、中性子のエネルギーは飛行時間を測定することで求める。中性子入射数とエネルギー分解能を見積もり、 10^{11} 個の陽子を入射させれば、標的からBGOまでの距離を3 mとしたとき、どのエネルギー領域でも中性子の入射数は 10^4 個以上得られ、エネルギー分解能は全てのエネルギー領域において10%以下を達成することが分かった。BGOでの中性子検出効率が10%だとしても、上記すべてのエネルギー領域でそれぞれ 10^3 個以上の中性子が検出されることから、3%の精度で中性子検出効率が測定できる。

本実験でデザインした π^- と中性子を照射する2つのBGOテスト実験にて、 π^- 吸収過程により放出される中性子数とBGO中での中性子の検出効率を測定することができれば、核内 Λ の β 崩壊率測定実験での π^- によるバックグラウンドを正しく見積もることができる。

6.2 今後の展望

K^- 崩壊由来の π^- をビームとして用いるテスト実験は、J-PARC K1.8ビームラインにて2024年3月末またはそれ以降に行う。4.4.3節で述べた通り、既存のセットアップ(PL1, PL2のみ)では π^- 静止事象を十分に選択できなかったため、追加するプラスチックカウンターの製作を行う必要がある。中性子検出効率テスト実験では、107 MeVの陽子ビームを利用できる施設である大阪大学RCNPに利用申請を行うとともに、このテスト実験で用いるBGO検出器と読み出し基板を用意する必要がある。これらのテスト実験にてデータを取得した後、シミュレーション結果とデータを比較し違いがみら

れたとき、シミュレーションを修正し、 β 崩壊率測定実験の現実的なシミュレーションを行う。もし、 β 崩壊電子に対して残る π^- のバックグラウンドが現在の見積もりより多く、1 % のオーダーまでになると、目標である 4 % の精度での測定は達成できない。その場合には他の検出器によるバックグラウンド除去率を向上させるか、または新しいバックグラウンド除去法を開発する必要がある。

付録 A

β 崩壊率測定実験のバックグラウンド除去と予想収量

先行研究 [20, 21] のシミュレーションでは、 ${}^6\text{Li}$ 標的内で、 β 崩壊電子と π^0 , π^- をそれぞれ、1.1.3 節で述べた ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ での崩壊分岐比と崩壊時の運動量に従って生成させ、バックグラウンドを見積もった。ここでは A.1 節でプラスチックカウンターでのバックグラウンド除去法について、A.2 節で Photon veto カウンターについて、A.3 節で β 崩壊実験での予想収量について、先行研究 [20, 21] の内容をまとめる。

A.1 プラスチックカウンターでのバックグラウンド除去

図 A.1 はそれぞれ β 崩壊電子、 π^0 , π^- がプラスチックカウンターで落とした全エネルギーである。また、 β 崩壊電子をより良く区別するために、粒子がプラスチックカウンターで単位長さ当たり落とすエネルギーを計算した。図 A.2 は、各粒子の単位長さあたりのエネルギー損失を示している。全エネルギー損失の分布で $0.7 - 3.0 \text{ MeV}$ を β 崩壊電子として選択した後、さらに単位長さあたりのエネルギー損失の分布では $0.12 - 0.25 \text{ MeV/mm}$ を β 崩壊電子として選択した。そうすることで最終的に、88 % の π^0 と、99.9 % の π^- のバックグラウンドを除去できることが分かった。

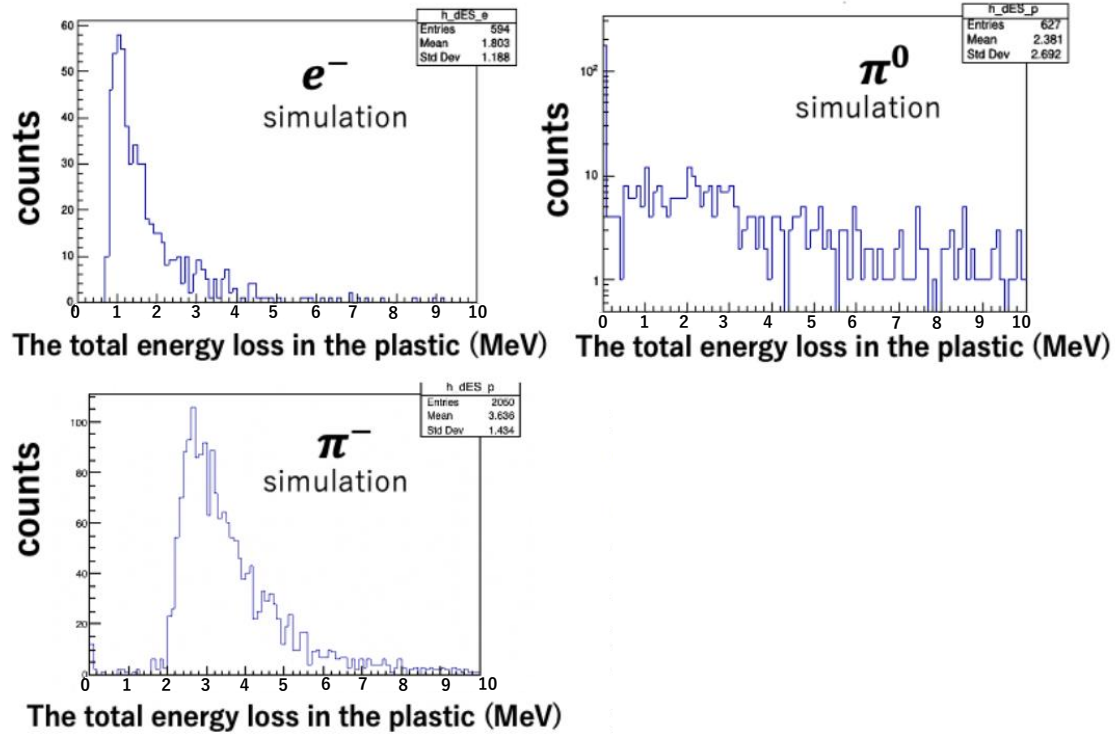


図 A.1: 先行研究 [20, 21] のシミュレーションで求められた β 崩壊電子、 π^0 、 π^- がプラスチックカウンターで落とす全エネルギー [20, 21]。

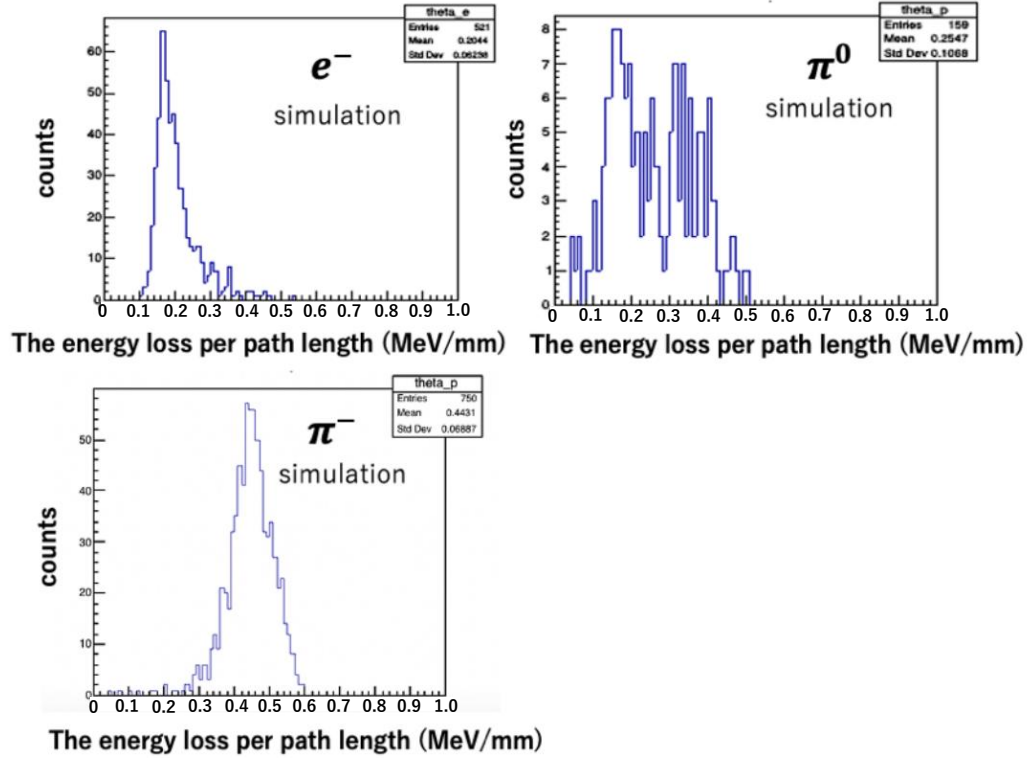


図 A.2: β 崩壊電子、 π^0 、 π^- がプラスチックカウンターで単位長さ当たり落とすエネルギー [20, 21]。

A.1.1 Δz 法

π^0 崩壊の γ 線の一つが BGO カロリメータの穴から漏れると、もう一つの γ 線は標的やプラスチックカウンターで電子・陽電子に転換すると、 β 崩壊電子のバックグラウンドとなる。また、その γ が標的周辺で電子・陽電子に転換せずプラスチックカウンターとルサイトカウンターを鳴らさなかったとしても、その γ が BGO で電磁シャワーを発生させて生じた e^+ または e^- が BGO 内で全エネルギーを落とさずに散乱によって BGO の標的側の面から抜けて標的方向に戻ってくることがある。これらがプラスチックカウンターやルサイトチェレンコフカウンターに入射すると、 β 崩壊電子として誤同定してしまう。そこで、標的中の反応点、プラスチックカウンターのヒット位置、BGO での電磁シャワーの位置の相関を調べた。

図 A.3 に β 崩壊電子事象と π^0 によるバックグラウンド事象の概略図を示す。点 O は粒子発生点、A、B はそれぞれプラスチックカウンターと BGO での粒子のヒット位置である。点 C は線 OB とプラスチックカウンターの交点である。点 C については、z 位置はプラスチックカウンターの両端に取り付けられた MPPC のタイミング差から分かる。x, y 位置はセグメント番号を ϕ 方向で割った値から決めた。B 点については、BGO カロリメータで生成されたクラスターの中心として決定した。クラスターの中心を計算するために、ヒットしたセグメントのエネルギー損失で重み付けをした。最後に、A と C の z 位置の差 (Δz) を計算した。

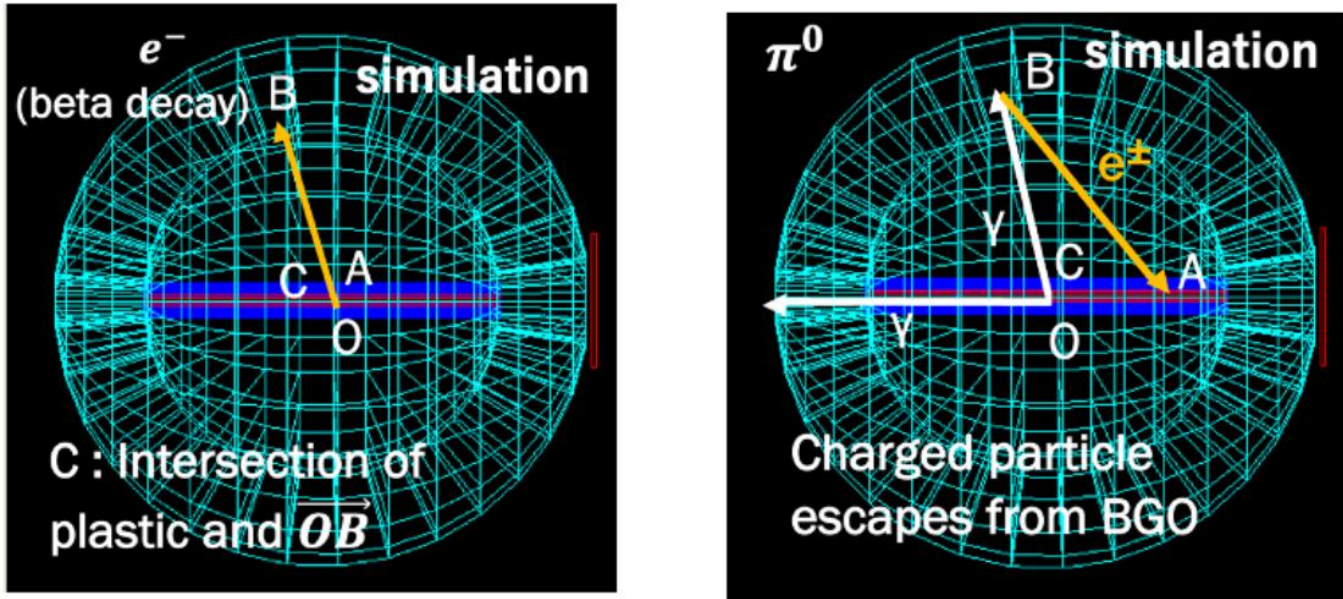


図 A.3: β 崩壊電子事象と π^0 事象の概略図 [20, 21]。

図 A.4 に示すように、 β 崩壊電子イベントの場合、 β 崩壊電子の軌跡は直線であるため、 Δz は 0 mm 付近に分布する。 π^0 の場合は、BGO で電磁シャワーが発生し、BGO から戻ってきた荷電粒子がプラ

スチックカウンターに衝突するため、 Δz は大きく分布する。 $-90 \text{ mm} < \Delta z < 90 \text{ mm}$ を β 崩壊電子として選択することで、20 % の π^0 バックグラウンドを除去できることが分かった。

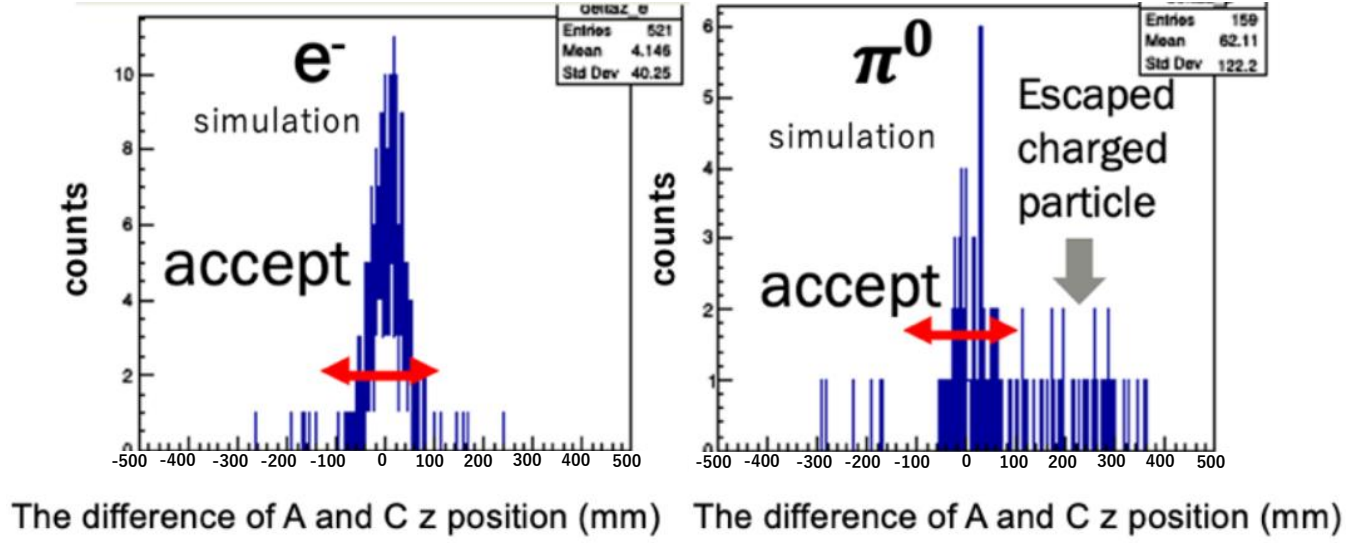


図 A.4: β 崩壊電子、 π^0 における点 A、C の z 位置の違い [21]。

A.2 Photon veto カウンターでのバックグラウンド除去

BGO カロリメータの上流と下流に開いている穴の立体角は全体のうち、約 1 % である。 π^0 崩壊による 2 個の γ 線のうち、1 つが BGO カロリメータの穴から漏れてしまうとき、 β 崩壊電子と同様に BGO カロリメータでは 1 クラスターのみ生成されるのでバックグラウンドとなる。このような γ 線が漏れてしまうイベントを除去するために、photon veto カウンターを SKS 電磁石の壁に貼り付けるように配置し、BGO カロリメータの下流から漏れる photon をほぼ 100 % 検出する。図 A.5 は photon veto カウンターのデザインである。3 mm 厚の鉛と 5 mm 厚のプラスチックシンチレータを並べたものを 2 層構造で配置し厚さは全体で 16 mm である。鉛で γ を e^-e^+ に転換させ、それらをプラスチックシンチレータで検出する。プラスチックシンチレータの信号は両端に MPPC を取り付けて読み出す。

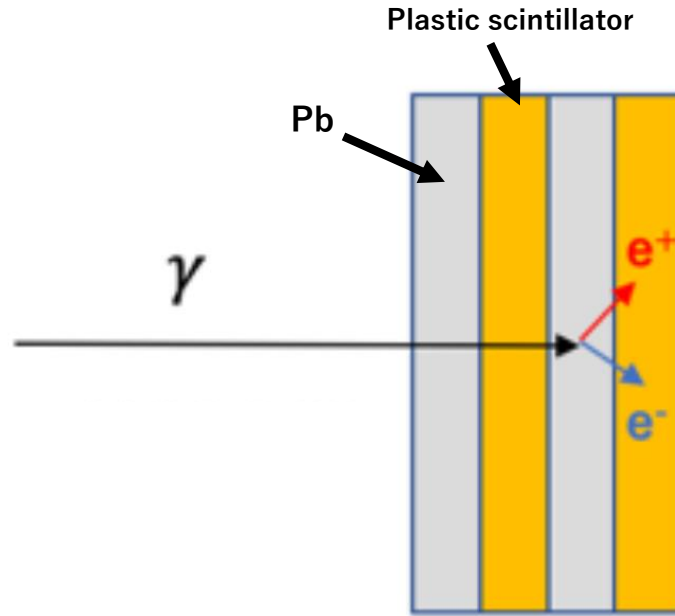


図 A.5: photon veto カウンターの概略図。鉛とプラスチックシンチレータを並べて 2 層構造で配置し、鉛で γ を e^-e^+ に転換させそれらをプラスチックシンチレータで検出する。

先行研究 [20, 21] によると Photon veto カウンターにより、残った π^0 事象の 70 % を除去した。

A.3 予想される β 崩壊事象の収量

統計誤差 4 % 以内で β 崩壊分岐比を測定するためには、 $(1/0.04)^2 = 625$ カウント以上の β 崩壊事象が必要である。 ${}^5_\Lambda\text{He}$ ハイパー核生成事象の収量を見積もるために、KEK E462 実験での値を参考にした。この実験は 3.70 g/cm^2 の厚さの ${}^6\text{Li}$ 標的に 2.5×10^{12} の π^+ を照射し、SKS スペクトロメータを用いて 45653 カウントの ${}^5_\Lambda\text{He}$ 生成事象を得た。 β 崩壊率測定実験では検出器を含む SKS スペクトロメータの幾何学的なセットアップは同じであるため、E462 実験のデータから β 崩壊実験における ${}^5_\Lambda\text{He}$ の収量を見積もることができる。

表 A.1 は、KEK E462 実験での ${}^5_\Lambda\text{He}$ の収量と、本 β 崩壊実験での予想される収量を示す。 14 g/cm^2 の厚さの ${}^6\text{Li}$ 標的に 29×10^{12} の π^+ を照射させると、 2.0×10^6 の ${}^5_\Lambda\text{He}$ 生成事象が得られ、他の崩壊モードによるバックグラウンド除去を行った後の β 崩壊電子の検出効率を考慮した時、673 事象の β 崩壊電子が測定できると見積もられた。そのとき、統計誤差は約 3.8 % であり目標の 4 % を満たしている。

そのために必要なビームタイムは、 π^+ ビームのレートを $3.0 \times 10^7 / \text{spill}$ と、加速器のビームサイクルを 5.2 s と仮定したとき、全体で約 1400 時間である。これは現実的なビームタイムの長さといえる。

表 A.1: 予想される ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ と β 崩壊事象の収量 [21]。

Experiment	E462	Proposed experiment
π^+ ビームの数	2.5×10^{12}	29×10^{12}
${}^6\text{Li}$ 標的の厚み	3.70 g/cm^2	14 g/cm^2
${}^5_{\Lambda}\text{He}$ の収量	45653	2.0×10^6
BR_{β}		8×10^{-4}
Pauli 効果		0.6
β 崩壊電子検出効率		0.7
β 崩壊電子の収量		673

参考文献

- [1] D. F. Geesaman, K. Saito, A. W. Tohmas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 45 (1995) 337.
- [2] P.A. Zyla *et al.*, (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020)
- [3] P. A. M. Guichon, A.W. Thomas, Phys. Lett. B773 (2017) 332.
- [4] K. Saito *et al.*, Progress in Particle and Nuclear Physics 58 (2007) 1-167
- [5] F. C. Khanna, I. S. Towner, H. C. Lee, Nucl. Phys. A 305 (1978) 349.
- [6] W. T. Chou *et al.*, Phys. Rev. C 47 (1993) 163.
- [7] J.J. Szymanski *et al.*, Phys. Rev. C43 (1991) 849.
- [8] S. Vaintraub *et al.*, Phys. Rev. C79, 065501 (2009)
- [9] S. Kameoka *et al.*, Nucl. Phys. A754 (2005) 173c.
- [10] S. Okada *et al.*, Phys. Lett. B 597 (2004) 249; S. Okada *et al.*, Nucl. Phys. A754 (2005) 178c.
- [11] T. Motoba *et al.*, Nucl. Phys. A 534 (1991) 597.
- [12] I. Kumagai-Fuse, S. Okabe, Y. Akaishi, Phys. Rev. C 54 (1996) 2843.
- [13] K. Itonaga, T. Motoba, Prog. Theor. Phys. Suppl. 185 (2010) 252.
- [14] A. Parreño, A. Ramos, Phys. Rev. C 65 (2001) 015204.
- [15] C. Barbero, C. De Conti, A.P. Galeão, F. Krmpotić, Nucl. Phys. A 726 (2003) 267.
- [16] B.H. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 062301.
- [17] R. Bertini *et al.*, Nucl. Phys. A368 (1981) 365.
- [18] S. Kameoka, Ph.D. thesis, Tohoku University (2005).
- [19] H. Tamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5963.
- [20] K. Kamada, M. Fujita, H. Tamura, Letter-Of-Intent to J-PARC (2021).
- [21] K. Kamada, Master's thesis, 東北大学, 2021.
- [22] Particle Data Group, Atomic and nuclear properties of materials.
<https://pdg.lbl.gov/2021/AtomicNuclearProperties/index.html>
- [23] D.H. Wright *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 804, (2015) 175
- [24] A. Heikkinen *et al.*, arXiv:nucl-th/0306008
- [25] GEANT4 Documentation, Physics Reference Manual, Hadron physics in GEANT4, The

- [26] Particle Data Group, Mesons Summary Tables. <https://pdg.lbl.gov/2021/tables/rpp2021-sum-mesons.pdf>
- [27] T. O. Yamamoto, Ph.D. thesis, Tohoku University (2016).
- [28] GEANT4 Documentation, Guide For Physics Lists, FTFP_BERT
- [29] GEANT4 Documentation, Guide For Physics Lists, ELECTROMAGNETIC PHYSICS CONSTRUCTORS
- [30] H.P. Isaak *et al.*, Nuclear Physics A392 (1983) 368-384
- [31] E. Gadioli, E. Gadop; o Erba, Phys. Rev. C 36, 741 (1987)
- [32] R. Madey, *et al.*, Phys. Rev. C 25, 3050 (1982)
- [33] M.P. Guthrie, *et al.*, Nuclear Instruments and Methods 66 (1968) 29-36
- [34] O. Bartalini, *et al.*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 562 (2006) 85-91
- [35] The GEANT/FLUKA Interface, GEANT Manual, PHYS520-1, 1993
- [36] FLUKA website <http://www.fluka.org/fluka.php>
- [37] Alfredo Ferrari, *et al.*, Fluka manual, CERN, 2005
- [38] T. Nagae *et al.*, the proposal of the J-PARC E70 experiment
- [39] S. Ajimura *et al.*, the proposal of the J-PARC E75 experiment
- [40] 東北大学 鵜養美冬先生講義「原子核物理学特論」2022年12月2日付 配布資料
- [41] ELJEN TECHNOLOGY GENERAL PURPOSE PLASTIC SCINTILLATOR EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212
- [42] 浜松ホトニクス株式会社 S13360 シリーズデータシート
- [43] 浜松ホトニクス株式会社 S13361-6050 シリーズデータシート
- [44] ELJEN TECHNOLOGY EJ-550 Data Sheet
- [45] 浜松ホトニクス株式会社 S10362-11 シリーズデータシート
- [46] 原田 健志修士論文, 京都大学, 2019.
- [47] K. Shibata *et al.*, "Japanese Evaluated Nuclear Data Library Version 3 Revision-3: JENDL-3.3," J. Nucl. Sci. Technol. 39, 1125 (2002).
- [48] H. Iwamoto *et al.*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B 544 (2023) 165107
- [49] M. Moszyński *et al.*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, Volume 188, Issue 2, 15 September 1981, Pages 403-409
- [50] S.A. Wender *et al.*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, Volume 197, Issues 2-3, 15 June 1982, Pages 591-592
- [51] T. Aoki *et al.*, NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING, 146, 200-208 (2004)

謝辞

本論文は多くの方々のお力添えのもと完成させることができました。誠にありがとうございます。

指導教員の田村裕和教授には、本当にお世話になりました。先生は自分が入学前、オンライン面談と研究室訪問を快く受け入れてくださりました。その時、自分はあまりよくわかってはいなかったのですが、田村先生の物理を楽しそうに話す姿に魅了されました。3時間程度行ったあの面談なくしては、自分は今ここにおらず、貴重な経験は出来なかったと思います。自分が研究室に入ってからすぐ、右も左も分からない状態の時、一つ一つ丁寧に自分が理解するまで教えてくださいました。田村先生の授業やハイパー核ゼミでの説明は本当にわかりやすく、原子核物理、ハイパー核は面白いといつも感じました。また、論文や書類・発表資料を提出すると、何度も何度も細かく指導してくださいました。なによりも先生の居室での議論が、私にとってはとても楽しい時間であり、もっとやってやろうと思えるそんな時間でした。本論文も田村先生の熱心な指導なしでは、完成させることはできませんでした。ありがとうございます。

三輪浩司教授にも大変お世話になりました。研究室ミーティングで多くのアドバイスやコメントなどをいただきました。修士1年時のオープンキャンパスの時、MPPCやEASIROCの使い方やROOTの使い方など、丁寧に教えてくださいました。ありがとうございます。

市川裕大准教授にも大変お世話になりました。特にJ-PARCでテスト実験を行おうとしていたとき、たくさんのアドバイスをいただきました。ありがとうございます。

早川修平助教にも大変お世話になりました。中性子カウンターのテストベンチを組んでくださったり、J-PARCでのテスト実験でテストベンチを組むのを手伝っていただきました。また検出器ゼミではいつも分かりやすい説明をしてくださいました。早川先生のアドバイスはいつも的確でした。どんな時もいつも気さくにやさしく接してくださいました。ありがとうございます。

金田雅司助教にも大変お世話になりました。特にサマーチャレンジの際、学生指導の面のみならず、つくばにて車で食事や買い物に連れてってもらったりとお世話になりました。ありがとうございます。

技術職員の梅津裕生氏にも大変お世話になりました。梅津氏なくしては、角度検出器の製作、検出器架台の製作はできず、本研究を進めることはできませんでした。お忙しい中、打ち合わせのためにたくさんの時間を割いてくださり、検出器デザインのアドバイスをしてくださいました。梅津氏の設計図は丁寧に分かりやすいものでした。また、プラスチックシンチレータの研磨や治具の製作など、本研究には用いませんでしたが、梅津氏なくしては出来なかったことがたくさんあります。本当にありがとうございます。

ざいます。

研究室秘書の高橋あゆみ氏と佐々木幸恵氏にはいつも研究活動を支えていただきました。どんなことでも迅速かつ丁寧に対応していただきました。高橋氏には特に飲み会などのたびにお話することで元気をいただいていたいました。ありがとうございます。

KEK の鵜養美冬氏、JAEA の谷田聖氏、山本剛史氏にも大変お世話になりました。Ge 組ミーティングにてたくさんの助言をいただきました。鵜養氏は会うたび、気さくに話しかけてくださり元気をもらいました。山本氏には J-PARC での実験準備や特にミーティングにてたくさんの指導やアドバイス、コメントをいただきました。本当にありがとうございます。

JAEA の藤田真奈美氏には大変お世話になりました。特に本論文は藤田氏なくしては完成できませんでした。自分の表現力がないがゆえ、誰が読んでも分かりにくい論文を分かりやすく表現するため、たくさんのアドバイスやコメントをいただきました。年末年始の多忙な時期、休日など関係なしに指導をしてくださいました。藤田氏の激励するお言葉には本当に元気をもらいました。本当にありがとうございます。

京都大学の後神利志助教、原田健志氏、江端健悟氏、高橋秀治氏や東京工業大学の小堀匠氏には J-PARC での実験準備や打ち合わせでお世話になりました。原田氏は実験準備でわからないことがあれば一つ一つ丁寧に教えてくださいました。研究のみでなく、将来の話や研究をやる意義など、深い話をたくさんし、原田氏との会話が自分のモチベーションを向上させるものでした。高橋氏、小堀氏には同期として仲良く楽しくやれて良かったですし、研究をコツコツ頑張る二人の姿から刺激を受けました。ありがとうございました。

研究室の先輩である、梶川俊介氏、坂尾珠和氏、鎌田健人氏、水野柁哉氏、大浦文也氏、木野量子氏、橘昂我氏にも大変お世話になりました。鎌田氏は、実験の議論をたくさんしました。議論するたび、鎌田氏の β 崩壊実験に対する熱意はものすごいと感じ、自分も実験を実現できるように本研究を頑張ろうと思えました。また、J-PARC での実験準備の際、色々なところに連れてってくださいました。ありがとうございます。大浦氏には本当にたくさんのことを教わりました。入学当時、分からないことだらけだった自分のどんな質問に対しても、丁寧にわかりやすく教えてくださいました。日頃居室にて議論・雑談に付き合ってくださいました。ありがとうございます。これからもよろしくお願いします。

同輩の石毛達大氏、大橋和真氏、宮田楓氏、渡辺大護氏にも大変お世話になりました。熱心に研究に打ち込む姿勢に刺激をもらいました。議論や雑談にも付き合ってくださいましたし、分からないことがあれば丁寧にわかりやすく教えてくださいました。皆のおかげで楽しく研究生活を送れました。ありがとうございます。

後輩の今本亮氏、倉田綸太郎氏、齋藤隆太氏にも大変お世話になりました。時間を忘れて研究に熱心に打ち込み、楽しむ姿から刺激を受けました。ありがとうございます。これからもよろしくお願いします。

この他にもここには書ききれないほどの方々のご支援のもと研究生活を送ることができました。あ

りがとうございます。

最後に、自分を育ててくれた家族や母校の先生、今まで出会った同志、友人、先輩や後輩に深く感謝いたします。このような素晴らしい研究生生活を送ることができたのは、皆様のおかげです。特に自分を一番に理解し応援、支援してくれた家族に深く感謝いたします。また、研究をする意義について深く語り、いつも鼓舞激励をしてくれ刺激をくれた同志達に深く感謝いたします。

これからもお世話になった方々への感謝の気持ちを忘れずに、また初心を忘れずに、一層努力していきたいと思います。

2024 年 2 月

成 済秀