

# 修士論文

## 核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率測定における 背景事象除去の研究

Study of background rejection for the measurement of  
 $\Lambda$ 's beta decay rates in the nuclei

洪 雨寧

東北大学大学院理学研究科  
物理学専攻

2025 年

核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定における背景事象除去の研究

東北大学大学院理学研究科 物理学専攻

洪 雨寧

## 1. 研究背景と目的

原子核という強い相互作用をする媒質中では、核子の内部構造（クォーク分布や形状因子）が変化していると考えられており、核内の核子を自由空間にあるときと変わらない粒子として扱う従来の考え方は適切ではないという可能性が指摘されている。もし核内でバリオンの内部構造が変化するならば、核内で観測されるバリオンの  $\beta$  崩壊の結合定数や崩壊率も自由空間での値からずれ得るため、その検証は媒質がバリオン構造に与える影響を実験的に明らかにする上で重要である。本研究グループは、 $\Lambda$  ハイパー核  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  および  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を用いて核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊分岐比と寿命を測定し、そこから崩壊率を導出することで、自由空間での崩壊率からの変化を調べる実験を計画している [1]。本計画では、最大 20% の変化が予想される  $\beta$  崩壊率を 4% の精度で決定することを目指す。そのため、 $\beta$  崩壊より約  $10^4$  倍の分岐比を持つ  $\pi$  中間子放出崩壊 ( $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ,  $n\pi^0$ ) および非中間子弱崩壊 (NMWD) に由来するバックグラウンドを、 $\beta$  崩壊のイベント数に対して 4% 程度以下まで抑制する必要がある。高精度測定には強力な  $\pi$  事象除去が不可欠である。

## 2. 標的周辺検出器による背景事象除去と主要課題

本実験では、標的周辺にプラスチックシンチレータホドスコープ (TH)、ルサイトチェレンコフ検出器 (TLC)、球形の BGO カロリメータ (BGOC) を配置し、 $\beta$  崩壊電子の同定と  $\pi^0/\pi^-$  および NMWD 事象の抑制を行う。TH は荷電粒子の飛跡・エネルギー損失情報から粒子識別を行い、TLC は  $\pi^-$  の速度が遅いことを利用して  $\pi^-$  を抑制する。BGOC は多数セグメントからなる全立体角型カロリメータであり、各セグメントのエネルギー・ヒット位置情報からヒットクラスターを再構成することで  $\beta$  崩壊電子と  $\pi$  中間子によるバックグラウンドの識別が可能である。図 1 に示すように、 $\beta$  崩壊電子は電磁シャワーにより単一クラスターを形成しやすい一方、 $\pi^0$  は  $2\gamma$  崩壊により 2 つのクラスターを生じやすい。さらに  $\pi^-$  は BGO 内で停止・吸収すると二次中性子が発生し、これが周囲セグメントに追加ヒットを作ることで多重クラスターを作りやすく、 $\pi^-$  識別の重要な手掛かりとなる。先行研究のシミュレーション評価では、BGOC のクラスター解析と TH/TLC の粒子識別を組み合わせることで、 $\beta$  崩壊に対する  $\pi^-$  残存率を 0.26% まで低減できる見通しが示されていた [3]。

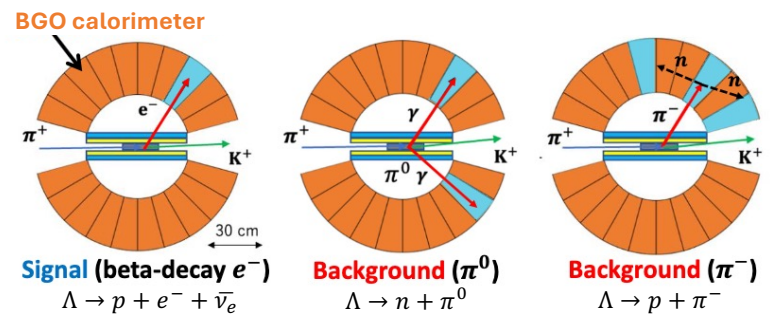


図 1: BGOC におけるそれぞれの入射粒子に対するヒットクラスター数の違い [3]。

一方で、(i)  $\pi^-$  吸収に伴う中性子の多重度・エネルギー分布、(ii) BGO の中性子応答 (反跳核・捕獲  $\gamma$  等を含む) に関する実験データが乏しく、これらの不確かさがシミュレーションの不定性、つまり  $\pi^-$  除去効率の不確かさとして残っていた [4]。本研究の目的は、BGO での  $\pi^-$  吸収に対する応答を実測し、Geant4 の物理モデルを検証・改善することで、 $\beta$  崩壊分岐比の高精度測定と崩壊率導出に必要な背景抑制条件を実験データに基づいて保証することである。

## 3. BGO テスト実験

この不確かさを低減するため、J-PARC ハドロン実験施設 [5] K1.8 ビームライン最下流に、図 2 に示すような BGO テスト実験のセットアップを設置し、低運動量 ( $\sim 250 \text{ MeV}/c$ ) の  $\pi^-$  ビームを本実験で用いる大きさの BGO 検出器 (BGO1) に入射させた。ビーム同定にはビーム粒子の飛行時間 (TOF) を用いた。また、BGO 検出器の前面に置かれた飛跡検出器によりビーム粒子の飛跡を再構成したほか、BGO 検出器の周囲に設置した veto カウンタにより、ビーム粒子が BGO1 を貫通したイベントを除外し、BGO1 で  $\pi^-$  が停止・吸収したイベントを抽出した。

このように得られた吸収イベントに対して、BGO1 での  $\pi^-$  停止・吸収に伴う二次中性子が隣接する BGO2 に与える影響を、BGO2 のエネルギー応答スペクトルとヒット率として測定した。ここで、BGO1 で停止・吸収した  $\pi^-$  事象数を  $N_{\pi,abs}$  とし、BGO2 に入射した中性子のうち BGO2 でのエネルギー損失が 15 MeV を超える事象数を  $N_{n,>15\text{MeV}}$  とすると、実験では  $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs} = 5.21\%$  であった。加えて低エネルギー側についても、3–5 MeV および 5–15 MeV の各領域における BGO2 ヒット事象数をそれぞれ  $N_{n,3-5\text{MeV}}$ 、 $N_{n,5-15\text{MeV}}$  とすると、実験では  $N_{n,3-5\text{MeV}}/N_{\pi,abs} = 1.52\%$ 、 $N_{n,5-15\text{MeV}}/N_{\pi,abs} = 2.25\%$  であった。

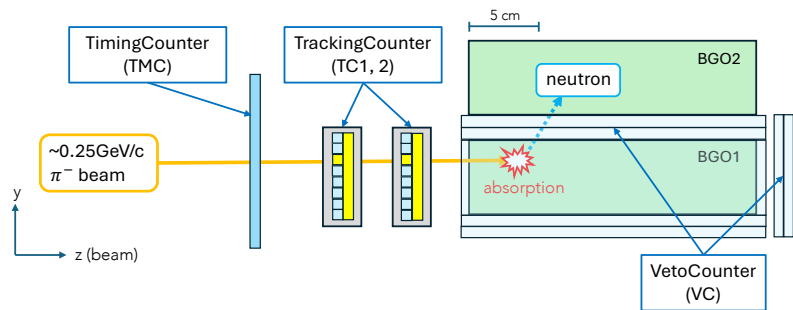


図 2: BGO テスト実験の検出器配置 (BGO1 に入射し, BGO2 で応答を測定)。

#### 4. シミュレーションと実験の比較

テスト実験をシミュレーションコード Geant4[6, 7] および PHITS[8] で再現し、実験データと比較した。シミュレーションでは実験と同一のトリガ条件および各検出器の閾値を適用し、BGO1 貫通/停止・吸収事象の選別も同様の手順で行った。

実験と同様  $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs}$  を評価した結果、Geant4 の原子核反応物理モデル Bertini INC で  $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs} = 1.56\%$ 、INCL++ で  $1.98\%$  となり、実験値を大きく過小評価することが分かった。また、実験データおよび解析・シミュレーション手法の妥当性確認のため、ベンチマークとして PHITS でも同様のシミュレーションを行ったところ、 $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs} = 3.47\%$  となり、Geant4 標準よりは実験に近づくものの依然として過小評価であった。また BGO2 のエネルギー応答スペクトルについて、低エネルギー領域 (3–15 MeV) と高エネルギー領域 ( $\geq 15$  MeV) の両方を比較したところ、Geant4・PHITS いずれにおいても低エネルギー領域で過大評価、高エネルギー領域で不足する傾向が明確に認められた。

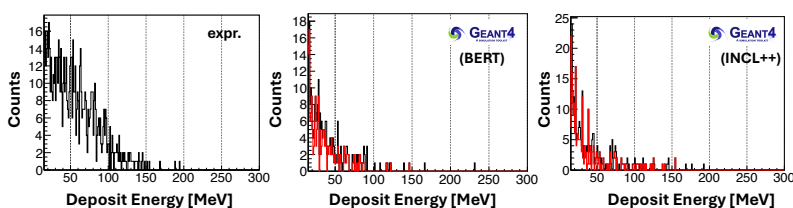


図 3: (左) 実験データと Geant4 シミュレーション ((中) Bertini, (右) INCL++) の比較 (BGO2 エネルギー応答スペクトル, 15 MeV 以上)。

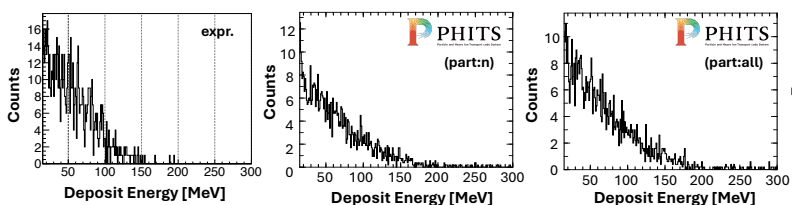


図 4: (左) 実験データと PHITS シミュレーション ((中) 中性子のみ, (右) 全粒子) の比較 (BGO2 エネルギー応答スペクトル, 15 MeV 以上)。

さらに本研究では、テスト実験をより良く再現するために Geant4 (INCL++) の物理モデルを改良し、 $\pi^-$  中間子の非弾性散乱断面積のスケールに加えて、 $\pi^-$  吸収に起因する二次粒子 (中性子・ $\gamma$ ) 生成をエネルギー依存で調整すること

で、低エネルギー領域での過大評価を抑えつつ高エネルギー領域での不足を補うようにスペクトル形状を合わせた (INCLXX\_MOD)。改良モデルでは BGO2 エネルギー応答スペクトル形状の再現性が改善し、 $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs} = 5.75\%$  となって実験値 (5.20%) を概ね再現した。

#### 5. BGOC の $\pi^-$ 除去性能の再評価

INCLXX\_MOD を用いて BGOC のクラスター解析を再評価し、 $\pi^-$  除去性能の物理モデル依存性と閾値依存性を定量化した。先行研究と同じ閾値設定 (セグメント検出閾値およびクラスター定義における総エネルギー損失閾値を 1 MeV とする) では、BGOC の  $\pi^-$  除去効率は 87.19% となり、TH(99.9%)・TLC(95.5%) と組み合わせたとき、 $\beta$  崩壊電子に対する  $\pi^-$  残存率は  $R_{\pi^-} = 0.42\%$  となり、先行研究の 0.26% に対して約 1.6 倍となった。しかし  $\pi^0$  の残存率を先行研究と同じ 3.6% とすると、 $\pi$  中間子全体の残存率は約 4.1% となり、要求される 4% と同程度となった。ただし、テスト実験と同様にセグメント検出閾値を 3 MeV に設定すると BGOC の  $\pi^-$  除去効率は約 70.5% まで低下し、 $R_{\pi^-} = 1.1\%$  ( $\pi$  全体で約 4.7%) となる。したがって、閾値の最適化と低エネルギー中性子 (1–3 MeV) 応答の追加測定が今後の課題である。

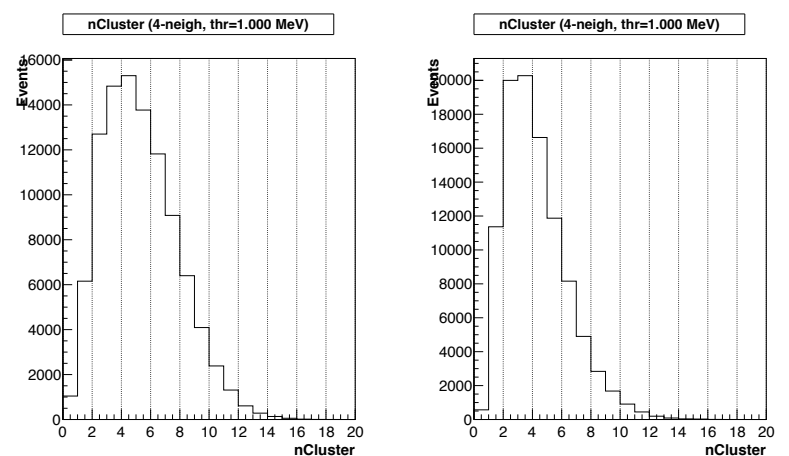


図 5: Geant4 モデル別の BGOC クラスター分布比較 ( $\pi^-$  入射)。(左) Bertini INC, (右) INCLXX\_MOD。

#### 6. 結論

以上より、BGO における  $\pi^-$  吸収による中性子のエネルギー応答に実験とシミュレーションで差異が見られたが、 $\pi^-$  背景事象の抑制率は大きくは変わらないことがわかり、本実験の実現可能性は十分にあることが確かめられた。しかしながら、BGOC のエネルギー閾値設定や低エネルギー中性子応答の不確かさが  $\pi^-$  除去効率に影響を与えるため、今後さらに詳細な検討と追加実験が必要である。

#### 参考文献

- [1] K. Kamada *et al.*, LOI submitted to J-PARC (2021).
- [2] S. Kameoka *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 173 (2005).
- [3] K. Kamada, Master thesis, Tohoku University (2022)
- [4] C. Seong, Master thesis, Tohoku University (2024)
- [5] J-PARC Center, J-PARC facility information.
- [6] S. Agostinelli *et al.*, NIM A 506, 250 (2003).
- [7] J. Allison *et al.*, NIM A 835, 186 (2016).
- [8] T. Sato *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. 61(3) (2024).

# 目次

第 1 章	序章	1
1.1	原子核内におけるバリオンの性質変化	1
1.1.1	核内 $\Lambda$ 粒子の性質変化のモデル	2
1.1.2	$\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率の変化要因	2
1.2	核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率測定実験	7
1.2.1	実験標的とビーム粒子の選定	7
1.2.2	実験セットアップの概要	10
1.3	本研究の目的	16
第 2 章	核内 $\Lambda$ の $\beta$ 崩壊率測定実験の検討状況と問題点	17
2.1	標的周辺の検出器を用いたバックグラウンド抑制	17
2.1.1	BGOC のクラスター解析	18
2.1.2	TH のエネルギー損失解析	18
2.1.3	TLC のヒット解析	20
2.1.4	$\Delta z$ 法	20
2.1.5	最終的な $\beta$ 崩壊電子のスペクトル	20
2.2	クラスター解析の不定性	22
2.2.1	バックグラウンド見積もりの不定性が与える影響	23
2.2.2	$\pi^-$ 中間子吸収過程と放出中性子	23
2.2.3	BGO における課題と BGO テスト実験の必要性	25
第 3 章	BGO テスト実験のセットアップ	28
3.1	K1.8 ビームライン	28
3.1.1	J-PARC E70 実験	28
3.1.2	K1.8 スペクトロメータ	29
3.1.3	アクティブファイバー標的	32
3.1.4	S-2S スペクトロメータ	32
3.2	BGO テスト実験のセットアップ	36
3.2.1	BGO 検出器	36
3.2.2	飛跡検出器 (Tracking Counter)	37
3.2.3	荷電粒子 Veto 検出器 (Veto Counter)	39
3.2.4	トリガー用タイミングカウンター (TMC)	41
3.2.5	トリガーと読み出しシステム	41
第 4 章	実験データの解析	44

4.1	ビーム粒子の同定 . . . . .	44
4.1.1	飛行時間法による粒子同定 . . . . .	44
4.1.2	Mass Square による粒子同定 . . . . .	45
4.2	吸収イベントの同定 . . . . .	47
4.2.1	Tracking Counter によるビーム粒子のトラッキング . . . . .	47
4.2.2	Veto Counter を用いた吸収イベント選択 . . . . .	51
4.3	BGO 検出器のエネルギー校正 . . . . .	56
4.4	バックグラウンド評価 . . . . .	58
4.5	解析結果 . . . . .	60
4.5.1	BGO2 のエネルギー閾値の変更による影響 . . . . .	63
4.5.2	BGO1 の dE 依存性と BGO2 中性子スペクトル . . . . .	64
4.5.3	BGO1 での $\pi^-$ 入射位置依存性 . . . . .	65
第 5 章	テスト実験の再現シミュレーション . . . . .	67
5.1	Geant4 . . . . .	67
5.1.1	Geant4 の物理モデル . . . . .	67
5.1.2	Geant4 シミュレーションのセットアップ . . . . .	70
5.1.3	シミュレーション結果 . . . . .	73
5.1.4	BGO2 のエネルギー閾値の変更による影響 . . . . .	75
5.1.5	実験結果との比較 . . . . .	76
5.2	PHITS . . . . .	80
5.2.1	PHITS の物理モデル . . . . .	80
5.2.2	核データライブラリ . . . . .	81
5.2.3	PHITS シミュレーションのセットアップ . . . . .	82
5.2.4	シミュレーション結果 . . . . .	84
5.2.5	実験結果との比較 . . . . .	85
5.3	実験結果とシミュレーションを比較してのまとめ . . . . .	87
第 6 章	テスト実験の結果を反映させた Geant4 のクラスター解析の不定性の検証 . . . . .	89
6.1	実験結果の実装 . . . . .	89
6.1.1	非弾性散乱断面積の変更 . . . . .	89
6.1.2	中性子数の最適化 . . . . .	90
6.1.3	最適化結果 . . . . .	92
6.2	クラスター解析の有効性の検証 . . . . .	95
6.2.1	$\beta$ 崩壊率測定実験のシミュレーションのセットアップ . . . . .	95
6.2.2	Geant4 のバージョン依存性の評価 . . . . .	95
6.2.3	物理モデル依存性の評価 . . . . .	97
6.2.4	クラスター定義依存性の評価 . . . . .	98
6.2.5	BGOC のエネルギー閾値依存性 . . . . .	99
第 7 章	まとめと今後の展望 . . . . .	105
7.1	まとめ . . . . .	105
7.2	今後の展望 . . . . .	107

付録 A	QMC model を用いた $g_A$ の原子核密度依存性	108
A.1	QMC model の概要	108
A.1.1	MIT Bag model と QMC model	108
A.1.2	相対論的平均場近似 (RMFT)	109
A.2	$\beta$ 崩壊の理論	109
A.2.1	電弱相互作用と Lagrangian	109
A.2.2	有効相互作用と Fermi / Gamow–Teller 遷移	109
A.2.3	軸性ベクトル結合定数 $g_A$	110
A.2.4	ベクトル結合 $g_V$ の安定性と Ademollo–Gatto 定理	111
A.3	QMC model による $g_A$ の密度依存性の解釈	111
A.3.1	クォーク波動関数の変形と重なり積分	111
A.3.2	崩壊率への定量的影響	111
付録 B	EMC 効果の詳細	112
B.1	DIS と構造関数	112
B.1.1	DIS の運動学とスケール	112
B.1.2	断面積と構造関数	113
B.1.3	独立核子近似と核構造関数	113
B.2	EMC 比と Bjorken 変数 $x$ 領域ごとの特徴	114
B.2.1	EMC 比の定義と実験上の注意	114
B.2.2	$x$ 領域ごとの典型的な振る舞い	114
B.2.3	まとめ：核効果の「分類」と未解決性	116
付録 C	${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ を用いた $\Lambda$ の $\beta$ 崩壊率測定実験の検討状況	117
C.1	生成方法と実験概要	117
C.1.1	BGOC の検討	117
参考文献		120
謝辞		125

# 目次

1	BGOC におけるそれぞれの入射粒子に対するヒットクラスター数の違い [3]。 . . . .	2
2	BGO テスト実験の検出器配置 (BGO1 に入射し, BGO2 で応答を測定)。 . . . .	3
3	(左) 実験データと Geant4 シミュレーション ((中) Bertini, (右) INCL++) の比較 (BGO2 エネルギー応答スペクトル, 15 MeV 以上)。 . . . .	3
4	(左) 実験データと PHITS シミュレーション ((中) 中性子のみ, (右) 全粒子) の比較 (BGO2 エネルギー応答スペクトル, 15 MeV 以上)。 . . . .	3
5	Geant4 モデル別の BGOC クラスター分布比較 ( $\pi^-$ 入射)。(左) Bertini INC, (右) INCLXX.MOD。 . . . .	3
1.1	QMC model における $\Lambda$ 粒子の模式図。中間子場は u, d クォークと相互作用するが、s クォークとは相互作用しないため、核内では u, d クォークの波動関数が広がり、s クォークと d クォークの波動関数のかさなりが減少して $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率が減少する。 . . . .	3
1.2	QMC model に基づいて計算された核内 $\Lambda$ 粒子の軸性結合定数 $g_A^{\Lambda p}$ とベクトル結合定数 $g_V$ の核密度依存性。横軸は核物質の密度、縦軸は自由空間に対する結合の比を示す。 . . . .	3
1.3	${}^6\text{Li}$ を用いた ( $\pi^+, K^+$ ) 反応と ( $K^-, \pi^-$ ) 反応の比較。 . . . .	9
1.4	${}^{13}_\Lambda\text{C}$ のエネルギーレベル図。[24] による図を引用。データの詳細は [22, 23] を参照。 . . . .	9
1.5	${}^{13}\text{C}$ を用いた ( $\pi^+, K^+$ ) 反応と ( $K^-, \pi^-$ ) 反応の断面積の比較。 . . . .	10
1.6	J-PARC の加速器施設の概要図。LINAC、RCS、MR の各加速器とそれぞれの実験施設へのビーム供給経路を示す。出典: J-PARC 公式ウェブサイト [27] . . . . .	11
1.7	J-PARC ハドロン実験施設の概念図 [28]。 . . . .	11
1.8	散乱角 $\theta = 0$ における $\Lambda$ 生成反応の断面積の運動量依存性。[24] . . . . .	12
1.9	J-PARC K1.1 ビームラインの概要図。[29] による図を引用。 . . . .	13
1.10	K 中間子を通す設定の静電セパレータと MS 群の概念図。 . . . .	13
1.11	K1.1 ビームラインにおける実験セットアップの概要図。 . . . .	14
1.12	実験標的周辺の検出器群の概要図。 . . . .	15
2.1	BGOC におけるクラスター解析の概念図。上段は $\beta$ 崩壊電子、中央は $\pi^0$ 、下段は $\pi^-$ によるヒットパターンの概念図を示す。下段は上段に対応した BGOC のヒットパターンを示し、横軸が $\theta$ 方向、縦軸が $\phi$ 方向のセグメント番号を表す。色の濃さは各セグメントで検出されたエネルギーを表す。 . . . .	19
2.2	TH における飛跡推定の概念図。点 B と点 C の間が TH 内の飛行距離となる。 . . . .	19
2.3	TH における飛行距離で規格化されたエネルギー損失分布。左から順に、 $\beta$ 崩壊電子、 $\pi^0$ 、 $\pi^-$ による TH のエネルギー損失分布を示す。 $\pi^0$ は対生成により生成された電子・陽電子対が片方のみヒットする場合と、両方ヒットする場合の 2 つのピークが確認できる [32]。 . . . .	20

2.4	BGOC と TH のヒット位置の相関の例。 . . . . .	21
2.5	BGOC と TH のヒット位置の $z$ 座標差 $\Delta z$ の分布例。 . . . . .	21
2.6	最終的な $\beta$ 崩壊電子のエネルギースペクトルの例。青が $\beta$ 崩壊電子、赤が $\pi^0, \pi^-$ 由来のバックグラウンドを示す [32]。 . . . . .	22
2.7	Geant4 シミュレーションと実験データの比較 [33]。横軸が測定された中性子のエネルギー、縦軸が標的内で静止した $\pi^-$ 中性子の数で規格化された収量を示す。 . . . . .	26
3.1	K1.8 スペクトロメータと検出器群の配置。 . . . . .	29
3.2	ビームラインホドスコープの図 [48]。 . . . . .	30
3.3	ビームファイバートラッカー (BFT) の図 [48]。 . . . . .	31
3.4	ビームラインチェンバー (BcOut) のペアプレーンの概念図。 . . . . .	32
3.5	S-2S スペクトロメータと検出器群の配置。 . . . . .	33
3.6	ハニカム型ドリフトチェンバーの概要図。 . . . . .	34
3.7	下流カウンター群の図。 . . . . .	35
3.8	BGO 検出器群のセットアップ概念図。 . . . . .	36
3.9	BGO 検出器の写真。 . . . . .	37
3.10	飛跡検出器 (Tracking Counter, TC) の概要図。 . . . . .	38
3.11	飛跡検出器 (TC) の TOT 分布。横軸が TC のセグメント番号、縦軸が TOT チャンネルを示す。セグメント番号のうち 0–31 が X 面、32–63 が Y 面に対応している。 . . . . .	39
3.12	荷電粒子 Veto 検出器 (VC) に用いたシンチレータの図。 . . . . .	40
3.13	トリガー用タイミングカウンター (TMC) の概要図。 . . . . .	41
3.14	BGO テスト実験セットアップの読み出しシステム概要図。 . . . . .	43
4.1	BH1 と BH2 の間の飛行時間の分布を 3 つのガウス関数でフィッティングした結果。横軸は飛行時間 (ns)、縦軸はイベント数。電子の飛行時間が 0 になるようにオフセットされている。水色で示した範囲がパイ中間子の選択範囲。 . . . . .	45
4.2	BH2 と TOF の間の Mass Square の分布を 3 つの Crystal Ball 関数でフィッティングした結果。横軸は Mass Square( $\text{GeV}^2/c^4$ )、縦軸はイベント数。水色で示した範囲がパイ中間子の選択範囲。 . . . . .	46
4.3	BH1 と BH2 の間の飛行時間 (BTOF) と BH2 と TOF の間の Mass Square の 2 次元分布。横軸は飛行時間 (ns)、縦軸は Mass Square( $\text{GeV}^2/c^4$ )。赤で囲った部分が最終的に選択されたパイ中間子イベント。 . . . . .	47
4.4	TC2 の TDC 分布。横軸はセグメント、縦軸は TDC チャンネルを示す。 . . . . .	48
4.5	TC2 X 面 セグメント 13 の TDC 分布。横軸は TDC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。 . . . . .	48
4.6	TC2 X 面 セグメント 13 の TOT 分布。横軸は TOT[ch]、縦軸はイベント数を示す。 . . . . .	49
4.7	TC1 の TDC の二次元相関。 . . . . .	49
4.8	TC2 X 面 セグメント 13 のヒット時間分布。TDC 分布で真の hit ピークが 0 になるようオフセットされている。 . . . . .	50
4.9	TC1 と TC2 のヒット位置から再構成したビーム粒子の飛跡の例。(左)X-Z 平面における飛跡 (右)Y-Z 平面における飛跡。丸は TC1,2 のヒット位置、 $z=0$ は BGO1 の入射面でのヒット位置を示す。 . . . . .	50

4.10	TC によるトラッキングで決定された BGO 検出器入射位置の分布。左は BGO 中心を 0 とした X 座標、右は Y 座標を示す。白色の範囲は BGO 検出器の大きさ ( $\pm 25$ mm) を表す。 . . . . .	50
4.11	BGO1 前面における入射位置の分布の誤差関数によるフィッティング結果。左は X 方向、右は Y 方向を示す。 . . . . .	51
4.12	Veto Counter の multiplicity の概念図。各ペアの両方がヒットした場合、multiplicity は 2 となり、そのイベントは除去される。 . . . . .	52
4.13	VC Left の規格化された Multiplicity 分布。横軸は Multiplicity、縦軸は全イベント数に対する割合を示している。 . . . . .	53
4.14	0.9 GeV/c $\pi^-$ 中間子の Beam through データにおける BGO1 の ADC スペクトル。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。 . . . . .	53
4.15	0.9 GeV/c $\pi^-$ 中間子の Beam through データにおける、VC の Multiplicity を選んだ BGO1 の ADC スペクトル。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。 . . . . .	54
4.16	0.9 GeV/c $\pi^-$ 中間子の Beam through データにおける、VC の Multiplicity を選んだ BGO1 の ADC スペクトルに対するフィッティング結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。赤線はガウス関数と定数項でフィッティングを行った結果を示し、緑の関数は信号部分を表している。 . . . . .	55
4.17	0.9 GeV/c $\pi^-$ 中間子の Beam through データにおける、VC-B の Multiplicity を選んだ BGO1 の ADC スペクトル。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。 . . . . .	55
4.18	図 4.17b に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。赤線はガウス関数と定数項でフィッティングを行った結果を示し、緑の関数は信号部分を表している。 . . . . .	56
4.19	Geant4 シミュレーションで用いた宇宙線ミュオンを入射させたときの BGO1 のエネルギー損失分布。横軸はエネルギー損失 [MeV]、縦軸はカウント数を示す。 . . . . .	57
4.20	Geant4 シミュレーションで用いた宇宙線ミュオンを入射させたときの BGO2 のエネルギー損失分布。横軸はエネルギー損失 [MeV]、縦軸はカウント数を示す。 . . . . .	57
4.21	BGO の宇宙線イベントにおける ADC 分布。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。 . . . . .	58
4.22	宇宙線イベントにおける BGO1 の ADC 分布のフィッティング結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。それぞれの色の曲線は本文参照。 . . . . .	59
4.23	宇宙線イベントにおける BGO2 の ADC 分布のフィッティング結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。それぞれの色の曲線は本文参照。 . . . . .	59
4.24	BGO 検出器の TDC 分布。横軸は TDC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。赤線はそれぞれの TDC に設定したウィンドウの範囲を示している。 . . . . .	60
4.25	BGO1 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示す。 . . . . .	61
4.26	BGO2 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示す。 . . . . .	61
4.27	BGO2 で 15 MeV 以上のイベントが検出された場合の BGO1 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示す。横軸の始点は 15 MeV に設定している。 . . . . .	62

4.28	BGO2 で 3 MeV 以上のイベントが検出された場合の BGO1 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示している。横軸の始点は 3 MeV に設定している。 . . . . .	63
4.29	BGO2 エネルギースペクトルの比較。BGO1 dE で分類した比較で、赤ヒストグラムが high 群 (BGO1 dE $\geq$ 150 MeV)、青ヒストグラムが low 群 (BGO1 dE < 150 MeV) を表す。横軸は BGO2 dE [MeV]、縦軸はそれぞれのヒストグラムのエン트리ー数を 1 としたときの規格化カウント (Counts/4 MeV) を表す。 . . . . .	64
4.30	BGO1 エネルギースペクトルの位置依存性比較。赤ヒストグラムは中心領域 ( $ x  < 10$ mm かつ $ y  < 10$ mm)、青ヒストグラムは外側領域 ( $ x  < 20$ mm, $ y  < 20$ mm, $\max( x ,  y ) \geq 10$ mm) を表す。それぞれのヒストグラムのエン트리ー数を 1 とした規格化分布 (縦軸: Counts/4 MeV) である。横軸は BGO1 dE [MeV]。 . . . . .	65
5.1	Geant4 で再現した S-2S スペクトロメータ周辺のジオメトリ。 . . . . .	72
5.2	Geant4 で再現した BGO テスト実験のジオメトリ。 . . . . .	72
5.3	Geant4 シミュレーションで用いたビームの BH2-BH1 間の飛行時間分布。横軸は飛行時間 (ns)、電子の飛行時間が 0 になるようにオフセットされている。 . . . . .	73
5.4	Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	74
5.5	Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 3 MeV から 50 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。 . . . . .	74
5.6	Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。 . . . . .	75
5.7	INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	75
5.8	INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 3 MeV から 50 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。 . . . . .	76
5.9	INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。 . . . . .	76
5.10	BGO2 のエネルギー閾値を 3 MeV に設定した場合の、Bertini モデルと INCL モデルで計算した BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	77
5.11	BGO1 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と Geant4 シミュレーション結果 (中央が Bertini モデル、右が INCL モデル) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	78
5.12	BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と Geant4 シミュレーション結果 (中央が Bertini モデル、右が INCL モデル) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。シミュレーションデータのうち黒が全粒子、赤が中性子成分。横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV まで。 . . . . .	78

5.13	BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と Geant4 シミュレーション結果 (中央が Bertini モデル、右が INCL モデル) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。シミュレーションデータのうち黒が全粒子、赤が中性子成分。横軸の範囲は 3 MeV から 50 MeV まで。 . . . . .	78
5.14	PHITS で使用される主要な物理モデルの概要 [72]。 . . . . .	80
5.15	JENDL-5 における入射中性子と原子核の反応断面積の評価済核データの例。横軸が中性子入射エネルギー (eV)、縦軸が断面積 (barn)。データは共鳴領域においては核反応モデル CCONE[79] を用いて実験データが再現されており、それ以外の領域に関しては実験データに基づいて評価されている [80, 81]。 . . . . .	82
5.16	PHITS シミュレーションで用いた BGO 検出器周辺のジオメトリ。桃色が BGO、青色が VC-Up を示す。 . . . . .	83
5.17	PHITS シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	84
5.18	PHITS シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 15 MeV に設定している。 . . . . .	84
5.19	PHITS シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル (中性子成分)。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 15 MeV に設定している。 . . . . .	85
5.20	PHITS シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 3 MeV に設定している。 . . . . .	86
5.21	BGO1 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と PHITS シミュレーション結果 (右) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	86
5.22	BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と PHITS シミュレーション結果 (中央が中性子のみ、右が全中性粒子) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 15 MeV に設定している。 . . . . .	87
5.23	BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と PHITS シミュレーション結果 (右) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 3 MeV に設定している。 . . . . .	87
6.1	$\pi^-$ の非弾性散乱断面積を変化させた場合の BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー、縦軸がカウント数。 . . . . .	90
6.2	$\pi^-$ の非弾性散乱断面積を変化させた場合の BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー、縦軸がカウント数。 . . . . .	91
6.3	BGO1 で放出される中性子数を変化させた場合の BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー、縦軸がカウント数。横軸の始点は 15 MeV。 . . . . .	92
6.4	改良された Geant4 物理モデルでの BGO 検出器のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。 . . . . .	94
6.5	核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率測定実験におけるシミュレーションのセットアップの模式図 . . . . .	95
6.6	核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率測定実験におけるシミュレーションのセットアップの拡大図 . . . . .	95
6.7	Geant4 v10.5.1 で行った BGOC のクラスター数分布。横軸がクラスター数、縦軸がそのクラスター数を持つイベント数を表している。 . . . . .	96
6.8	Geant4 v11.2.2 で行った BGOC のクラスター数分布。横軸がクラスター数、縦軸がそのクラスター数を持つイベント数を表している。 . . . . .	96

6.9	Geant4 v11.2.2で行った、物理モデルごとの $\pi^-$ によるBGOCのクラスター数分布の比較。横軸がクラスター数、縦軸がそのクラスター数を持つイベント数を表している。	97
6.10	隣接セグメント数ごとのBGOCにおけるイベントディスプレイの例。(左)BGOC各セグメントにおけるエネルギー損失を色の濃淡、最初にヒットがあった粒子の名前を記載したBGOCのヒットパターン。横軸は $\theta$ 方向、縦軸は $\phi$ 方向のセグメント番号を表す。(右)同じクラスターに属するセグメントを同じ色で示したBGOCのヒットパターン。縦軸・横軸は左図と同様。	99
6.11	FTFP_BERTで行った、隣接セグメント数が8の場合のBGOCのクラスター数分布(赤: 8セグメント定義、青: 4セグメント定義)	100
6.12	INCLXX_MODで行った、隣接セグメント数が8の場合のBGOCのクラスター数分布(赤: 8セグメント定義、青: 4セグメント定義)	100
6.13	FTFP_BERTで行った、隣接セグメント数ごとの $\pi^-$ 入射時のBGOCにおけるクラスター数1のイベント。上段はエネルギー損失合計分布、下段はクラスターサイズ分布。	101
6.14	INCLXX_MODで行った、隣接セグメント数ごとの $\pi^-$ 入射時のBGOCにおけるクラスター数1のイベント。上段はエネルギー損失合計分布、下段はクラスターサイズ分布。	102
6.15	INCLXX_MODで隣接セグメント数が8の場合の、 $\pi^-$ 入射時のBGOCにおけるクラスター数1のイベントの例	102
A.1	$\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ 崩壊のファインマン図(クォークレベル)。ストレンジクォークが弱相互作用によりアップクォークへ遷移する。他の $u, d$ クォークはスペクテーターとして振る舞う。	110
B.1	EMC効果の理論計算と実験結果の比較。	114
C.1	K1.8 ビームラインを用いた場合の標的位置での典型的なビームプロファイル [34]	118
C.2	ビーム入射側の開口部を広げた場合のBGOCのクラスター数分布	119

# 表目次

1.1	$\Lambda$ 粒子の主な崩壊モードと分岐比 [12] . . . . .	3
1.2	複数の原子核における $g_A$ クエンチングの例 [14] . . . . .	5
1.3	${}^5_\Lambda\text{He}$ における $\Lambda$ 粒子の各崩壊モードの分岐比。 $\Gamma_{p\pi^-}/\Gamma_\Lambda$ 、 $\Gamma_{n\pi^0}/\Gamma_\Lambda$ 、 $\Gamma_{nm}/\Gamma_\Lambda$ はそれぞれ $p\pi^-$ 崩壊、 $n\pi^0$ 崩壊、非中間子弱崩壊の分岐比を表す。 $\Gamma_{tot}/\Gamma_\Lambda$ はハイパー核の全崩壊率と自由空間 $\Lambda$ 粒子の全崩壊率の比であり、核内での寿命変化を反映する。 . . . .	6
2.1	${}^5_\Lambda\text{He}$ における $\Lambda$ の $\beta$ 崩壊と $\pi$ 中間子を伴う崩壊。 . . . . .	17
2.2	各種解析手法によるバックグラウンド低減効果と最終的な残存率の評価。各値は独立に評価されたものであり、全体の低減効果はこれらに乗じた結果となる [32]。 . . . .	22
2.3	代表的な原子核ターゲットに対する $\pi^-$ 吸収反応から放出される中性子の平均個数の例 [36]。 . . . .	25
3.1	ビームラインホドスコープの仕様 . . . . .	29
3.2	ビームファイバートラッカー (BFT) の仕様 . . . . .	30
3.3	ビームラインチェンバー (BcOut) の仕様 . . . . .	31
3.4	散乱粒子用ドリフトチェンバー (SdcIn/SdcOut) の仕様 . . . . .	33
3.5	下流カウンター群の仕様 . . . . .	34
3.6	MPPC (S13361-6050NE-04) の仕様 [53] . . . . .	37
3.7	TC 用 MPPC (S13360-1375PE) の仕様 [54] . . . . .	38
3.8	荷電粒子 Veto 検出器 (VC) の仕様 . . . . .	40
3.9	VC 用 MPPC (S10362-11-100P) の仕様 [55] . . . . .	40
3.10	TMC 用光電子増倍管 (PMT) (H3690-03) の仕様 [56] . . . . .	41
4.1	BGO2 で 3 MeV 以上エネルギー損失の発生した中性粒子イベント数の内訳 . . . . .	63
5.1	Geant4 シミュレーションで用いた物理モデルの組合せ . . . . .	71
5.2	BGO2 のエネルギー閾値 3 MeV の際の、各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の比較 . . . . .	77
5.3	BGO1 吸収イベント数および BGO2 入射イベント数の実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較。 . . . . .	79
5.4	各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較。 . . . . .	79
5.5	各エネルギー領域における BGO2 の中性粒子の入射事象数。 . . . . .	85
5.6	BGO1 吸収イベント数および BGO2 入射イベント数の実験データと PHITS シミュレーション結果の比較。 . . . . .	87

---

5.7	各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の実験データと PHITS シミュレーション結果の比較。 . . . . .	88
6.1	BGO1 に入射した $\pi^-$ の数と BGO2 に入射した中性子数の比較 . . . . .	91
6.2	BGO1 に入射した $\pi^-$ の数と BGO2 でエネルギー損失が 15 MeV 以上の中性子数の比較	92
6.3	改良された Geant4 物理モデルでの BGO1 に入射した $\pi^-$ の数と BGO2 に入射した中性子数 . . . . .	93
6.4	Geant4 v10.5.1 と v11.2.2 における BGOC のクラスター数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件 $N = 10^5$ ) . . . . .	96
6.5	FTFP_BERT と INCLXX_MOD における $\pi^-$ 入射時の BGOC のクラスター数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件 $N = 10^5$ ) . . . . .	97
6.6	クラスターを定義する隣接セグメント数ごとの BGOC におけるクラスター数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件 $N = 10^5$ ) . . . . .	101
6.7	BGOC のセグメント検出閾値およびクラスター定義における総エネルギー損失閾値ごとのクラスター数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件 $N = 10^5$ )	103
C.1	$^{13}\text{C}$ 標的を用いた核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率測定実験の概要 [90] . . . . .	118
C.2	ビーム入射側の開口部を広げた場合と広げなかった場合の BGOC のクラスター数の割合 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件 $N = 10^5$ ) . . . . .	119

# 第 1 章

## 序章

### 1.1 原子核内におけるバリオンの性質変化

従来の原子核物理では、核子を一定の質量とスピンをもつ点状粒子として扱い、自由空間で定義した核子間相互作用をそのまま核内へ適用する（あるいは平均場などで有効化する）という立場が広く採られてきた。この枠組みは多くの核現象を記述する上で成功してきた一方で、核子を「点状・不変」とみなす近似の下では 2 体の相互作用だけでは原子核の性質を完全に説明できず、多体力の導入が不可欠であることが知られている。もし核内で核子（より一般にバリオン）の内部構造が密度に応じて変化するならば、核子間相互作用はもはや自由空間の 2 体力の単純な延長ではなく、媒質依存性をもつ有効相互作用として再編されるべきであろう。言い換えると、これまで多体力（特に 3 体力）として現象論的に吸収してきた効果の少なくとも一部が、「核子の構造変化」に起因したものとして理解される可能性がある。

実際、自由空間において決定した 2 体相互作用のみでは原子核の性質を完全には記述できないことが知られている。例えば、 ${}^3\text{H}$  や  ${}^4\text{He}$  といった軽い原子核に対し、2 体力のみを用いた計算は実験値の結合エネルギーを過小評価する [1]。この不一致は、低密度領域において引力的に働く 3 体力の寄与を導入することで解消されることが示されている [2]。一方で斥力的な 3 体力の寄与も必要であることが示されている。たとえば核物質において、2 体力のみを用いた計算では束縛エネルギーを再現する一方、飽和密度が実験値よりも高くなってしまう [3] 問題が知られており、これは斥力的な 3 体力の寄与を導入することで改善されることが示されている [4]。加えて高密度領域でも 2 体力の限界が指摘されており、質量が  $2M_{\odot}$  を超える中性子星の観測は、2 体力のみでは十分に硬い状態方程式を得にくいことを示唆する。そのため、高密度側で強い斥力となる 3 体力の寄与が不可欠であると考えられている [5]。

これらの事実は「多体力が必要である」ことを示すと同時に、核内での自由度（核子の内部構造や励起）をどのように有効相互作用へ織り込むべきか、というより根源的な問いを突きつける。したがって、核内で核子の内部構造が密度に依存して変化する可能性を実験的・理論的に明確にすることは、現象論的な多体力の導入に留まらず、核子間相互作用モデルや原子核モデルを QCD に関連付けられたより本質的なものへ発展させる上で重要である。

原子核を構成する陽子や中性子の内部構造（クォーク分布）は、高エネルギー電子・ミューオンと原

子核の深部非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering: DIS) における構造関数  $F_2(x, Q^2)$  によって調べることができる。独立核子近似、すなわち「核内でも核子の内部構造は自由空間と同一である」と仮定すれば、原子核の構造関数は構成核子の構造関数の単純な和で与えられるはずである。しかし 1983 年、European Muon Collaboration (EMC) は鉄標的と重水素標的の構造関数の比が 1 から大きく乖離することを示し [6]、核内で核子のクォーク分布が自由空間とは異なることを実験的に示した。この現象は EMC 効果と呼ばれ、核内バリオンの性質変化を議論する出発点となっている。EMC 効果の詳細については付録 B で述べる。しかし、核内核子の構造変化を示す明確な実験データは EMC 効果以外にはなく、また EMC 効果自体もいまだに理論的に理解されていない。よって、核内核子の構造変化を示す別の実験データを得ることが不可欠である。

### 1.1.1 核内 $\Lambda$ 粒子の性質変化のモデル

EMC 効果によって示唆された核内バリオンの性質変化を説明するため、様々な理論モデルが提唱されてきた。その有力な候補の一つが、核子内部のクォークと、核子間力を媒介する原子核内の中間子場との直接的な相互作用を考慮するアプローチである。この考え方に基づき提案されたモデルが Quark-Meson Coupling (QMC) model である [7-9]。これは MIT Bag model [10] を基礎としており、それに加えて Bag の外側にスカラー中間子 ( $\sigma$ ) 場とベクトル中間子 ( $\omega, \rho$ ) 場を導入している。QMC model において、Bag 内部のクォークは中間子場と相互作用するため、核子の性質は原子核密度に依存して変化する。これらの中間子は u, d クォークのみで構成されているため、u, d クォークを含むバリオンは核内変化の影響を強く受ける。具体的には、u, d クォークの波動関数が中間子場によって変形し、外側に向かって膨張する。一方、s クォークは QMC model における中間子場と相互作用しないため、s クォークの波動関数は核内変化の影響を受けない。そのため、始状態が s quark で終状態が u quark である  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊は、図 1.1 にも式的に示すように、始状態と終状態のクォーク波動関数の重なりが小さくなるため、核内での崩壊率が減少すると予想される。

QMC model を用いて核物質中のバリオンの性質を計算すると、自由空間に対して  $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  に対応する軸性形状因子  $g_A^\Lambda$  は核内で約 10% 減少し、その結果、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率は最大で約 20% 減少すると予想される [11](詳細は付録 A 参照)。図 1.2 に、QMC model に基づいて計算された核内  $\Lambda$  粒子の軸性ベクトル結合定数  $g_A^{\Lambda p}$  とベクトル結合定数  $g_V$  の核密度依存性を示す。ベクトル結合定数は核密度に対してわずかしか変化しない一方で、軸性ベクトル結合定数は核密度の増加に伴って大きく減少することが分かる。

### 1.1.2 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率の変化要因

$\Lambda$  粒子は、ストレンジネスを持つバリオンの中では最も軽く、自由空間では 263 ps の寿命で弱い相互作用によって崩壊する。主に  $p\pi^-$ 、 $n\pi^0$  の 2 つの崩壊モードを持つ一方で、電子を伴う  $\beta$  崩壊モード ( $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) も存在し、その分岐比は自由空間で約  $8.5 \times 10^{-4}$  である [12]。表 1.1 に、 $\Lambda$  粒子の主な崩壊モードと分岐比を示す。

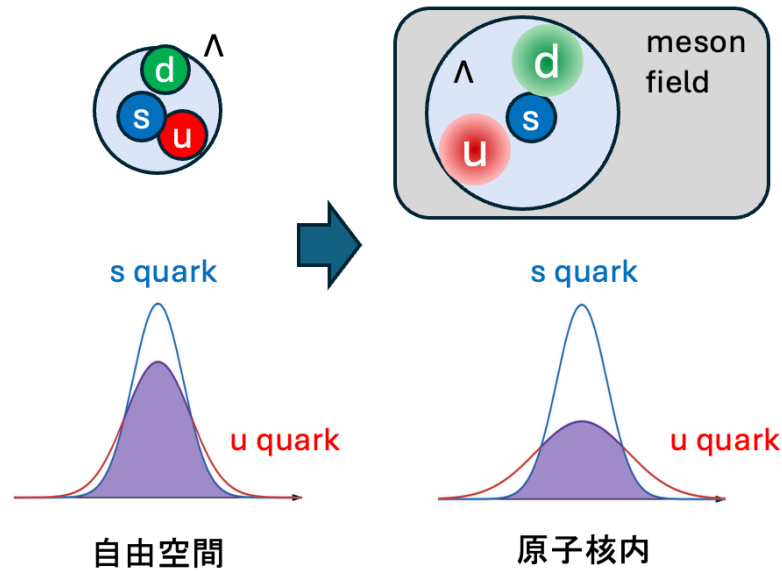


図 1.1: QMC model における  $\Lambda$  粒子の模式図。中間子場は u, d クォークと相互作用するが、s クォークとは相互作用しないため、核内では u, d クォークの波動関数が広がり、s クォークと d クォークの波動関数のかきなりが減少して  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率が減少する。

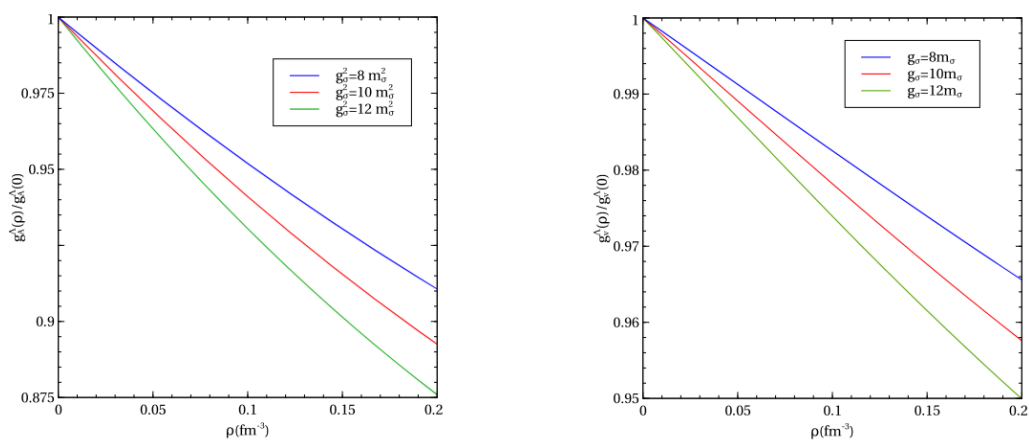


図 1.2: QMC model に基づいて計算された核内  $\Lambda$  粒子の軸性結合定数  $g_A^{\Lambda p}$  とベクトル結合定数  $g_V$  の核密度依存性。横軸は核物質の密度、縦軸は自由空間に対する結合の比を示す。

表 1.1:  $\Lambda$  粒子の主な崩壊モードと分岐比 [12]

$\Lambda$ 粒子の崩壊モード	分岐比 ( $\Gamma_i/\Gamma_\Lambda$ )
$p\pi^-$	$(64.1 \pm 0.5)\%$
$n\pi^0$	$(35.9 \pm 0.5)\%$
$n\gamma$	$(8.3 \pm 0.7) \times 10^{-4}$
$p\pi^-\gamma$	$(1.09 \pm 0.32) \times 10^{-3}$
$pe^-\bar{\nu}_e$	$(8.5 \pm 1.4) \times 10^{-4}$
$p\mu^-\bar{\nu}_\mu$	$(1.51 \pm 0.19) \times 10^{-4}$

以下の議論のため、各崩壊モード  $i$  の部分崩壊率  $\Gamma_i$ 、全崩壊率  $\Gamma_{\text{tot}} = \sum_i \Gamma_i$ 、寿命  $\tau = 1/\Gamma_{\text{tot}}$  を用いて、分岐比  $BR_i$  を

$$BR_i \equiv \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{tot}}} = \Gamma_i \times \tau \quad (1.1)$$

と定義する。表 1.1 の  $\Gamma_i/\Gamma_{\Lambda}$  は  $\Gamma_{\Lambda} \equiv \Gamma_{\text{tot}}$  で規格化した値である。実験では分岐比  $BR_i$  と寿命  $\tau$  を直接測定し、部分崩壊率を

$$\Gamma_i = \frac{BR_i}{\tau} \quad (1.2)$$

から導出する。我々は、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊分岐比  $BR_{\beta}$  と寿命  $\tau$  を測定し、そこから  $\beta$  崩壊率  $\Gamma_{\beta}$  を導出することで、自由空間の  $\beta$  崩壊率と比較し、核内バリオンの性質変化を  $3\sigma$  以上の有意性で検出することを目指している。しかし、この  $\beta$  崩壊率は様々な要因によって影響を受ける可能性がある。以下では、核内  $\beta$  崩壊率に影響を与える要因について述べる。

### $g_A$ のクエンチング

一般に、バリオンの軌道角運動量変化を伴わない許容遷移の  $\beta$  崩壊率はスピン反転を伴わない Fermi 遷移と、スピン反転を伴う Gamow-Teller 遷移の和として表される。

$$\Gamma_{\beta} \propto g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 \quad (1.3)$$

ここで、 $g_V$  はベクトル結合定数 (vector coupling)、 $g_A$  は軸性ベクトル結合定数 (axial vector coupling) であり、 $M_F = \langle f | \sum_i \tau_i^{\pm} | i \rangle$  は Fermi 行列要素、 $M_{GT} = \langle f | \sum_i \sigma_i \tau_i^{\pm} | i \rangle$  は Gamow-Teller 行列要素である。核子の  $\beta$  崩壊においては、始状態と終状態のスピンに応じて Fermi 遷移と Gamow-Teller 遷移の寄与が決定される。通常、 $g_V = 1$  と定義する。 $g_A$  は自由空間において約 1.27 であるが、実験的に観測される核  $\beta$  崩壊率を説明するためには、しばしば  $g_A$  をそれより小さい値に抑制する必要があることが知られている。この現象は axial coupling constant のクエンチングと呼ばれており、その物理的起源については、原子核内の多体効果をはじめ様々な過程が考えられているが、理論計算によって実験値を正確に再現することは難しい [13]。核  $\beta$  崩壊の文脈で用いられる  $g_A^{\text{eff}}$  は、しばしば

$$\begin{aligned} \Gamma^{\text{exp}} &= [g_A M_{GT}]^{\text{exp}} = g_A^{\text{eff}} M_{GT}^{\text{theor}}, \\ g_A^{\text{eff}} &\equiv q g_A^{\text{free}} \end{aligned} \quad (1.4)$$

のようにクエンチング因子  $q (< 1)$  として導入されるが、これは (i) 殻模型等のモデル空間の有限性などに起因する、理論的に見積もった核行列要素  $M_{GT}^{\text{theor}}$  と実際の値との違い、(ii) 中間子交換流 (MEC) や  $\Delta$  励起を含む核内での核子以外のハドロン自由度の効果、(iii) 核媒質中での核子形状因子の変化、など複数の効果を含んだ量である。したがって、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊で議論する  $g_A^{\Lambda p}$  (単一バリオンの軸性形状因子) の変化を実験的に抽出するには、(i) と (ii) を起源とするクエンチングの寄与をできる限り小さく、かつこれらを理論的に見積もることができる系を選ぶことが本質的に重要となる。

表 1.2 に、複数の原子核における  $g_A$  クエンチングの例を示す。ここで、 $M_{GT}^{\text{exp}} = [g_A M_{GT}]^{\text{exp}}$  であり、 $M_{GT}^{\text{exp}}/M_{GT}^{\text{theor}} = g_A^{\text{exp}}/g_A^{\text{theor}}$  である。

核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験においては、バリオンの核内変化による  $g_A$  を精度よく評価するた

表 1.2: 複数の原子核における  $g_A$  クエンチングの例 [14]

反応	$M_{GT}^{\text{exp}}$	$g_A^{\text{exp}}/g_A^{\text{theor}}$
${}^1n(\beta^-){}^1\text{H}$	3.1000(7)	1.00
${}^3\text{H}(\beta^-){}^3\text{He}$	2.929(5)	0.946
${}^6\text{He}(\beta^-){}^6\text{Li}$	2.748(4)	0.907
${}^7\text{Be}(\beta^+){}^7\text{Li}$	2.882(4)	0.904
${}^{11}\text{C}(\beta^+){}^{11}\text{B}$	1.480(9)	0.710
${}^{13}\text{N}(\beta^+){}^{13}\text{C}$	0.778(8)	0.884
${}^{15}\text{O}(\beta^+){}^{15}\text{N}$	0.972(6)	0.806

め、このクエンチング効果を極力排除できる原子核を選択することが重要である。したがって、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率を測定する際には、質量数が小さい原子核を選択することが望ましい。

### MEC の理論計算

前節で述べたように、核  $\beta$  崩壊で導入される  $g_A$  のクエンチング因子  $q$  は、(i) 殻模型等のモデル空間の有限性などに起因する、理論的に見積もった核行列要素  $M_{GT}^{\text{theor}}$  と実際の値との違い、(ii) 中間子交換流 (MEC) や  $\Delta$  励起を含む核内での核子以外のハドロン自由度の効果、(iii) 核媒質中での核子 (あるいはバリオン) 形状因子の変化、など複数の効果が混在した量である (式 (1.4))。核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊を用いて単一バリオンの軸性形状因子  $g_A^{\Lambda p}$  の変化を議論するためには、少なくとも (ii) の効果がどの程度の大きさになり得るかを見積もり、観測される変化の解釈に系統的な見通しを与えておく必要がある。

MEC は、核子間相互作用を媒介する中間子が  $\beta$  崩壊することで生じる寄与であり、単一核子の  $\beta$  崩壊として記述した場合に比べて Gamow-Teller 遷移強度を修正する。そのため、実験的には実効的な  $g_A$  の低下 (クエンチング) として現れることが多い。一方で MEC の寄与は、用いる核力模型やモデル空間の取り方に依存するものの、「質量数が大きいほど寄与が増える」という系統的傾向を持つことから、軽核を用いる方が望ましいと言える。

Khanna らは、MEC 効果によるクエンチングの理論計算を行い、様々な質量数の原子核におけるクエンチング  $\delta g_A = g_A^{\text{eff}} - g_A^{\text{free}}$  を評価した [15]。その結果、質量数が小さい原子核ではクエンチングが小さいことが示されている。特に  $A = 4$  では  $\delta g_A < 5\%$ 、 $A = 16$  では  $\delta g_A \sim 10\%$ 、 $A = 40$  では  $\delta g_A \sim 15\%$  と見積もられており、質量数が大きくなるにつれて MEC に起因する効果が増大する傾向が得られている。

以上より、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率から単一バリオンの性質変化を抽出するという観点では、MEC を含む核構造起源の寄与を抑えられる軽いハイパー核を選ぶことが望ましい。

## 崩壊陽子の Pauli blocking

自由空間の  $\Lambda$  粒子は、そのほとんどが  $p\pi^-$ 、 $n\pi^0$  へと中間子弱崩壊 (mesonic weak decay; MWD) で崩壊する。一方で、核内  $\Lambda$  粒子は、これらの崩壊モードに加えて、核子を伴う非中間子弱崩壊 (non-mesonic weak decay; NMWD) でも崩壊する。非中間子弱崩壊は、 $\Lambda$  粒子が核子と相互作用して崩壊する過程であり、主に以下の2つの反応が知られている。



MWD によって生じた陽子や中性子が典型的に約 100 MeV/c の運動量を持ち、核内核子のフェルミ運動量 約 260 MeV/c より小さいため、生成された陽子や中性子が Pauli blocking を受けてしまうことから、MWD は重いハイパー核では起こりにくい。一方、NMWD で放出される核子は約 400 MeV/c の運動量をもち Pauli 効果を受けにくいいため、重いハイパー核では NMWD が主要な崩壊様式となる。このような Pauli 効果は、 $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊にも影響を与えるはずで、崩壊先の陽子が Pauli blocking を受けることで、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率が減少すると考えられる。表 1.3 に、 ${}^5_\Lambda\text{He}$  における  $\Lambda$  粒子の各崩壊モードの分岐比を示す。ここでの値は自由空間における  $\Lambda$  粒子の全崩壊率  $\Gamma_\Lambda$  で規格化されており、核内での分岐比の変化を自由空間と比較しやすい形で表現している。 $(\pi^+, K^+)$  反応で行われた KEK E462 実験 [16] と、 $(K^-, \pi^-)$  反応で行われた BNL E788 実験 [17] の結果を示しており、どちらの場合でも、NMWD が約 40% 程度を占めることが分かる。

表 1.3:  ${}^5_\Lambda\text{He}$  における  $\Lambda$  粒子の各崩壊モードの分岐比。  $\Gamma_{p\pi^-}/\Gamma_\Lambda$ 、 $\Gamma_{n\pi^0}/\Gamma_\Lambda$ 、 $\Gamma_{nm}/\Gamma_\Lambda$  はそれぞれ  $p\pi^-$  崩壊、 $n\pi^0$  崩壊、非中間子弱崩壊の分岐比を表す。  $\Gamma_{tot}/\Gamma_\Lambda$  はハイパー核の全崩壊率と自由空間  $\Lambda$  粒子の全崩壊率の比であり、核内での寿命変化を反映する。

実験/理論計算	$\Gamma_{tot}/\Gamma_\Lambda$	$\Gamma_{p\pi^-}/\Gamma_\Lambda$	$\Gamma_{n\pi^0}/\Gamma_\Lambda$	$\Gamma_{nm}/\Gamma_\Lambda$
KEK E462 ( $\pi^+, K^+$ )[16]	$0.947 \pm 0.038$	$0.340 \pm 0.016$	$0.201 \pm 0.011$	$0.406 \pm 0.020$
BNL E788 ( $K^-, \pi^-$ )[17]	$1.03 \pm 0.08$	$0.44 \pm 0.11$	$0.18 \pm 0.20$	$0.41 \pm 0.14$
理論計算 (Ref.[18])	–	0.393	0.215	–
理論計算 (Ref.[19])	–	0.386	0.196	–

$\beta$  崩壊の場合は三体崩壊であるため、崩壊陽子の運動量分布は連続的になる。 $\Lambda$  粒子の静止系でみたときに、電子の運動量は約 0–163 MeV/c の範囲に分布し、反電子ニュートリノの運動量がほぼ 0 の場合に、崩壊陽子の運動量は最大値で約 163 MeV/c に達する。したがって、崩壊陽子の運動量は電子・反ニュートリノの運動量に依存するが、Pauli blocking の影響を受けてしまう可能性がある。具体的にどの程度 Pauli blocking の影響を受けるかは、核構造に依存するため精密な理論計算が必要であり、現状では計算されていないものの、 ${}^5_\Lambda\text{He}$  のような s 殻ハイパー核では、自由空間の全崩壊率  $\Gamma_\Lambda$  で規格化した MWD の崩壊率 (表 1.3 の  $\Gamma_{p\pi^-}/\Gamma_\Lambda + \Gamma_{n\pi^0}/\Gamma_\Lambda$ ) が約 0.5–0.6 程度であることから、同様に Pauli blocking の影響を受ける  $\beta$  崩壊の崩壊率も、自由空間のおおよそ 60% 程度に抑制されると予想される。

## 1.2 核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊率測定実験

以下では、本実験における実験標的とビーム粒子の選定について述べる。QMC model による予想では、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率の変化は核密度に依存し、最大で約 20% 程度減少するとされている。ただし、後述するような軽いハイパー核においては核密度が比較的低いため、 $\beta$  崩壊率の変化はやや小さくなると予想される。ここでは、要求される測定精度を定量的に見積もる（詳細は付録 A を参照）。

$0^+$  原子核中の  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊では、allowed 近似において部分崩壊率は

$$\Gamma_\beta \propto |g_V|^2 |M_F|^2 + 3|g_A|^2 |M_{GT}|^2 \quad (1.6)$$

と書ける。 ${}^5_\Lambda\text{He}$  のような二重閉殻核に  $\Lambda$  粒子が入ったハイパー核では  $|M_F|^2 : |M_{GT}|^2 = 1 : 1$  であり、また  $g_V \approx 1$  は CVC 仮説により核内でも変化しないと考えられるため、核媒質効果は主に  $g_A$  の変化として現れる。QMC model の予測に基づき、自由空間での値  $g_A = 0.718$  が核内で約 10% 減少して  $g_A^* = 0.646$  になると仮定すると、崩壊率の変化は

$$\frac{\Delta\Gamma_\beta}{\Gamma_\beta} = \frac{(|g_V|^2 + 3 \times 0.718^2) - (|g_V|^2 + 3 \times 0.646^2)}{|g_V|^2 + 3 \times 0.718^2} \approx 12\% \quad (1.7)$$

と見積もられる。崩壊率は  $\Gamma_\beta = BR_\beta/\tau$  から導出されるため、その相対誤差は

$$\frac{\delta\Gamma_\beta}{\Gamma_\beta} = \sqrt{\left(\frac{\delta BR_\beta}{BR_\beta}\right)^2 + \left(\frac{\delta\tau}{\tau}\right)^2} \quad (1.8)$$

で与えられる。寿命  $\tau$  の測定精度に関して、KEK E462 実験において  ${}^5_\Lambda\text{He}$  の寿命が統計誤差制限で約 4% の精度で測定されており、本実験ではより高い統計量により  $\delta\tau/\tau \approx 2\%$  程度の精度が見込まれる [20]。12% の変化を  $3\sigma$  以上の有意性で検出するためには  $\delta\Gamma_\beta/\Gamma_\beta \leq 12\%/3 = 4\%$  が必要であり、 $\delta\tau/\tau = 2\%$  のとき  $\delta BR_\beta/BR_\beta \leq \sqrt{4^2 - 2^2}\% \approx 3.5\%$  が要求される。すなわち、分岐比を約 4% 程度の精度で測定する必要がある。

### 1.2.1 実験標的とビーム粒子の選定

本実験において、 $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊分岐比と寿命を測定し崩壊率を導出するためのハイパー核は、以下の性質を満たす必要がある。

- コア核 ( $\Lambda$  粒子を除いた核) の構造が単純であり、 $\beta$  崩壊の際に Gamow-Teller 遷移の確率が十分あること
- 質量数が小さく、多体効果の影響を抑えられること。それによって、 $g_A$  のクエンチングの効果を抑えられ、またパウリ効果の見積もりの不確定性が抑えられること

これらの性質を満たすハイパー核として、 ${}^5_\Lambda\text{He}$  と  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$  が挙げられる。これらは、二重閉殻核である  ${}^4\text{He}$  と  ${}^{12}\text{C}$  に  $\Lambda$  粒子が入ったハイパー核であり、自由空間の  $\Lambda$  粒子と同様に  $|M_F|^2$  と  $|M_{GT}|^2$  の比が

1:3 である。また、過去にこれらの生成や構造を調べた実験例がいくつかある。

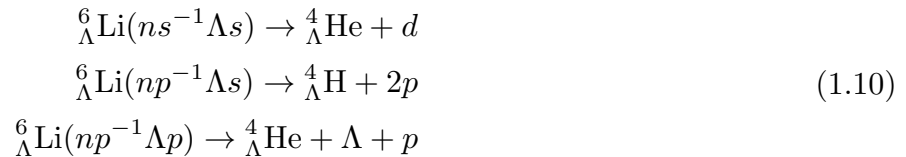
### ${}^5_{\Lambda}\text{He}$

${}^5_{\Lambda}\text{He}$  は、s 殻が閉殻である  ${}^4\text{He}$  に  $\Lambda$  粒子が 1 個束縛された系であり、多体効果の影響を最小限に抑えられる。また、質量数が小さく厳密計算が可能なので、核内バリオンの性質変化を調べる上で理論的な解釈が多体系に比べ容易である。一方で、 ${}^5\text{He}$  は安定核ではないため、 ${}^6\text{Li}$  標的を用いて、



の反応を用いて間接的に生成する必要がある。

${}^6_{\Lambda}\text{Li}$  の基底状態は陽子を放出して  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  を生成する一方、励起状態 (s-hole state や p-hole state) では、それぞれ



などの反応が起こり、 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  が生成されない。したがって  ${}^6_{\Lambda}\text{Li}$  の基底状態を選択的に生成することが重要である。しかし ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応においては、運動量移行が小さいため、 $n(p^{-1})\Lambda(p)$ ,  $n(s^{-1})\Lambda(s)$  の substitutional state ( $\Delta L = 0$ ) が強く励起されてしまい、前者と基底状態のエネルギー差が 7 MeV 程度しかないため、基底状態を選択的に生成することが困難である [21]。

一方で、( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) 反応では、運動量移行が大きいため、( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応に比べ substitutional state の生成が抑制され、基底状態を相対的に強く生成できることが知られている [16]。

図 1.3 に  ${}^6\text{Li}$  を用いた ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) 反応と ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応の比較を示す。( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) 反応のスペクトルは KEK E462 実験で測定されたものであり [16]、基底状態が明確に観測されていることが分かる。一方 ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) 反応のスペクトルは Heidelberg-Saclay-Strasbourg Collaboration により CERN PS で測定されたものであり [21]、p-hole の substitutional state が基底状態に比べて非常に強く励起されており、本実験で厚い標的を用いるためピークの幅が太くなることを考慮すると、substitutional state の裾が基底状態に重なってしまい、基底状態を分離して選択できないことが予想される。今回の実験では、基底状態をより選択的に生成できる ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) 反応を用いることとした。

### ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$

${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  は、 ${}^{12}\text{C}$  に  $\Lambda$  粒子が 1 個束縛された系であり、 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  と比較して質量数が大きいため、多体効果の影響を  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  より強く受けることが考えられる。しかし、 ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  は励起エネルギーが 11 MeV の  $n(p^{-1})\Lambda(s)$  状態より下の状態は束縛し、電磁相互作用により  $\gamma$  線を出して基底状態に遷移するため [22, 23]、基底状態を選ぶ際にこれらの励起状態のイベントが混ざっても問題とならない上、基底状態のみならず励起状態を使用することも可能である。図 1.4 に、BNL E929 実験で測られた  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  のエネルギーレベル図を示す。 ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  は 0.93 GeV/c の  $K^-$  ビームを用いて  ${}^{13}\text{C}(K^-, \pi^-){}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  反応により生成された。この運動量においては、前方散乱 ( $\theta \sim 4^\circ$ ) の場合  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}(1/2^-)$  の p-hole substitutional state が主に生成されて

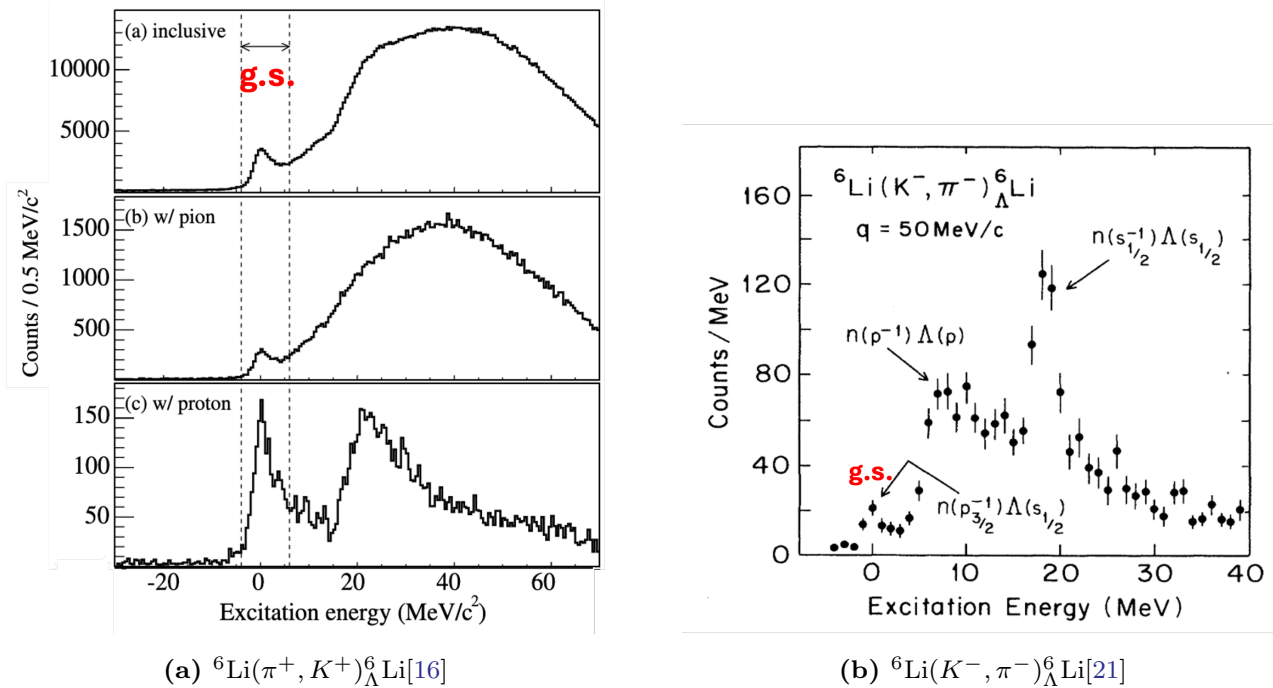


図 1.3:  ${}^6\text{Li}$  を用いた  $(\pi^+, K^+)$  反応と  $(K^-, \pi^-)$  反応の比較。

おり、大角度散乱 ( $\theta \sim 13^\circ$ ) の場合には基底状態  ${}^{13}_\Lambda\text{C}(1/2^+)$  が主に生成されている (図 1.5b を参照)。どちらの準位が生成された場合においても、 $\gamma$  線を放出する脱励起の後に基底状態に遷移しているため、 $(K^-, \pi^-)$  反応と  $(\pi^+, K^+)$  反応の両方を用いることができる。

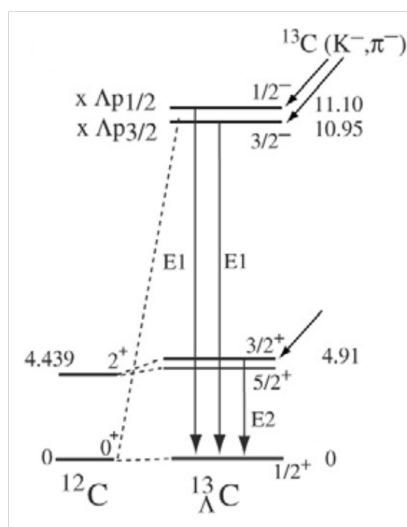
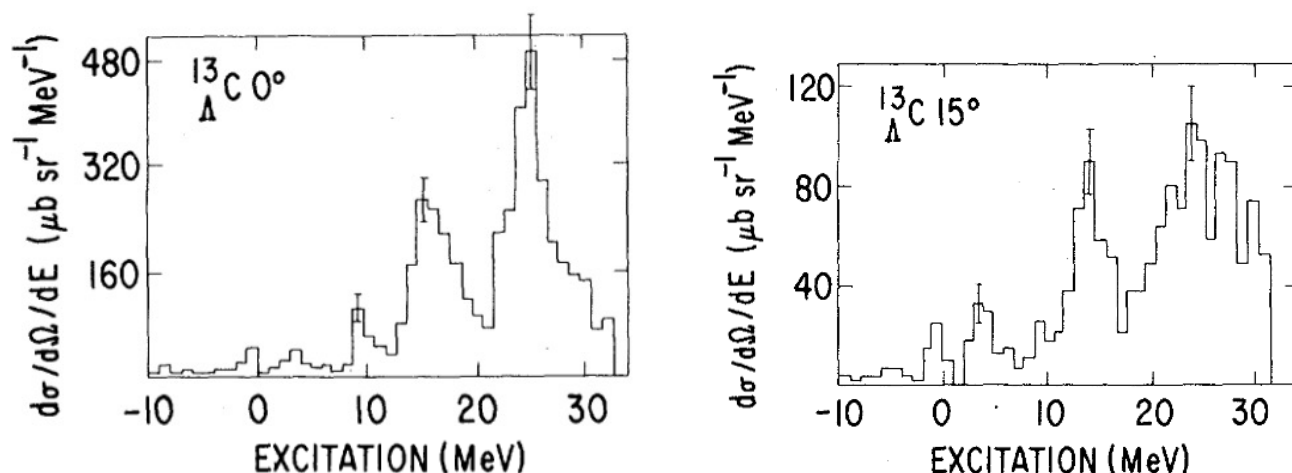


図 1.4:  ${}^{13}_\Lambda\text{C}$  のエネルギーレベル図。[24] による図を引用。データの詳細は [22, 23] を参照。

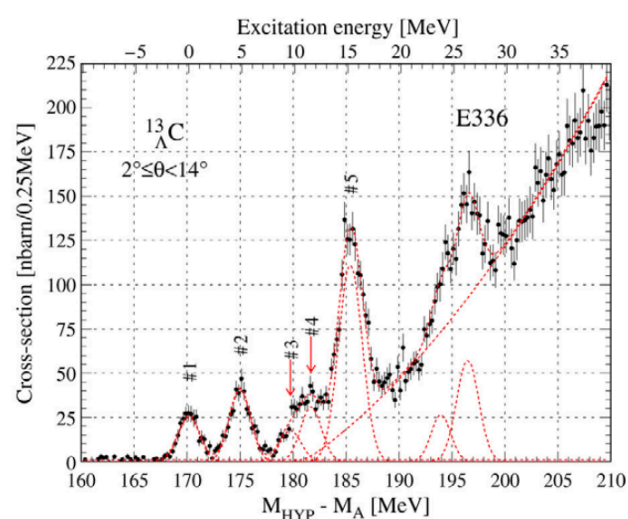
図 1.5 に、 ${}^{13}\text{C}$  を用いた  $(\pi^+, K^+)$  反応と  $(K^-, \pi^-)$  反応の断面積の比較を示す。 $(\pi^+, K^+)$  反応のスペクトルは KEK E336 実験で測定されたものであり [25]、一方で  $(K^-, \pi^-)$  反応のスペクトルは BNL にて測定されたものである [26]。図 1.5 に示すように、 $(\pi^+, K^+)$  反応においても  $(K^-, \pi^-)$  反応においても、基底状態に加えて幾つかの低次の励起状態が選択的に生成可能であることが分かる。

加えて、それぞれの生成断面積の値を比較すると、 $(K^-, \pi^-)$  反応は  $(\pi^+, K^+)$  反応に比べて典型的に 3 桁ほど断面積が大きいいため、より低いビーム強度で同等の統計量を得ることができる。これは検出器の計数率を低減してビーム関連のバックグラウンドを抑制する上で非常に有利である。

以降の議論では、 ${}^5_\Lambda\text{He}$  を用いた実験について議論する。 ${}^{13}_\Lambda\text{C}$  を用いた核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実



(a)  $^{13}\text{C}(K^-, \pi^-)^{13}\text{C}$  の生成断面積 (散乱角  $\theta = 0^\circ$  の場合) [26]。 (b)  $^{13}\text{C}(K^-, \pi^-)^{13}\text{C}$  の生成断面積 (散乱角  $\theta = 15^\circ$  の場合) [26]。



(c)  $^{13}\text{C}(\pi^+, K^+)^{13}\text{C}$  の生成断面積, [24] による図を引用。データの詳細は [25] を参照。

図 1.5:  $^{13}\text{C}$  を用いた  $(\pi^+, K^+)$  反応と  $(K^-, \pi^-)$  反応の断面積の比較。

験の検討状況については、付録 C を参照されたい。

## 1.2.2 実験セットアップの概要

ここでは、本実験を実施予定の J-PARC ハドロン実験施設と K1.1 ビームラインについて概説する。

### J-PARC

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、茨城県東海村に位置する大強度陽子加速器施設であり、物質・生命科学実験施設 (Materials and Life Science Experimental Facility, MLF)、ニュートリノ実験施設 (Neutrino Experimental Facility, NU)、ハドロン実験施設 (Hadron Experimental Facility, HEF) の 3 つの主要な実験施設を有している [27]。ハドロン実験施設では、陽子ビームを用いたハドロン物理学の研究が行われている。

J-PARC の加速器群は、最初に低エネルギーの負水素イオンを生成し、直線加速器 (LINAC) で約 400 MeV まで加速する。その後、3 GeV シンクロトロン (Rapid Cycling Synchrotron, RCS) に入射

され、さらに 3 GeV まで加速される。RCS で加速された陽子ビームは、MLF に供給される一部を除き、30 GeV シンクロトロン (Main Ring, MR) に注入され、最終的に 30 GeV まで加速される。MR から取り出された陽子ビームは、ハドロン実験施設、またはニュートリノ実験施設へ供給される。ハドロン実験施設では、4.24 秒間隔で陽子ビームが供給される。



図 1.6: J-PARC の加速器施設の概要図。LINAC、RCS、MR の各加速器とそれぞれの実験施設へのビーム供給経路を示す。出典: J-PARC 公式ウェブサイト [27]

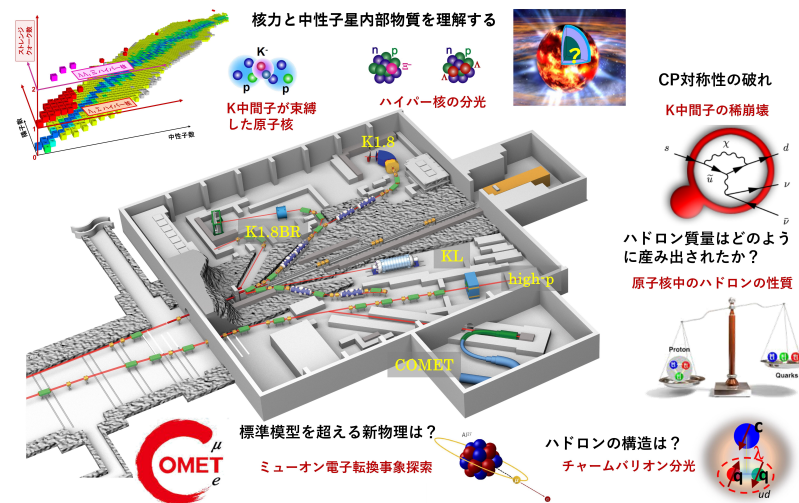


図 1.7: J-PARC ハドロン実験施設の概念図 [28]。

ハドロン実験施設での実験では、計数率の飽和を防ぐために時間的に強度が平坦なビームが求められる。そのため、ハドロン実験施設へは遅い取り出し方式 (Slow Extraction, SX) によって、デバンチ化されたビームが約 2 秒間にわたって連続的に取り出される。このビーム取り出しの時間構造はスパルと呼ばれる。

### K1.1 ビームライン

K1.1 ビームラインはハドロン実験施設におけるビームラインの中でも主に大強度の低運動量  $K^-$  ビームを供給するために設計された、現在計画中のビームラインであり、特に図 1.8 に示す通り、素過

程における  $\Lambda$  粒子の生成断面積が最大になる  $0.9 \sim 1.1 \text{ GeV}/c$  の運動量領域で高強度の  $K, \pi$  中間子のビームを供給できると期待されている。

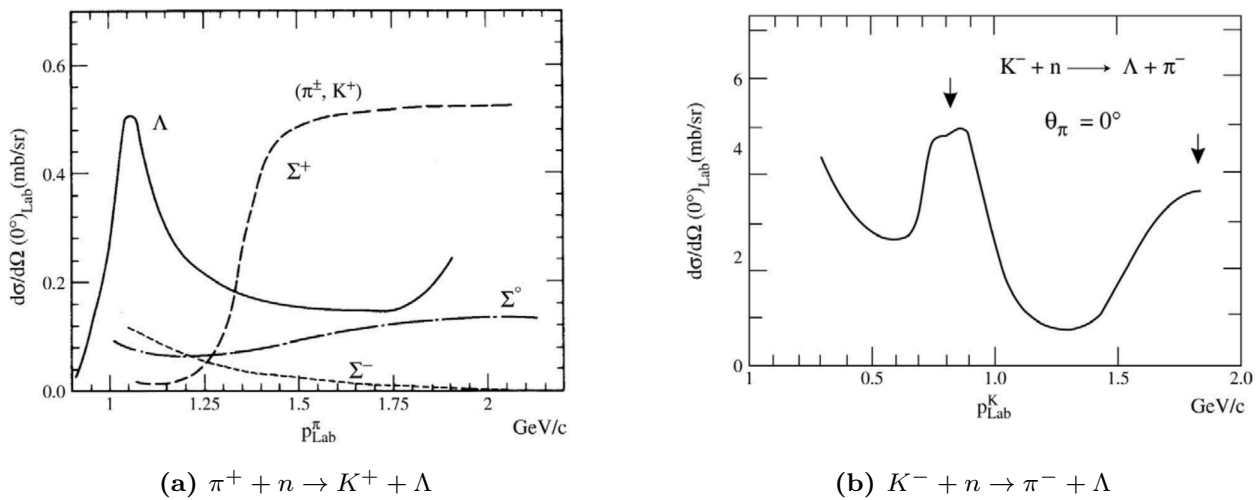


図 1.8: 散乱角  $\theta = 0$  における  $\Lambda$  生成反応の断面積の運動量依存性。[24]

図 1.9 に K1.1 ビームラインの概要図を示す。K1.1 ビームラインでは、二次粒子ビームを輸送する双極電磁石や四極電磁石に加えて、中間子ビームの純度を高めるための静電セパレータなどの設備が設置されている。まず、中間像スリット (IFV, IFH) がビームラインの中間焦点位置 (Intermediate Focus) に設置される。中間像スリットはビームの水平方向 (IFH) と垂直方向 (IFV) のビーム径を制限することでビームのエミッタンスを制御するとともに、ビームハローの原因となる生成標的起因ではない粒子 ( $K^0$  崩壊による "cloud pion" など) を除去する役割を果たす。

またビームラインの中間地点、D3 電磁石の前後には静電セパレータ (ESS) が設置される。ESS は図 1.10 に示すような Wien filter 型の粒子分離装置であり、電場と磁場を直交させることで特定の速度を持つ粒子のみを直進させ、それ以外の粒子の軌道を曲げることでビーム中心における目的粒子の純度を上げ、それをそのすぐ下流に設置したマススリット (MS) によって切り出すことができる。これらの ESS の電磁場と MS の開き幅を適切に調整することで、高純度の中間子ビームを実験装置に供給することが可能である。

### K1.1 スペクトロメータ

本実験では、K1.1 ビームラインの終端に設置される K1.1 スペクトロメータを用いて、ビーム粒子の運動量解析と粒子同定を行う。K1.1 スペクトロメータは、DQQ 型の磁気スペクトロメータであり、2つの双極電磁石 (D4) と 1つの四極電磁石 (Q10, Q11) から構成される。図 1.11 に K1.1 ビームラインにおける実験セットアップの概要図を示す。スペクトロメータの前には、ビーム粒子の位置を検出するためのシンチレーションファイバー検出器 (BFT-U) と時間を測定するプラスチックカウンターのホドスコープ (BH1) が設置される。スペクトロメータの後ろには、実験標的直前のビーム粒子の位置を測定するためのドリフトチェンバーとシンチレーションファイバー検出器 (BC3, BFT-D)、および時間測定のためのプラスチックカウンターホドスコープ (BH2) が設置される。これらの検出器と電磁石を用いた解析により、粒子の軌道が再構成され、運動量の決定と粒子同定が行われる。ビーム粒子の運動量

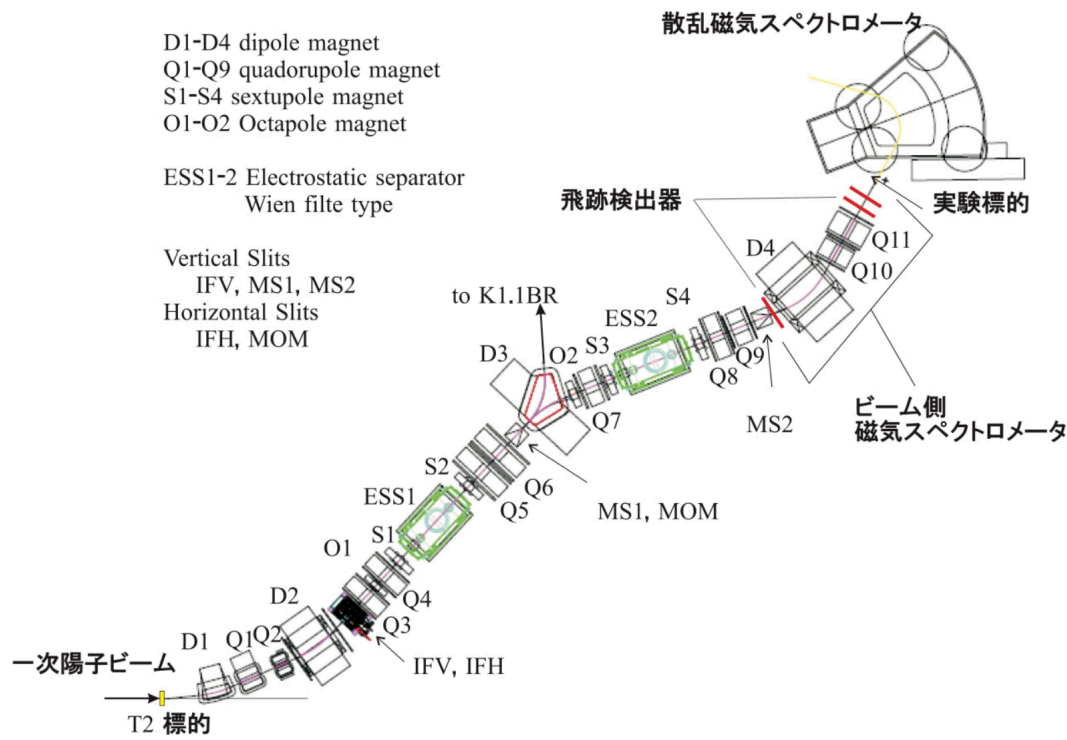


図 1.9: J-PARC K1.1 ビームラインの概要図。[29] による図を引用。

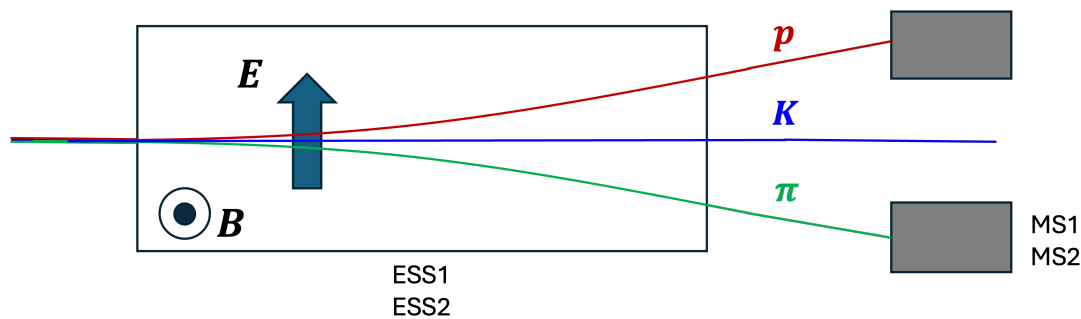


図 1.10: K 中間子を通す設定の静電セパレータと MS 群の概念図。

分解能は  $\Delta p/p \sim 4.2 \times 10^{-4}$  (FWHM) 程度に達すると期待されている。

### SKS スペクトロメータ

実験標的の下流側には、散乱  $K^+$  中間子を測定するための SKS スペクトロメータが設置される。SKS スペクトロメータは高分解能と大立体角を両立するよう設計された超伝導電磁石によるスペクトロメータであり、 $\sim 110\text{msr}$  という大きな立体角をカバーすることができる。また、SKS の上流に設置された散乱粒子シンチレーションファイバー検出器 (SFT) とドリフトチェンバー (SDC2)、SKS の後ろに設置されたドリフトチェンバー (SDC3, SDC4)、および時間測定のためのプラスチックカウンターホドスコープ (TOF) を用いることで、散乱  $K^+$  中間子の運動量分解能は  $\Delta p/p \sim 1 \times 10^{-3}$  (FWHM) 程度に達する。これにより、典型的な Missing Mass 分解能は 2.0 MeV (FWHM) 程度に達する [30]。当実験では、 $14 \text{ g/cm}^2$  の厚い  ${}^6\text{Li}$  標的を想定しており、 ${}^7\text{Li}$  で行った同セットアップの実験結果 [31] から考えて、標的内でのエネルギーロスの効果により Missing Mass 分解能は 4 MeV (FWHM) 程度に悪化すると予想される。しかしながら、これは  ${}^6_\Lambda\text{Li}$  の基底状態を識別する上で十分な分解能である。

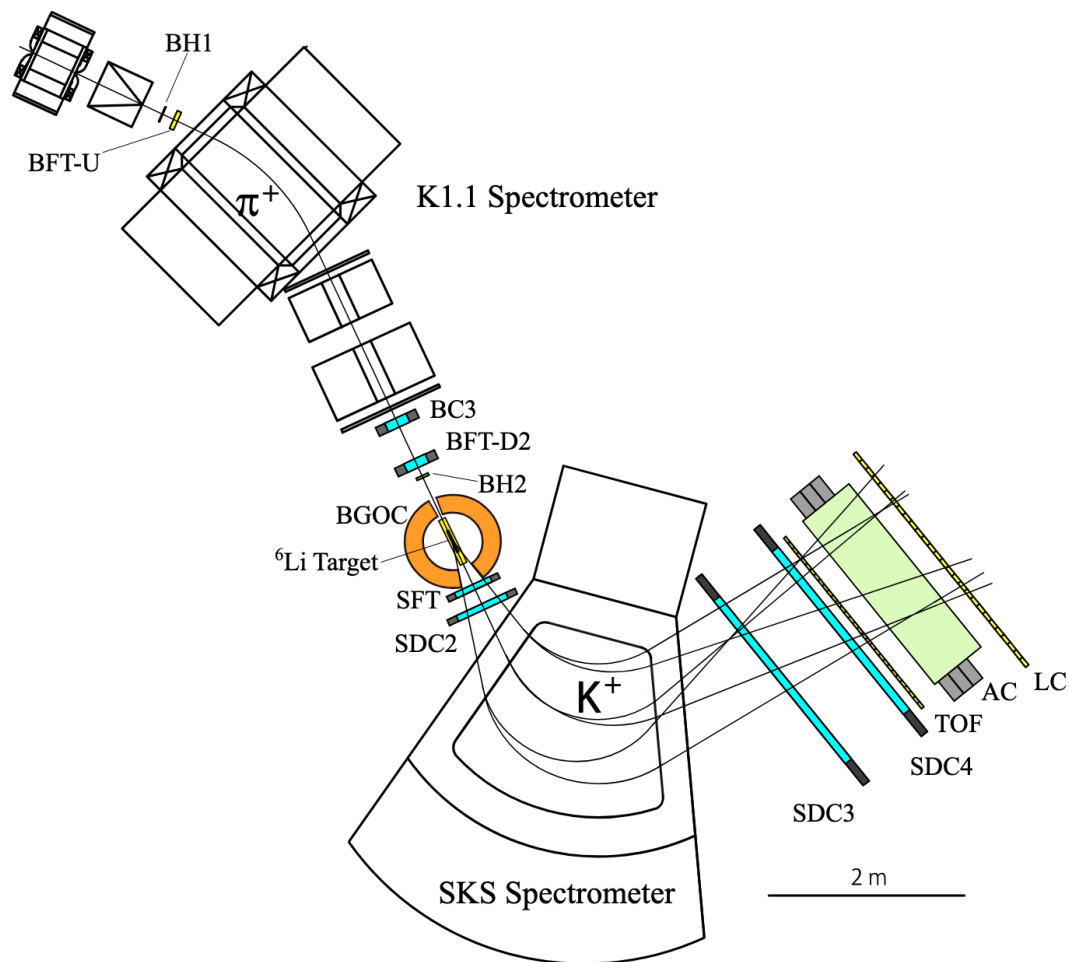


図 1.11: K1.1 ビームラインにおける実験セットアップの概要図。

### 標的周辺の検出器

円筒状の  ${}^6\text{Li}$  実験標的の周辺には、 $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊を検出するのに加え、バックグラウンドを低減するための検出器群が設置される。図 1.12 に実験標的周辺の検出器群の概要図を示す。

まず、実験標的のすぐ外側には、実験標的を囲むようにして円周方向に分割されたプラスチックシンチレータホドスコープ (TH) が設置される。TH は厚さ 5 mm、幅 4 mm、長さ 50 cm のプラスチックシンチレータを用いており、 $\phi$  方向に 30 分割されている。TH は荷電粒子が通過した際に発するシンチレーション光を検出し、荷電粒子が通過した時間、位置、およびエネルギー損失と多重度 (multiplicity) を測定する。信号は両端に取り付けられた MPPC で読み出され、上下流の両方の TH で検出された信号の時間差から、荷電粒子のビームに平行な方向の通過位置を測定する。位置分解能は  $\sim 20$  mm(rms) 程度に達すると期待されている。

TH の外側には、同じく円周方向に分割されたルサイトチェレンコフ検出器 (TLC, Target Lucite Cherenkov) が設置される。TLC は index  $n \sim 1.5$  のアクリルを用いたチェレンコフ検出器であり、 $\beta$  崩壊で生成される電子 ( $\beta \sim 1$ ) と、バックグラウンドとして生じる  $\lambda$  の崩壊による  $\pi$  中間子 (放出時の運動量  $p_\pi < 140$  MeV/c、 $\beta < 0.610$ )、および陽子を識別するために用いられる。TLC は厚さ 5 mm、幅 8 mm、長さ 50 cm のアクリルを用いており、 $\phi$  方向に 30 分割されている。TLC で生じたチェレンコフ光は上下流の両端に取り付けられた MPPC で読み出される。電子とそれ以外の  $\beta$  が大きく異なるため、TLC の検出効率は  $\sim 99$  % 程度に達すると期待されている。しかし、 $\delta$  線によって、陽子や  $\pi$  中

間子が電子として誤識別される可能性があり、その確率はシミュレーションにより 4 % 程度と見積もられている。

最後に、TLC の外側には球形の BGO カロリメータ (BGOC) が設置される。BGOC は BGO(Bismuth Germanate,  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) シンチレータを用いた全立体角形カロリメータであり、複数の BGO 結晶を球状に配置し、 $\beta$  崩壊で生成される 200 MeV までの電子のエネルギーを測定するために用いられる。詳細な設計は現在検討中であるが、内側半径が約 300 mm、外側半径が約 500 mm の球状に配置される予定である。現時点での設計では、1 つの BGO 結晶は  $7 \times 7 \times 20 \text{ cm}^3$  の大きさで、合計 225 個のセグメントから構成される。各セグメントの信号は球殻の外側に取り付けられた光電子増倍管 (PMT) で読み出される予定である。

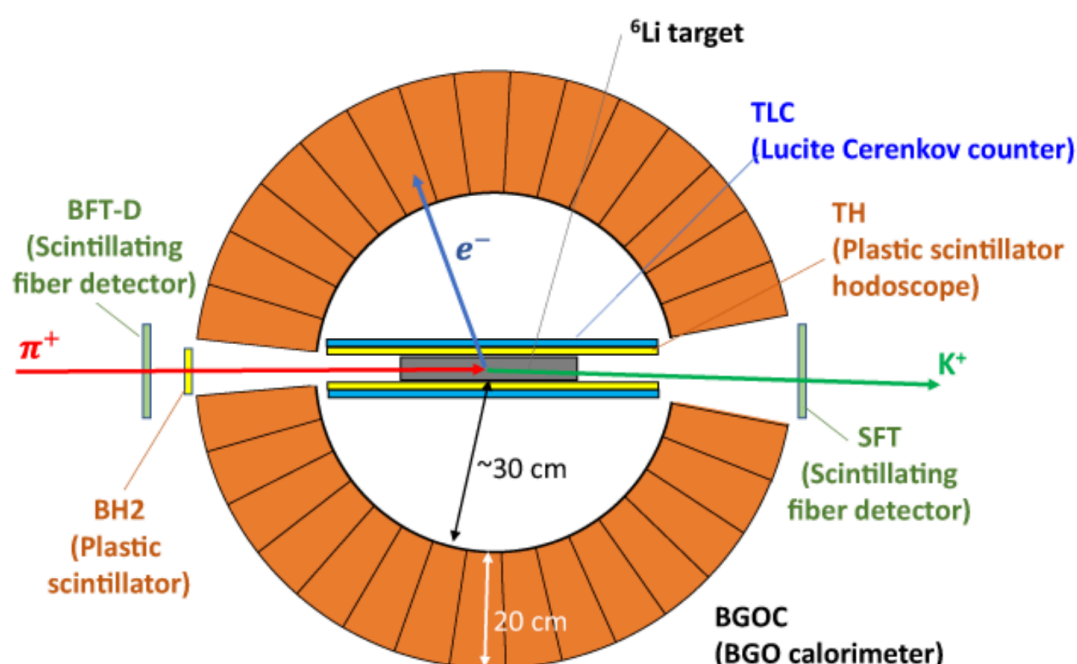


図 1.12: 実験標的周辺の検出器群の概要図。

BGOC は標的周辺をほぼ全方位覆うように配置されるが、ビームラインの入射方向  $30.7 \text{ msr}$  と散乱方向  $89.8 \text{ msr}$  には開口部が設けられる。これは、高レート of ビーム  $\pi^+$  中間子と散乱  $K^+$  中間子が通過するために、これらの粒子が BGOC に許容計数率を超える高頻度の信号をもたらし、パイルアップや不感時間の増大を引き起こすためである。しかしながら、散乱側の開口部周辺の BGOC セグメントも、標的で反応せず通過したか弾性散乱した  $\pi^+$  中間子により動作限界を超えるレートのバックグラウンドを受け得る可能性があるため、これらのセグメントに関しては、より蛍光減衰時間の短いシンチレータなどの光検出器 (以下、フォトンカウンターと呼ぶ) に置き換えることも検討されている。

実験のシミュレーションでは、TH や TLC、BGOC の解析を行うことで、 $\pi$  中間子由来のバックグラウンドを大幅に抑制できることが示されている (詳細は 2.1 を参照)。特に BGOC では、各セグメントのエネルギーとヒットクラスターの情報をもとに、電子、 $\pi^0$  由来の  $2\gamma$ 、および  $\pi^-$  を識別することができ、それぞれの識別効率は  $\pi^0$  で 97%、 $\pi^-$  で 93% に達すると見積もられている。

### 1.3 本研究の目的

標的周辺の検出器群を用いて、 ${}^5_\Lambda\text{He}$  の  $\beta$  崩壊率を 4% の精度で測定することが可能であると先行研究 [32] で示されたが、BGO 検出器に関しては、特に  $\pi^-$  に対する識別効率の見積もりに不確実性が残されている。BGOC では、 $\pi^-$  が BGOC セグメントに入射した際にまず 1 クラスターを形成し、その後  $\pi^-$  が吸収されて複数の二次中性子が生成されることで追加のクラスターが形成されると考えられる。この過程における  $\pi^-$  の識別効率は、 $\pi^-$  吸収で発生する中性子のエネルギー分布や多重度に強く依存するが、これらの情報を BGO 検出器で直接測定した先行研究は存在しない。加えて、Geant4 シミュレーションにおける BGO の中性子応答の妥当性も十分に検証されていない。したがって、本研究では BGO 結晶を用いた中性子応答実験を行い、BGO 検出器における  $\pi^-$  識別効率の不定性を低減することを目的とする。

## 第2章

# 核内 $\Lambda$ の $\beta$ 崩壊率測定実験の検討状況と 問題点

前章で述べたように、QMC model では核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率が自由空間における崩壊率よりも減少すると予想されている。この予想を検証するため、我々は K1.1 ビームラインにおいて核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊分岐比と寿命を測定し、崩壊率を導出する実験を計画している [20]。本章では先行研究 [32, 33] をもとに、実験の概要とシミュレーションの現状、そして現状の課題について述べる。

### 2.1 標的周辺の検出器を用いたバックグラウンド抑制

本実験では、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊で生成される電子を検出する際に、 $\pi$  中間子や非中間子弱崩壊 (NMWD) 由来のバックグラウンドをどのように除去するかが重要な課題となる。本節では、先行研究 [32] をもとに、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験におけるバックグラウンド抑制のための解析手法とそのシミュレーション結果について述べる。1.1.2 節で述べたように、 $\Lambda$  粒子はそのほとんどが  $\pi$  中間子に崩壊する。核内の  $\Lambda$  粒子の場合はこれに加えて非中間子弱崩壊 (non-mesonic weak decay; NMWD) も起こるため、 $\pi$  中間子の生成確率は低くなるものの、依然として  $\beta$  崩壊に比べて数桁高い分岐比を持つ。表 2.1 に先行実験である KEK E462 実験 [16] で測定された  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  における  $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊と  $\pi$  中間子を伴う崩壊を示す。

表 2.1:  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  における  $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊と  $\pi$  中間子を伴う崩壊。

崩壊モード	分岐比	運動量 (MeV/c)
$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	$0.201 \pm 0.011$	105.4
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	$0.340 \pm 0.016$	100
$\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	0.00048	0 – 163

これらのバックグラウンドを低減させるため、BGOC, TLC, TH のそれぞれの検出器で解析を行う。以下では、それぞれの検出器で行う解析手法について述べる。

### 2.1.1 BGOC のクラスター解析

1.2.2 で述べた通り、BGOC は細かくセグメント化されており、従ってヒットパターンとエネルギー分布からヒットクラスターを定義することでクラスター解析を行うことが可能である。ここでは、BGOC のセグメントで 1 MeV 以上のエネルギーが検出された場合にヒットと定義し、隣接するセグメントにヒットがあるような複数のヒットをまとめたものを一つのヒットクラスターと定義する。

$\beta$  崩壊で生成される電子は BGOC に辿り着くまでに電磁シャワーを発生させるため、BGOC 内で複数のセグメントでヒットが生じるものの、 $\beta$  崩壊電子を中心としているため、クラスターの数は 1 つであることが期待される。一方で、 $\pi$  中間子は  $\pi^0$  と  $\pi^-$  でそれぞれ異なったヒットクラスターを示す。 $\pi^0$  は 2 個の  $\gamma$  線に崩壊するため、BGOC 内で 2 つのクラスターを形成することが期待される。加えて、Dalitz 崩壊  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  により、3 つ以上のクラスターを形成する場合もある。一方で、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  により生成した  $\gamma$  線のうち、一つが BGOC の開口部から逃げる場合もあり、1 つのクラスターしか形成しない場合もある。 $\pi^-$  はまず BGOC のあるセグメントに捕獲されることでヒットが生じ、その後吸収されることで生成した中性子や  $\gamma$  線が他のセグメントでヒットを生じさせるため、複数のクラスターを形成することが期待される。

従って、BGOC におけるクラスター数が 1 つである事象を選択することで、 $\beta$  崩壊で生成される電子を選択的に抽出することが可能である。Geant4 によるシミュレーションに基づく解析では、BGOC におけるクラスター数が 1 つである事象を選択することで、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドは約 97 %、 $\pi^-$  由来のバックグラウンドは約 92.8 % 除去できることが示されている。

### 2.1.2 TH のエネルギー損失解析

TH でのエネルギー損失を解析することにより、 $\beta$  崩壊で生成される電子とバックグラウンドである  $\pi$  中間子を識別することが可能である。 $\beta$  崩壊電子は TH を通過する際に MIP (Minimum Ionizing Particle) として振る舞うため、5 mm 厚のプラスチックシンチレータを通過する際のエネルギー損失は約 1 MeV 程度である。一方で、 $\pi^-$  は運動量が低いため、TH を通過する際に MIP よりも大きなエネルギー損失を示す。例えば、100 MeV/c の  $\pi^-$  は TH を通過する際に約 3 MeV のエネルギー損失を示す。また、 $\pi^0$  は即座に崩壊して 2 個の  $\gamma$  線を生成するため、TH でのエネルギー損失はほとんど生じない。しかし一部の  $\gamma$  線は主には標的内や TH 内での対生成により電子・陽電子対を生成し、約 2 MeV をピークとして高エネルギー側にテール (tail) を引く分布となる。TH 内の総エネルギー損失のみによるイベント選択では、 $\beta$  崩壊電子と  $\pi^0$  の分離が不十分であることから、単位距離あたりのエネルギー損失 (dE/dx) を用いた解析が行われた。

dE/dx の導出に必要な各粒子の TH 内飛行距離は、ビームトラッキングによる標的内のハイパー核生成位置 (reaction vertex) A と、BGOC のヒット位置 D を結ぶ直線近似によって算出されている。なお、vertex 位置の分解能については、同様のセットアップを持つ J-PARC E13 実験を参考に、 $\sigma_x = 1.2$  mm,  $\sigma_y = 2.6$  mm,  $\sigma_z = 22$  mm と設定された [34]。

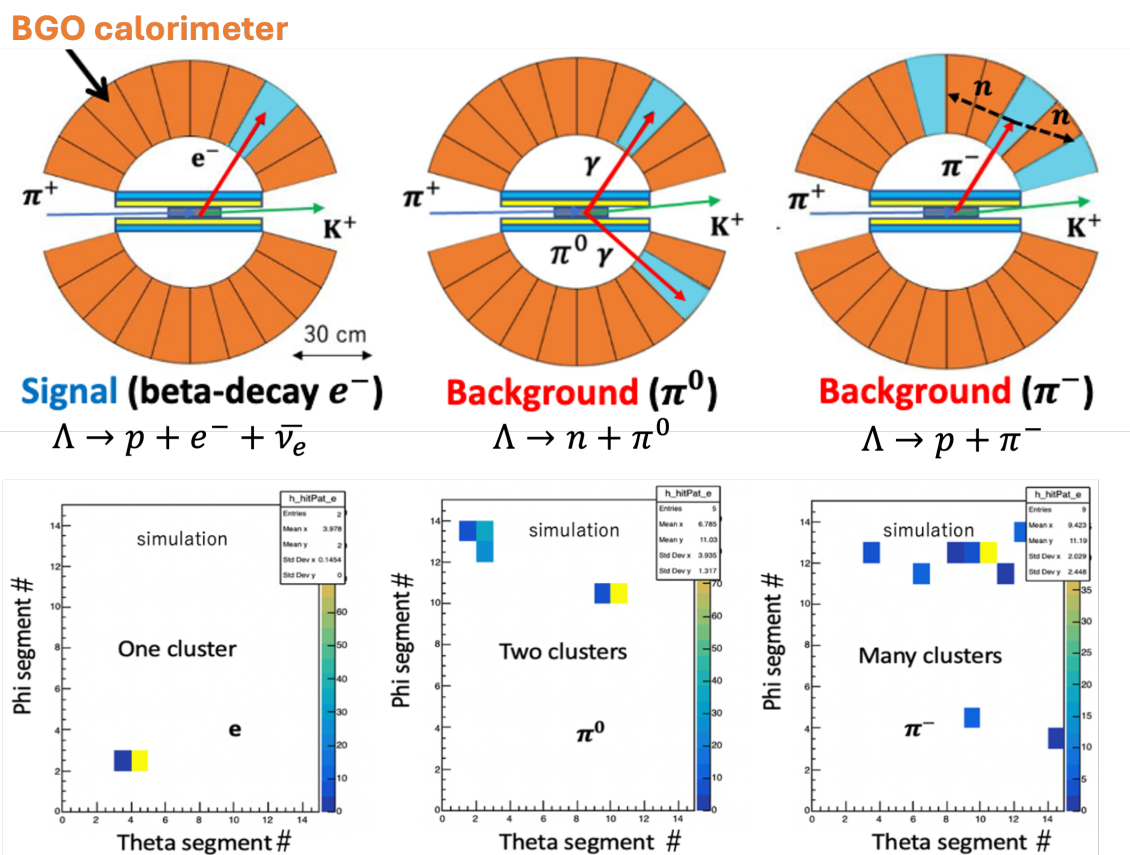


図 2.1: BGOC におけるクラスター解析の概念図。上段は  $\beta$  崩壊電子、中央は  $\pi^0$ 、下段は  $\pi^-$  によるヒットパターンの概念図を示す。下段は上段に対応した BGOC のヒットパターンを示し、横軸が  $\theta$  方向、縦軸が  $\phi$  方向のセグメント番号を表す。色の濃さは各セグメントで検出されたエネルギーを表す。

解析の結果、MIP 粒子である  $\beta$  崩壊電子の  $dE/dx$  が約 0.2 MeV/mm であるのに対し、低運動量の  $\pi^-$  は約 0.4 MeV/mm となり、両者の識別が可能であることが示された。また、 $\pi^0$  についても光電効果や対生成に由来する成分が確認されている。最終的に、Geant4 シミュレーションに基づき、TH における  $dE/dx$  が 0.12 MeV/mm 以上、0.25 MeV/mm 以下である事象を選択するという手法が採用された。 $\pi^-$  由来のバックグラウンドは 99.9 %、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドは 88 % 除去できることが示されている。

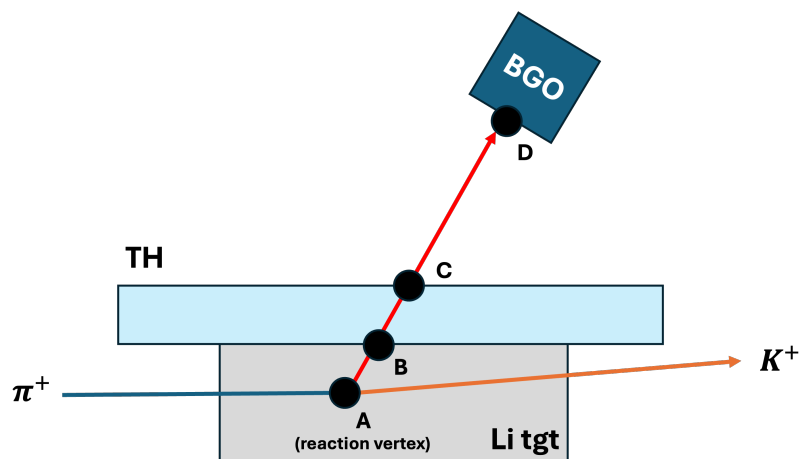


図 2.2: TH における飛跡推定の概念図。点 B と点 C の間が TH 内の飛行距離となる。

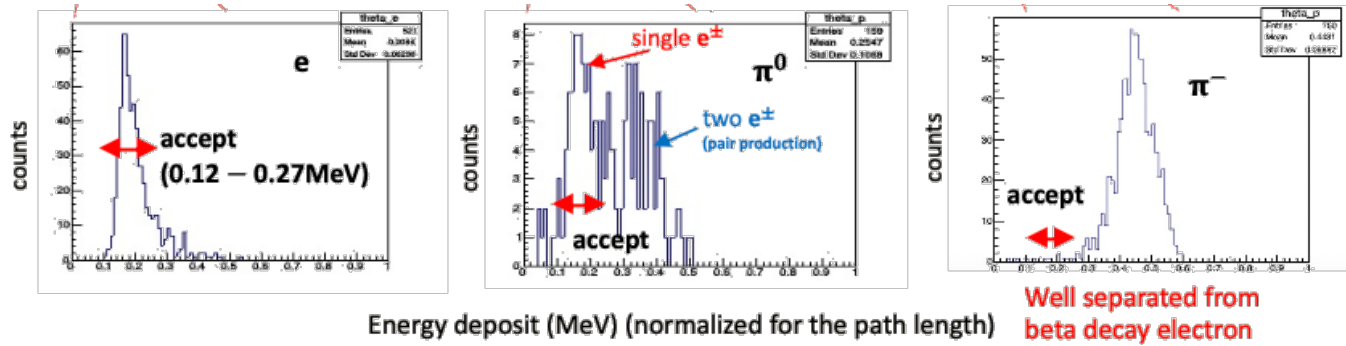


図 2.3: TH における飛行距離で規格化されたエネルギー損失分布。左から順に、 $\beta$  崩壊電子、 $\pi^0$ 、 $\pi^-$  による TH のエネルギー損失分布を示す。 $\pi^0$  は対生成により生成された電子・陽電子対が片方のみヒットする場合と、両方ヒットする場合の 2 つのピークが確認できる [32]。

### 2.1.3 TLC のヒット解析

TLC では、 $\beta < 0.6$  の  $\pi$  中間子と  $\beta \sim 1$  の電子を区別するため、 $n = 1.5$  のアクリルを用いたチェレンコフ検出器が用いられる。Geant4 によるシミュレーションに基づく解析では、TLC でヒットが検出された事象を選択することで、 $\beta$  崩壊で生成される電子を 99.8 % の効率で選択できることが示されている。また、 $\pi^-$ 、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドはそれぞれ 95.5 %、90 % 除去できることが示されている。 $\pi^-$  のうち残りの 4.5 % は  $\delta$  線による誤識別である。

### 2.1.4 $\Delta z$ 法

$\pi^0$  崩壊からの  $\gamma$  線の一方が検出器外へ逃げ、もう一方が BGOC 内で反応して二次荷電粒子 ( $e^\pm$ ) が TH/TLC にヒットした場合、クラスター数およびヒット条件が  $\beta$  崩壊電子と酷似し、誤識別の原因となる。

この背景事象を除去するため、Reaction Vertex、BGOC ヒット位置、TH ヒット位置の幾何学的相関を用いた解析が行われた。具体的には、Reaction Vertex (A) と BGOC ヒット位置 (D) を結ぶ直線が TH を通過する位置の  $z$  座標を  $z_C$  とし、実際に TH の両端読み出し (時間差) から得られたヒット位置の  $z$  座標を  $z_B$  とする。

$\beta$  崩壊電子であれば、同一粒子が各検出器を通過するため  $z_B \approx z_C$  となる一方、 $\pi^0$  背景事象では BGOC と TH のヒットが異なる粒子に由来するため両者は一致しない。この性質を利用し、その差分を  $\Delta z = z_B - z_C$  と定義して事象選別が行われている。

Geant4 によるシミュレーションに基づく解析では、 $|\Delta z| < 90$  mm である事象を選択することで、さらに 20 % の  $\pi^0$  由来のバックグラウンドを除去できることが示されている。

### 2.1.5 最終的な $\beta$ 崩壊電子のスペクトル

以上の各種解析手法を組み合わせることで、バックグラウンドを大幅に低減し  $\beta$  崩壊電子のエネルギースペクトルを得ることが可能である。表 2.2 にそれぞれの解析手法によるバックグラウンド低減効果を、図 2.6 に Geant4 によるシミュレーションに基づく最終的な  $\beta$  崩壊電子のエネルギースペクトル

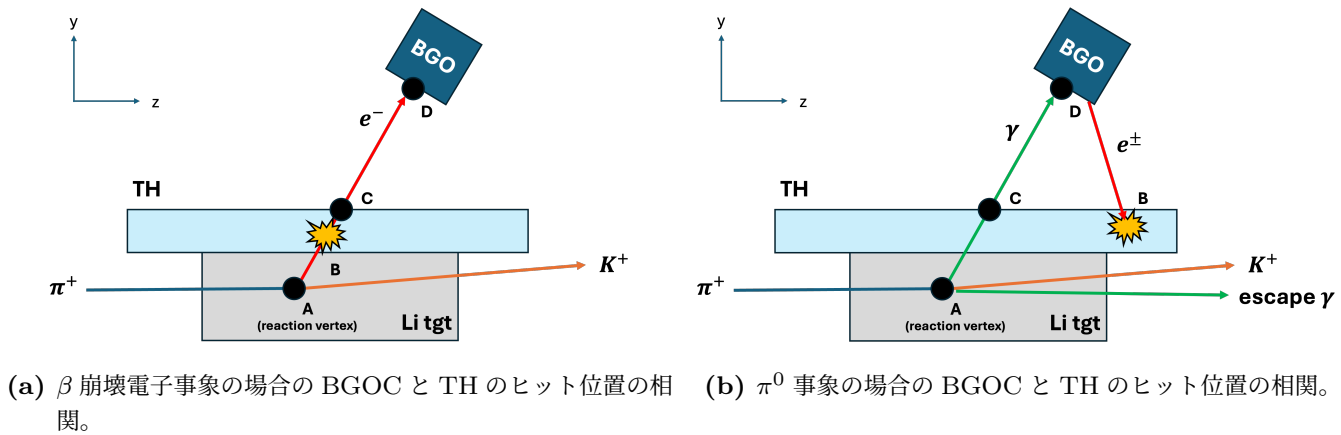
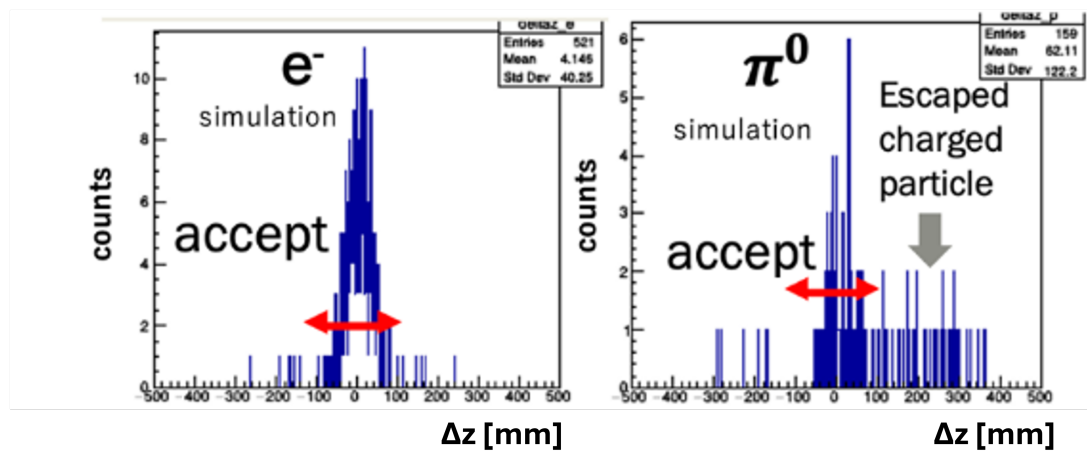


図 2.4: BGO と TH のヒット位置の相関の例。

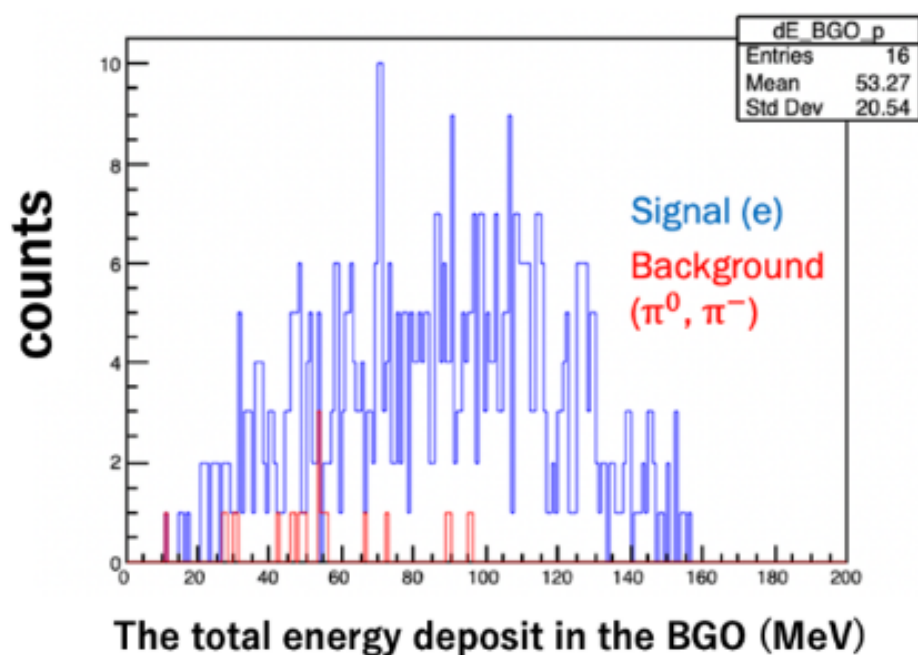
図 2.5: BGO と TH のヒット位置の  $z$  座標差  $\Delta z$  の分布例。

を示す。なお、表 2.2 に示す分岐比  $BR_{BG}$  は、表 1.3 を参考に設定されたものである。表 2.2 に、物理的な分岐比および各解析手法によるバックグラウンド低減効果をまとめた。表中の各解析手法の残存率は独立に評価されており、これらを全て掛け合わせたものが最終的な低減効果となる。なお、最下段に示す値は、自由空間での値に 1.1.2 で示した Pauli blocking の係数をかけた  $\beta$  崩壊分岐比  $BR_{\beta}$  で規格化した、最終的なバックグラウンド混入比 ( $BR_{BG}/BR_{\beta}$ ) である。また、フォトンカウンターは 1.2.2 内で述べるが、BGO の開口部に設置される予定の検出器で、BGO の開口部から逃げる  $\gamma$  線を検出することで、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドをさらに低減することを目的としている。Geant4 によるシミュレーションに基づく解析では、鉛とプラスチックシンチレータを重ねた構造のフォトンカウンターでヒットが検出された事象を除去することで、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドはさらに 70 % 除去できることが示されている。

図 2.6 において、青色のヒストグラムはバックグラウンド除去後の  $\beta$  崩壊電子のエネルギースペクトルを示す。赤色のヒストグラムは、バックグラウンド除去後に残った  $\pi^0, \pi^-$  由来のバックグラウンドのエネルギースペクトルを示す。最終的な解析の後にバックグラウンドとして残る  $\pi^0, \pi^-$  由来の事象は、 $\beta$  崩壊電子事象に比べて約 4 % 程度に抑えられていることが分かる。一方で、これらの解析により  $\beta$  崩壊電子事象の約 30 % が失われることがわかっている。

表 2.2: 各種解析手法によるバックグラウンド低減効果と最終的な残存率の評価。各値は独立に評価されたものであり、全体の低減効果はこれらに乗じた結果となる [32]。

項目	$\pi^0$ 残存率	$\pi^-$ 残存率
生成時の分岐比		
$BR_{BG}$	0.2	0.4
解析手法による残存率		
BGOC クラスター解析	0.03	0.07
TH $dE/dx$ 解析	0.1	0.001
TLC ヒット解析	0.1	0.045
$\Delta z$ 解析	0.8	—
フォトンカウンター	0.3	—
$BR_{BG}/BR_{\beta}$	<b>0.036</b>	<b>0.0026</b>

図 2.6: 最終的な  $\beta$  崩壊電子のエネルギースペクトルの例。青が  $\beta$  崩壊電子、赤が  $\pi^0, \pi^-$  由来のバックグラウンドを示す [32]。

## 2.2 クラスター解析の不定性

前述の通り、 $\pi$  中間子からのバックグラウンド低減には BGO シンチレータを用いたクラスター解析が重要な役割を果たす。しかしながら、BGO シンチレータにおける  $\pi^-$  吸収過程に関しては実験データが存在しておらず、Geant4 における  $\pi^-$  吸収過程には不定性が存在すると考えられる。本節では、先行研究 [33] をもとに、BGO シンチレータにおける  $\pi^-$  吸収過程の不定性に関する検討を行う。

### 2.2.1 バックグラウンド見積もりの不定性が与える影響

BGOC において、 $\pi^-$  は複数のクラスターを形成することが期待されるが、そのほとんどは  $\pi^-$  が BGO 内の原子核に吸収された際に生じる中性子によるものである。BGOC で  $\pi^-$  が 2 クラスタ以上を形成する確率  $R$  は、

$$R \propto N_n \cdot \epsilon_n \quad (2.1)$$

と表される。ここで、 $N_n$  は  $\pi^-$  吸収過程で生成される中性子の平均個数、 $\epsilon_n$  は BGOC における中性子検出効率である。従って、BGOC における  $\pi^-$  吸収過程の不定性は、 $N_n$  と  $\epsilon_n$  の不定性として表現できる。仮に、 $\pi^-$  吸収により生じる中性子の平均個数  $N_n$  が Geant4 のシミュレーション結果から半減した場合、BGOC における  $\pi^-$  が 2 クラスタ以上を形成する確率  $R$  も半減することになる。BGOC における  $\pi^-$  が 2 クラスタ以上を形成する確率  $R$  が半減した場合、BGOC のクラスター解析による  $\pi^-$  由来のバックグラウンド低減効果が 93 % から 46.5 % に低下すると予想される。この場合、表 2.2 に示した最終的なバックグラウンド低減効果に基づく  $\beta$  崩壊電子スペクトルにおける  $\pi^-$  由来のバックグラウンドの割合は 0.26 % から 2.0 % に増加すると予想され、 $\pi^0$  と合わせた最終的なバックグラウンドの割合は約 5.6 % に増加すると予想される。この状態では、 $\beta$  崩壊電子を 4 % の精度で測定するという当初の目標を達成できなくなる可能性がある。

表 2.2 においては、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドの方が割合として多いが、 $\pi^0$  のバックグラウンドは主に BGOC の開口部から逃げる  $\gamma$  線によって生じるため、ジオメトリに応じて容易に評価できるのに加え、Geant4 における  $\gamma$  線の相互作用過程は十分に検証されているため、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドに関しては不定性が小さく、最終的に得られたスペクトルから Geant4 シミュレーションで得られたバックグラウンドを差し引くことが可能であると考えられる。

一方で、 $\pi^-$  由来のバックグラウンドは BGOC における  $\pi^-$  吸収過程に大きく依存するため、実験データが不足した状態では、Geant4 を用いた不定性の評価は困難である。従って、バックグラウンドの正確な見積もりを行うためには、BGO における  $\pi^-$  吸収過程で放出される中性子の個数分布と、BGO における中性子検出効率を実験的に評価する必要がある。

### 2.2.2 $\pi^-$ 中間子吸収過程と放出中性子

本論文では、BGO 結晶内で  $\pi^-$  が電離損失により運動エネルギーをほぼ失って静止した後に吸収される事象を stop absorption、静止する前に吸収される事象を in-flight absorption と呼ぶ。この区分は先行研究での用語法と整合的であり [35]、停止後の核捕獲 (nuclear capture at rest) を扱う中性子測定として Madey ら [36] がある一方、入射  $\pi$  に有限の運動エネルギー (例えば 65 MeV や 50–200 MeV) を与えた吸収実験 [37, 38] は in-flight 吸収に対応する。

$\pi^-$  中間子が物質中で静止すると、原子核のクーロンポテンシャルに捕獲され、原子を形成した後に原子核に吸収される。この時、 $\pi^-$  の静止質量約 140 MeV/c<sup>2</sup> がエネルギーとして解放される。自由空間では、 $\pi^-$  中間子が陽子に吸収されて中性子へ変化する過程  $\pi^- + p \rightarrow n$  は、エネルギー・運動量が

保存しないため起こり得ない。一方で、核内では周囲の別の核子が余分な反跳運動量を受け取ることで  $\pi^-$  吸収過程が可能となる。よって、必ず2核子に吸収されたように見える。この時、 $\pi^-$  が吸収された陽子と反跳運動量を受け取った核子が強く結びついているほど吸収反応が起こりやすいので、核表面で強く相関している  $pn$  ペアなどに吸収される確率が高いと考えられている。したがって、 $\pi^-$  吸収過程は複数の核子 (核子クラスター) が関与する多体吸収プロセスが支配的であると考えられている。

一般に、 $\pi^-$  吸収反応に伴う粒子放出は、以下の2つの段階を経て進行すると理解されている。

1. 直接過程 (Direct Process):  $\pi^-$  が核内の核子対 (主に  $pn$  ペア、 $pp$  ペア) や  $\alpha$  クラスター等に吸収され、高いエネルギーを持った核子 (Primary nucleons) が放出される。
2. 蒸発過程 (Evaporation Process): 直接過程を経て励起状態となった残留核が、熱平衡状態へ移行する過程で低エネルギーの中性子や  $\gamma$  線を放出して脱励起する。

これまでの先行研究において、様々な原子核ターゲットに対する  $\pi^-$  吸収後の放出粒子スペクトルが測定されている。例えば、Madey ら [36] は、 $^{12}\text{C}$  から  $^{208}\text{Pb}$  に至る広範な原子核を対象に、 $\pi^-$  吸収反応から放出される中性子のエネルギースペクトルと収量を測定した。これらの研究により、放出中性子は直接過程に由来する高エネルギー成分 ( $> 20$  MeV) と、蒸発過程に由来する低エネルギー成分 ( $< 20$  MeV) の重ね合わせとして記述できることが示されている。特に重い原子核においては、蒸発過程による低エネルギー中性子の放出数が支配的であることが知られている。表 2.3 に、代表的な原子核ターゲットに対する  $\pi^-$  吸収反応から放出される中性子の平均個数の例を示す。

in-flight 吸収に関しては、以下のような先行研究が存在する (全体像については [39] を参照)。まず、Navon ら [40] および Ashery ら [41] は、主に 125 MeV の  $\pi^-$  を用いて Li, C, Al, Fe, Nb, Bi などの原子核に対する true absorption 断面積を透過法により抽出した。Bi のデータは得られているが、Ge や O のデータは含まれていない。次に、Navon ら [42] は  $^{16}\text{O}$  および  $^{18}\text{O}$  に対する in-flight 吸収と散乱を直接測定しており、酸素に関する貴重なデータを提供している。ただし、標的核種とエネルギー点は限定的である。また、Nakayama ら [37]、Ransome ら [38]、Jones ら [43] は、in-flight 吸収を陽子放出チャンネル (2p/3p を含む) を中心に解析しており、吸収機構の議論を主眼としている。BGO 構成元素への直接的な対応は限定的であり、[43] では全吸収断面積の推定に約 25% の不確かさが報告されている。さらに、Hicks ら [44] は 60–100 MeV の  $\pi^-$  を用いて重核 (U, Bi, Au) での誘起核分裂断面積を測定しているが、観測量は核分裂であり中性子収量の直接測定ではない。

以上より、BGO 構成元素に関しては Bi と O では in-flight 吸収に関連するデータが存在する一方、Ge に対する直接データは乏しい。また、既存データの観測量やエネルギー範囲は本研究の条件と必ずしも一致せず、中性子観測に直接利用できる系統的なデータは限定的である。

一方で、先行研究 [33] では、Geant4 のシミュレーションがこれらの実験データを十分に再現できないことが報告されている。この研究では、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験のシミュレーションにおいて使われた Geant4 の物理モデルである FTFP\_BERT (詳細は 5.1.1 を参照) を使って、BGO 結晶を構成する元素であるビスマス (Bi,  $Z = 83$ ) とゲルマニウム (Ge,  $Z = 32$ )、酸素 (O,  $Z = 8$ ) に対する  $\pi^-$  吸収反応をシミュレーションし、その結果を実験データ [36] と比較した。なお、ゲルマニウムに関

表 2.3: 代表的な原子核ターゲットに対する  $\pi^-$  吸収反応から放出される中性子の平均個数の例 [36]。

ターゲット核	総中性子数 $\langle N_n \rangle$	蒸発過程 $\langle N_n^{evap} \rangle$	直接過程 $\langle N_n^{direct} \rangle$
$^{12}\text{C}$	$2.44 \pm 0.18$	$0.67 \pm 0.13$	$1.77 \pm 0.15$
$^{14}\text{N}$	$2.62 \pm 0.20$	$0.86 \pm 0.16$	$1.76 \pm 0.17$
$^{16}\text{O}$	$2.63 \pm 0.20$	$0.85 \pm 0.15$	$1.78 \pm 0.16$
$^{27}\text{Al}$	$3.21 \pm 0.29$	$1.55 \pm 0.26$	$1.67 \pm 0.23$
$^{63,5}\text{Cu}$	$5.04 \pm 0.61$	$3.32 \pm 0.61$	$1.72 \pm 0.51$
$^{208}\text{Pb}$	$8.86 \pm 1.66$	$7.19 \pm 1.69$	$1.67 \pm 1.37$

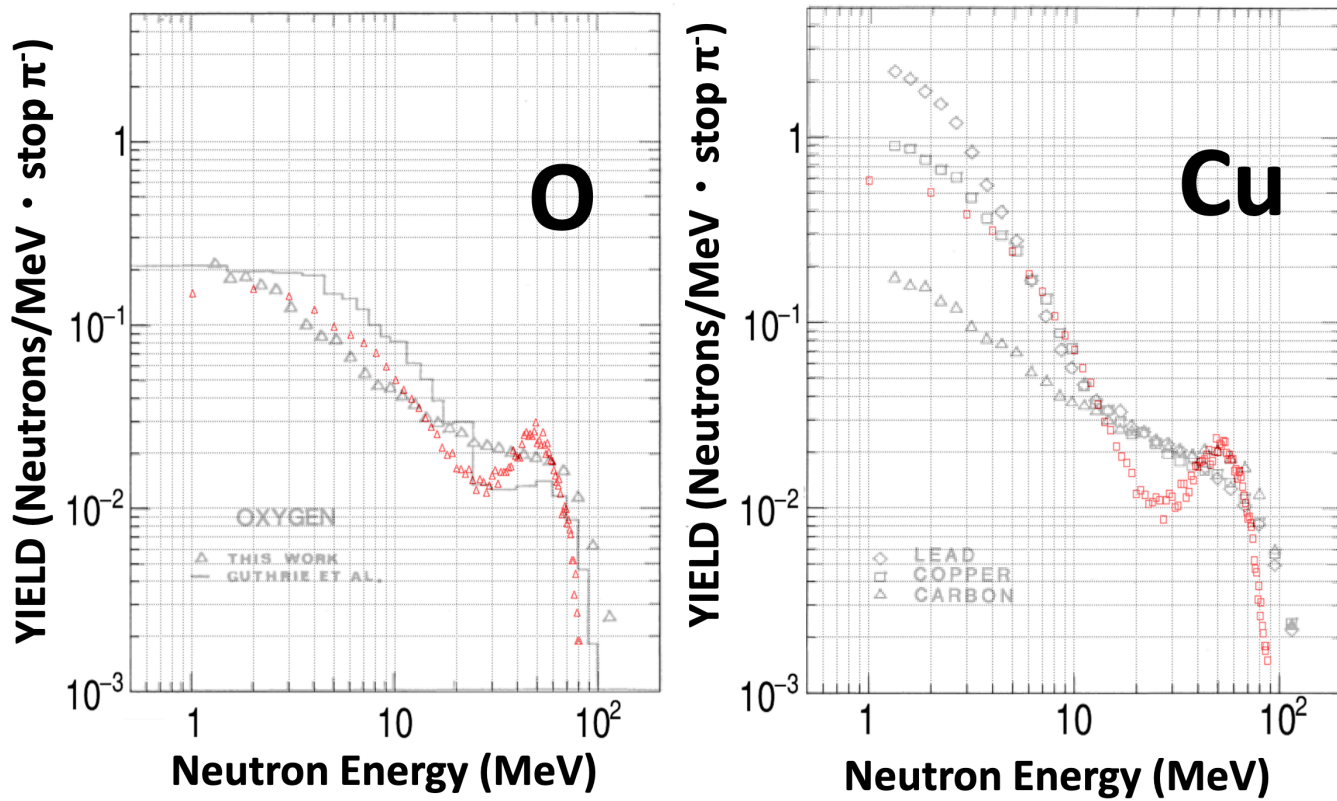
しては実験データが存在しないため、近い質量数を持つ銅 ( $\text{Cu}$ ,  $Z = 29$ ) でシミュレーションを行い、そのデータと比較した。図 2.7 に、Geant4 シミュレーションと実験データの比較を示す。図 2.7 に示す通り、Geant4 シミュレーションは中性子のエネルギー領域ごとに実験データと異なる結果を示している。まずどの核種においても、50-60 MeV 付近にピークが見られるが、これは実験データには見られない構造である。このピークは、Geant4 の物理モデルにおける直接過程から放出される中性子成分に起因している。また、10 MeV から 30 MeV の領域に関しては、Geant4 シミュレーションは実験データに比べて過小評価している。この領域は、直接過程で放出された一次中性子が核内で二次反応を起こし、発生した中性子成分が支配的であると考えられる。さらに、10 MeV 以下の低エネルギー領域に関しては、核種によって Geant4 シミュレーションが実験データを過小評価している場合と過大評価している場合がある。この領域は蒸発過程に由来する中性子成分が支配的であると考えられる。以上のように、Geant4 シミュレーションは  $\pi^-$  吸収反応に伴う中性子放出過程を正確に再現できていないことが示されている。

### 2.2.3 BGO における課題と BGO テスト実験の必要性

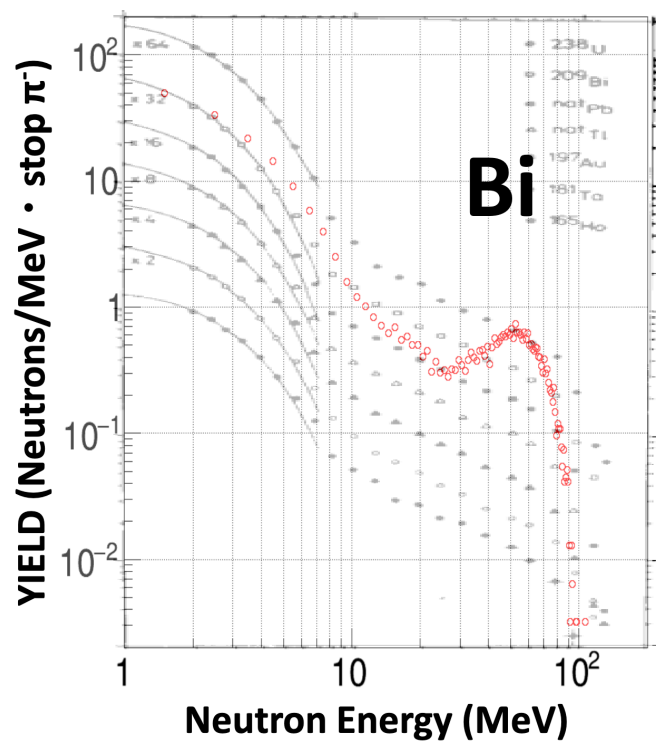
前節で述べた通り、単体の原子核に対する  $\pi^-$  吸収反応の基礎データはある程度存在するものの、本実験で用いる BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) 結晶そのものを対象とした実験データ、および Ge 原子核に対するデータは乏しいのが現状である。特に以下の 2 点において、既存のデータやシミュレーションのみに頼ることは困難である。

第一に、BGO の主要構成元素であるビスマス ( $\text{Bi}$ ,  $Z = 83$ ) は重核であるため、 $\pi^-$  吸収後に高い励起エネルギーを持った場合、中性子蒸発だけでなく核分裂 (Fission) が競合する可能性がある。核分裂が起きた場合、放出される中性子の数やエネルギー分布は単純な蒸発モデルとは大きく異なる可能性があるが、Bi でのこのような詳細な分岐比に関するデータは不足している。

第二に、放出された中性子が検出器内で引き起こす二次反応の複雑さである。特に蒸発過程で放出される数 MeV 以下の中性子は、BGO 結晶内での弾性散乱や捕獲反応 (Capture) を繰り返しながらエネルギーを失う。このエネルギー領域では、断面積が共鳴構造を持つなど核種ごとに複雑な振る舞いをするため、シミュレーションの物理モデルや使用する核データライブラリの精度に結果が大きく依存する。



(a) 酸素 (O) に対する  $\pi^-$  吸収反応から放出される中性子のエネルギースペクトルの比較。黒三角が実験データ、赤丸が Geant4 シミュレーションの結果を示す。  
 (b) ゲルマニウム (銅で代用) に対する  $\pi^-$  吸収反応から放出される中性子のエネルギースペクトルの比較。黒四角が実験データ、赤丸が Geant4 シミュレーションの結果を示す。



(c) ビスマス (Bi) に対する  $\pi^-$  吸収反応から放出される中性子のエネルギースペクトルの比較。上から 2 番目の線に乗る中白の丸が実験データ、赤丸が Geant4 シミュレーションの結果を示す。

図 2.7: Geant4 シミュレーションと実験データの比較 [33]。横軸が測定された中性子のエネルギー、縦軸が標的内で静止した  $\pi^-$  中性子の数で規格化された収量を示す。

以上の理由から、Geant4等のシミュレーションを用いてBGO検出器のバックグラウンドを見積もるにあたっては、 $\pi^-$ 吸収に伴う中性子放出量やそのエネルギー応答に大きな不定性が残る。したがって、核内 $\Lambda$ 粒子の $\beta$ 崩壊分岐比を精度良く測定し崩壊率を導出するためには、BGO検出器における $\pi^-$ 吸収反応を実験的に測定し、その振る舞いを直接評価することが不可欠である。理想的には中性子検出効率や閾値応答を独立測定で較正した上で比較を行うべきであるが、まずは $\beta$ 崩壊率測定実験と同一の配置（隣接するBGOシンチレータ）で、「あるBGOで $\pi^-$ が吸収されたときに中性子が隣接するBGOでどのように観測されるか」を実測し、Geant4計算と比較することで、幾何学効率・検出効率・閾値応答を含む実効的な検出器応答をまとめて検証する方針を採った。また、stop absorption成分だけでなくin-flight absorption成分もBGOC応答に寄与するため、静止吸収ピーク近傍のみではなく低dE側の成分も含めて比較することが重要である。

そこで、我々はJ-PARCのK1.8ビームラインにて、低運動量の $\pi^-$ ビームを用いてBGO結晶に対する $\pi^-$ 吸収反応実験を行った。本実験は、BGO結晶に入射した $\pi^-$ が吸収された際に放出される中性子の個数とエネルギー分布を測定し、Geant4シミュレーションと比較することでBGO結晶における $\pi^-$ 吸収反応における不定性の検証と改善を目的としている。

## 第3章

# BGO テスト実験のセットアップ

本章では、本実験を行った J-PARC K1.8 ビームラインとその検出器群、及び本研究のために構築した BGO テストベンチについて説明する。

### 3.1 K1.8 ビームライン

K1.8 ビームラインは、J-PARC ハドロン実験施設内に位置する二次ビームラインの一つであり、最大 1.8 GeV/c の K 中間子ビームを提供するために設計されている [45]。MR から取り出された 30 GeV 陽子ビームが生成標的（金）に衝突することで発生する 2 次粒子を収集し、特定の運動量を持つ粒子を選別して下流の実験標的へ輸送する役割を担う。

K1.8 ビームラインは、特に運動量が 1.8 GeV/c の K 中間子ビームの提供に特化しており、そのために最適化された磁気光学系を備えている。最上流部において、ビームラインの軸は Sanford-Wang の経験則に基づき、1 次陽子の進行方向から約 6 度の角度で取り出されるよう設置されており、これにより生成標的からの 2 次粒子の収集効率、特に K 中間子と  $\pi$  中間子の生成比 (K/ $\pi$  比) を最適化している。ビームラインの構造は、K1.8 ラインとほぼ同じであり、2 段の静電セパレータで粒子を分離している。

#### 3.1.1 J-PARC E70 実験

本 BGO テスト実験は、2025 年 2 月から 3 月にかけて、K1.8 ビームラインで行われた J-PARC E70 実験のパラサイト実験として行った。J-PARC E70 実験は、K1.8 ビームラインで行われた  $\Xi^-$  ハイパー核の精密分光実験である。この実験では、1.8 GeV/c の  $K^-$  ビームとアクティブファイバー標的を用いて  $^{12}_\Xi\text{Be}$  ハイパー核を生成し、その質量を高精度に測定することを目的としている [46, 47]。

一方、本研究における BGO テスト実験では、比較的低エネルギーの  $\pi^-$  中間子を用いた検出器応答の評価を目的としている。そのため、E70 実験の物理ランとは別に BGO テスト実験専用のビームタイムを確保し、ビームラインの電磁石設定を調整することで、運動量 0.4 GeV/c の  $\pi^-$  ビームを使用した。

### 3.1.2 K1.8 スペクトロメータ

K1.8 スペクトロメータは、K1.8 ビームラインの下流端、実験標的の上流に位置する磁気スペクトロメータであり、ビーム粒子の運動量分析と同定を行う。QQDQQ 型の磁気光学系を採用しており、実験標的位置でのビーム収束と高い運動量分解能 ( $\Delta p/p \sim 10^{-4}$ ) を実現している。図 3.1 に K1.8 スペクトロメータと検出器群の配置を示す。

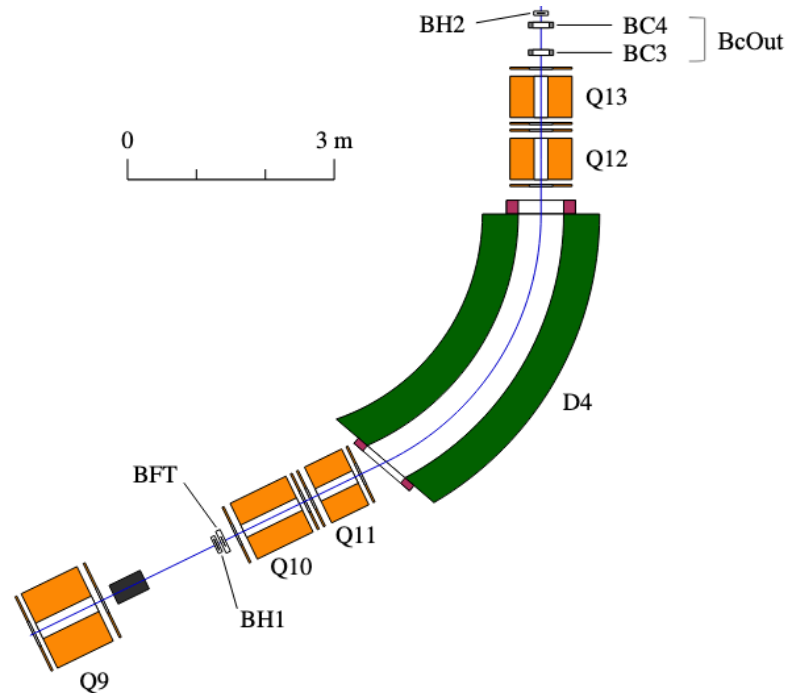


図 3.1: K1.8 スペクトロメータと検出器群の配置。

スペクトロメータの前後には飛跡検出器、プラスチックシンチレータホドスコープ、そして粒子識別のためのチェレンコフ検出器が配置されている。これらの検出器群により、ビーム粒子の飛跡再構成（トラッキング）と粒子識別（PID）が行われる。

#### ビームラインホドスコープ

ビームラインには BH1 と BH2 の 2 つのプラスチックシンチレータホドスコープが設置されており、これらはビーム粒子の位置とタイミングを高精度で測定するために使用される。BH1 は K1.8 ビームラインの上流側に、BH2 は下流側に配置されている。各ホドスコープは短冊状のプラスチックシンチレータで構成されており、ビーム粒子が通過する際に発生する光信号を上下端にある光電子増倍管 (PMT) で読み出す。表 3.1 にビームラインホドスコープの仕様を、図 3.2 に図を示す。

表 3.1: ビームラインホドスコープの仕様

検出器	セグメント数	有感領域 ( $x \times y \times z$ ) [mm <sup>3</sup> ]	読み出し
BH1	11	170 × 66 × 5	2 × 11 ch PMT
BH2	8	118 × 60 × 5	2 × 8 ch PMT

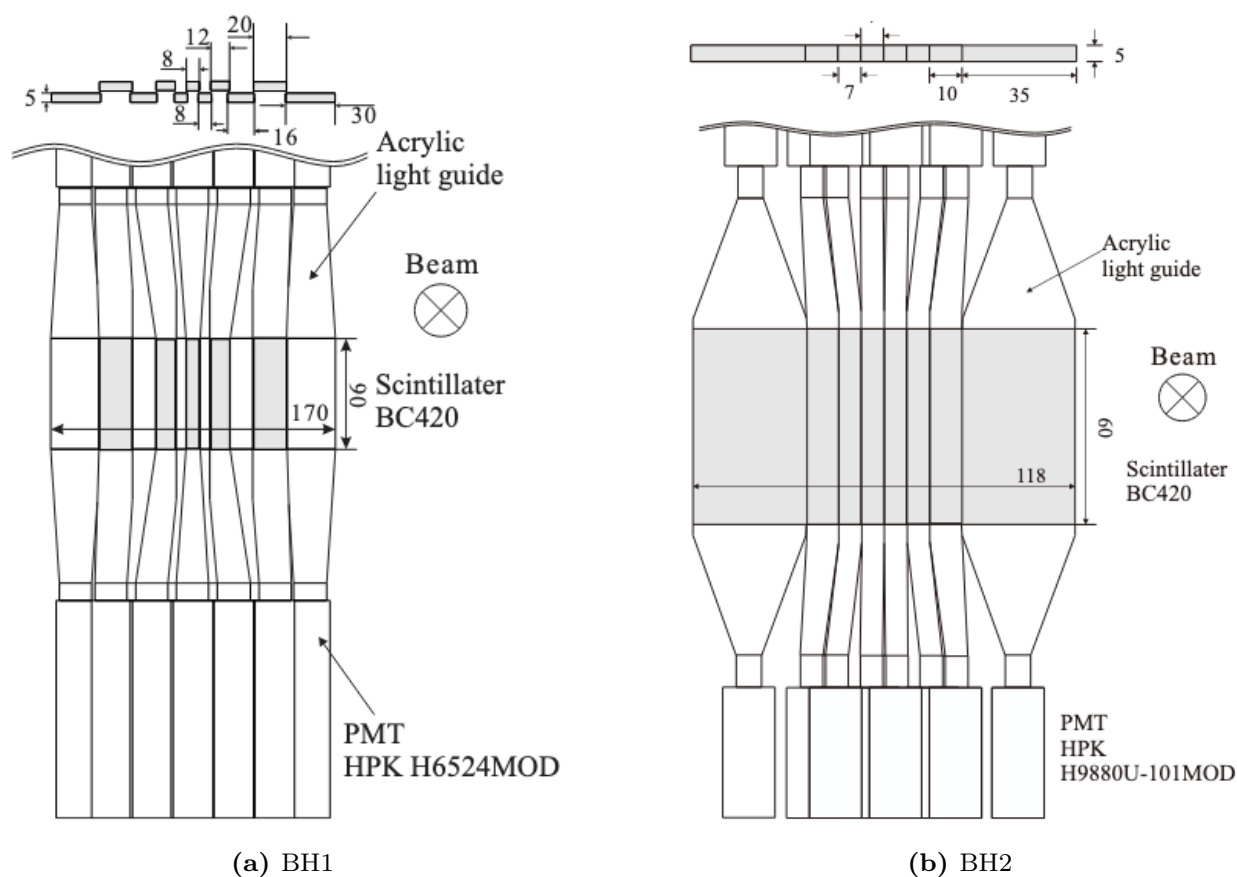


図 3.2: ビームラインホドスコープの図 [48]。

特に、BH2 は実験全体における時間基準 (Time Zero, T0) カウンターとしての役割を果たしており、飛行時間測定 (TOF) の基準となる。BH1 と BH2 間の飛行距離は約 10.4 m であり、ビーム粒子の TOF における典型的な時間分解能は約 125 ps である [49]。

#### ビームファイバートラッカー (BFT)

K1.8 スペクトロメータの上流側には、ビームファイバートラッカー (Beam Fiber Tracker, BFT) が設置されている。BFT は、大強度の中間子ビーム環境下において、MWPC などのガス検出器では信号がパイルアップし動作も不安定になる高レート条件下でも安定した位置測定を行うために開発された [50]。直径 1 mm のプラスチックシンチレーションファイバーを用いて構成されており、2 層のファイバーシートが x 方向 (水平方向) の位置を測定するように互い違いに配置されている。ファイバーは一本ずつマルチピクセルフォトンカウンター (MPPC) によって読み出される。表 3.2 に BFT の仕様を、図 3.3 に図を示す。

表 3.2: ビームファイバートラッカー (BFT) の仕様

検出器	セグメント数	有感領域 [mm]	読み出し
BFT	$160 \times 2$ ( $xx'$ )	$160^x \times 80^y$	$160 \times 2$ ch MPPC

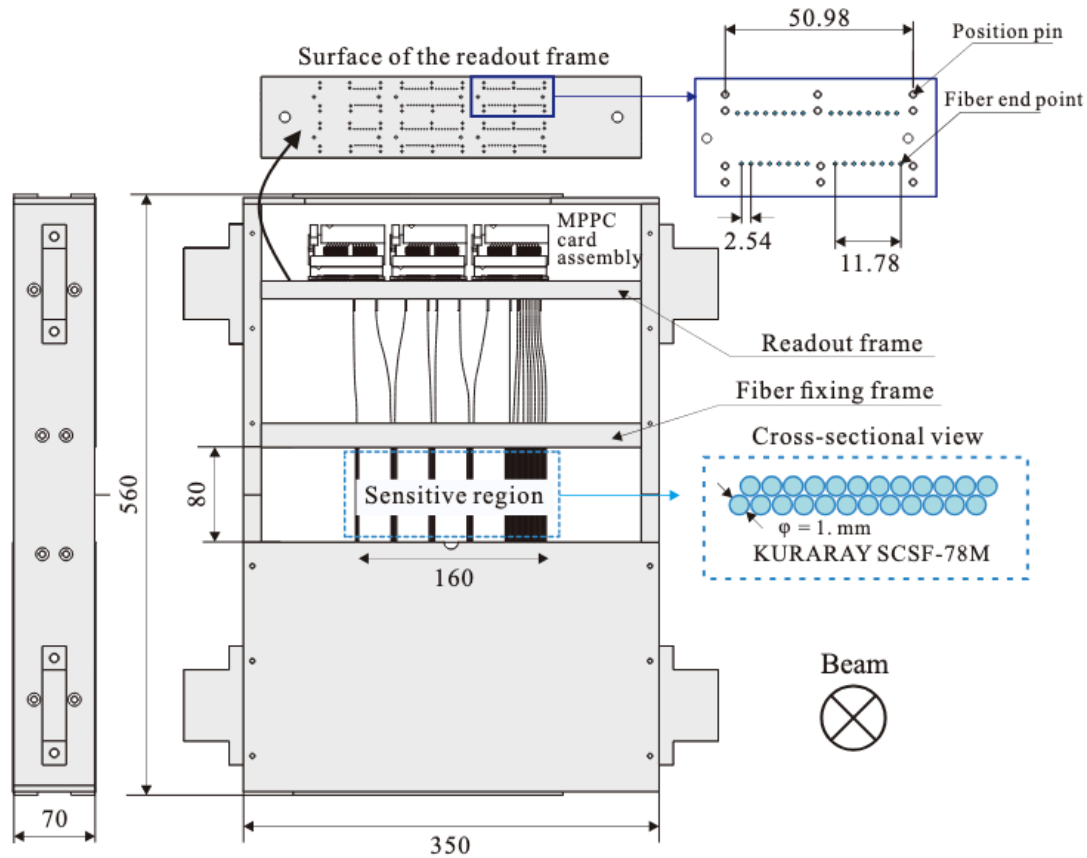


図 3.3: ビームファイバートラッカー (BFT) の図 [48]。

### ビームラインチェンバー (BcOut)

K1.8 スペクトロメータの下流側には、2 台のプラナー型ドリフトチェンバーである BC3 と BC4 が設置されている。これらをまとめて BcOut と呼ぶ。BcOut は、K1.8 スペクトロメータを通過した後のビーム粒子の飛跡を再構成するために使用される。各ドリフトチェンバーは 6 層のワイヤー面で構成されており、センスワイヤを異なる角度で配置した 3 組のペアプレーンによって 2 次元位置情報を提供する。表 3.3 に BcOut の仕様を、図 3.4 にペアプレーンの概念図を示す。BH1、BH2、BFT、BcOut の各検出器の情報を統合することで、K1.8 スペクトロメータを通過するビーム粒子の高精度な飛跡再構成および運動量解析が可能となる。

表 3.3: ビームラインチェンバー (BcOut) の仕様

検出器	ワイヤー面構成	センスワイヤピッチ [mm]	チャンネル数
BC3	$xx'vv'uu'$ ( $0^\circ, -15^\circ, +15^\circ$ )	3 mm	64 ch/plane
BC4	$uu'vv'xx'$ ( $+15^\circ, -15^\circ, 0^\circ$ )	3 mm	64 ch/plane

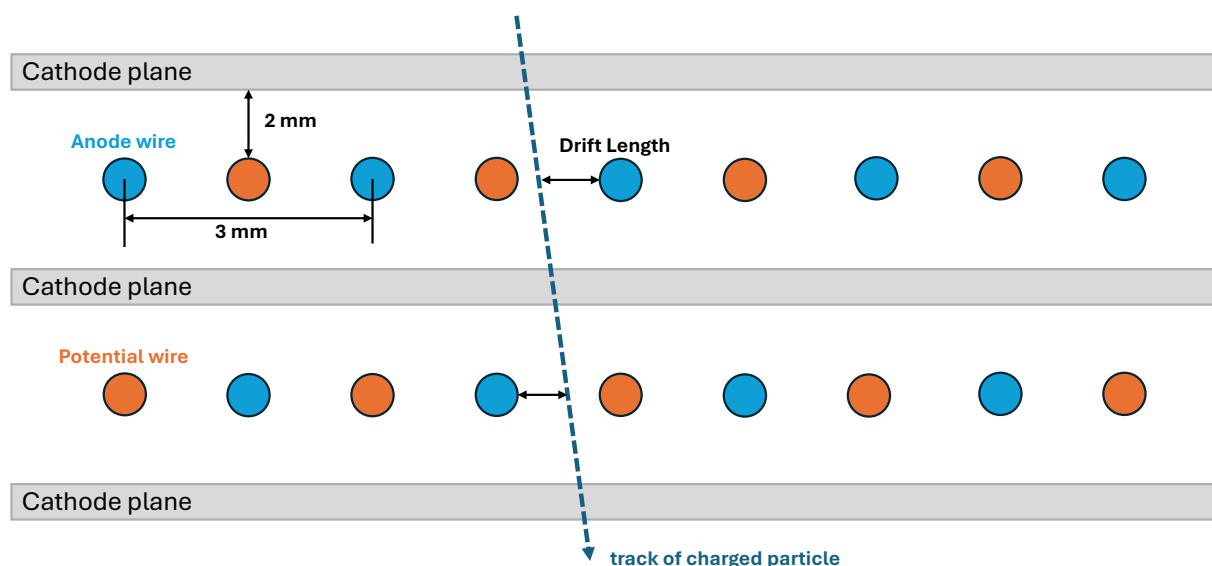


図 3.4: ビームラインチェンバー (BcOut) のペアプレーンの概念図。

### 3.1.3 アクティブファイバー標的

K1.8 スペクトロメータの下流には、E70 実験の実験標的としてアクティブファイバー標的 (Active Fiber Target, AFT) が配置されている。AFT は、シンチレーションファイバーを用いて構成された標的であり、ビーム粒子と標的核との反応点を高精度で測定することができる。

### 3.1.4 S-2S スペクトロメータ

AFT の下流には散乱粒子用のスペクトロメータである S-2S スペクトロメータが設置されている。S-2S スペクトロメータは、ビーム粒子と標的核との反応によって生成される散乱粒子、特に ( $K^-$ ,  $K^+$ ) 反応などにより生成される粒子の運動量分析と同定を行うために設計された。QQD 型の磁気光学系を採用しており、高い運動量分解能を持つ。

S-2S スペクトロメータの上流側と下流側には、それぞれ飛跡検出器群 (SdcIn, SdcOut) が配置されている。また、最下流部には飛行時間測定のための TOF 検出器、および粒子識別のためのチェレンコフ検出器群 (AC1, WC) が設置されている。図 3.5 に S-2S スペクトロメータと検出器群の配置を示す。

#### 散乱粒子用ドリフトチェンバー (SdcIn/SdcOut)

S-2S スペクトロメータの上流部と下流部には、散乱粒子の飛跡を高精度で測定するためのドリフトチェンバーが設置されている。上流部には 2 台のドリフトチェンバー (SDC1, SDC2) が、下流部には 3 台のドリフトチェンバー (SDC3, SDC4, SDC5) が配置されており、それぞれ SdcIn, SdcOut と総称される。このうち、SDC2 は BcOut と同じくプラナー型であり、その他の 4 台はハニカム型ドリフトチェンバーである。各ドリフトチェンバーは複数のワイヤー面で構成されており、センスワイヤを異なる角度で配置したペアプレーンによって 2 次元位置情報を提供する。これらのドリフトチェンバーの仕様を表 3.4 に、ハニカム型ドリフトチェンバーの概要図を図 3.6 に示す。

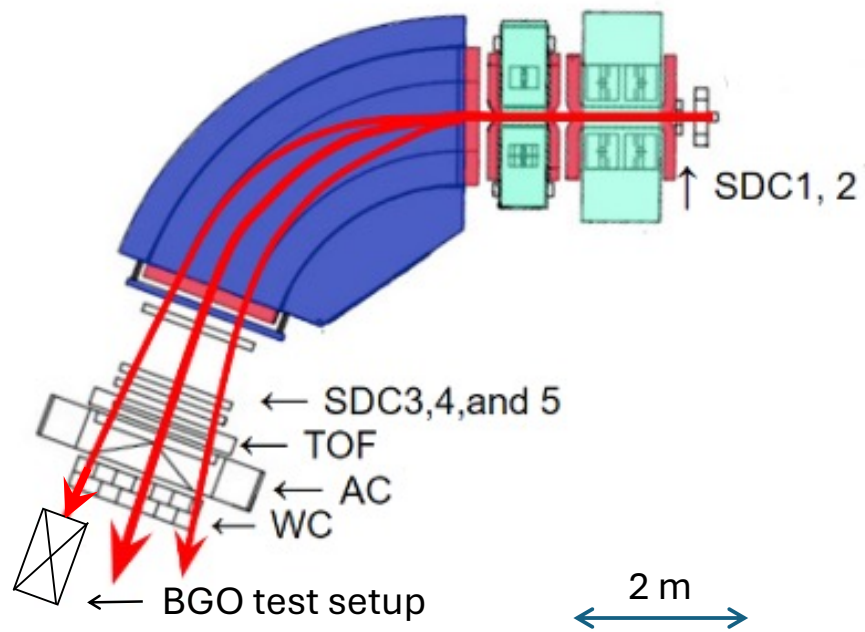


図 3.5: S-2S スペクトロメータと検出器群の配置。

表 3.4: 散乱粒子用ドリフトチェンバー (SdcIn/SdcOut) の仕様

検出器	ワイヤー面構成	センスワイヤピッチ [mm]	チャンネル数
SDC1	$uu'xx'vv'$ ( $0^\circ, -15^\circ, +15^\circ$ )	6 mm	64 ch/plane
SDC2	$vv'uu'$ ( $+15^\circ, -15^\circ, 0^\circ$ )	5 mm	44 ch/plane
SDC3	$xx'yy'$ ( $0^\circ, +90^\circ$ )	9 mm	128 ch/plane
SDC4	$yy'xx'$ ( $+90^\circ, 0^\circ$ )	9 mm	128 ch/plane
SDC5	$yy'xx'$ ( $0^\circ, +90^\circ$ )	9 mm	$yy'$ : 96 ch/plane $xx'$ : 128 ch/plane

#### 下流カウンター群

SdcOut の下流には、時間測定用検出器である TOF と、粒子識別のためのチェレンコフ検出器群が配置されている。TOF はプラスチックシンチレータで構成されており、散乱粒子の飛行時間を測定する。TOF のさらに下流には、2 台のチェレンコフ検出器、AC1 と WC が設置されている。AC1 はシリカエアロゲルを用いたエアロゲルチェレンコフ検出器であり、屈折率は個体差があるものの 1.05–1.06 程度である。主に  $K$  中間子に対する  $\pi$  中間子やミューオンの分離に使用される。一方、WC は純水を用いた水チェレンコフ検出器であり、屈折率は約 1.33 と AC1 に比べ大きく、主に  $K$  中間子に対する陽子の分離に使用される。

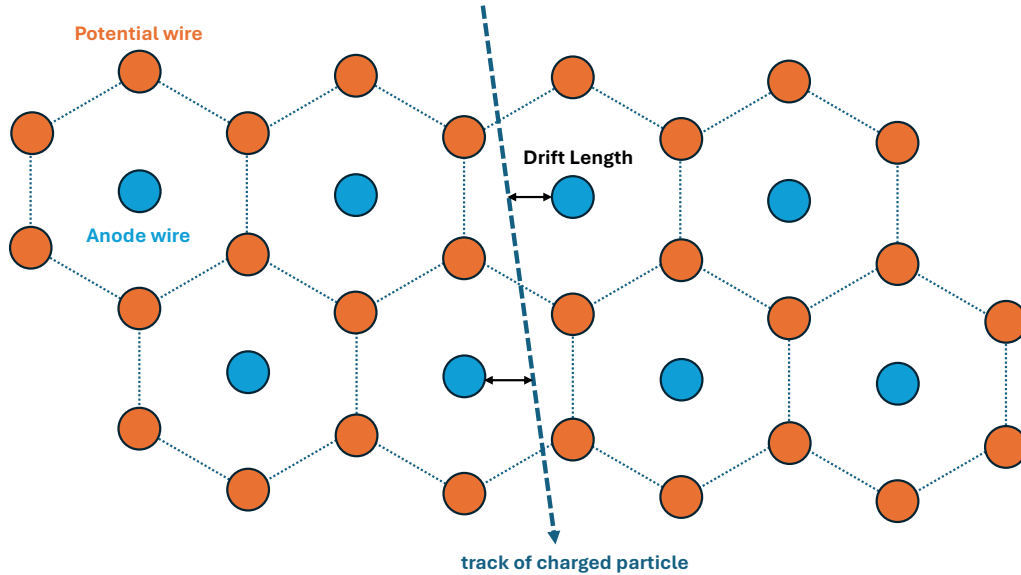


図 3.6: ハニカム型ドリフトチェンバーの概要図。

表 3.5: 下流カウンター群の仕様

検出器	セグメント数	有感領域 [mm]	読み出し
TOF	19	1192 <sup>x</sup> × 600 <sup>y</sup>	19 × 2 ch PMT
AC1	1	1450 <sup>x</sup> × 995 <sup>y</sup>	8 ch PMT
WC	6 × 2	1495 <sup>x</sup> × 730 <sup>y</sup>	12 × 2 ch PMT

BH1-WC 間の物質質量と  $\pi^-$  ビーム生存率の概算

BH1 から WC までの区間には、プラスチックシンチレータ (BH1/BH2: 厚さ各 5 mm、TOF: 厚さ 2 cm)、シリカエアロゲル (AC1: 厚さ 9 cm)、および純水 (WC: 厚さ 14 cm) と多くの物質が存在する。ここでは各検出器をビームに垂直な一様平板として近似し、単位面積あたりの物質質量  $X = \sum_i \rho_i t_i$  [g/cm<sup>2</sup>] を見積もる。プラスチックシンチレータは密度  $\rho_{ps} \simeq 1.03$  g/cm<sup>3</sup> とし [51]、水は  $\rho_w = 1.0$  g/cm<sup>3</sup> とした。AC1 のエアロゲルは屈折率  $n = 1.05$ – $1.06$  から密度  $\rho_{aero} \simeq 0.24$ – $0.29$  g/cm<sup>3</sup> と近似すると、BH1-WC 間の合計面密度は

$$\begin{aligned}
 X_{\text{tot}} &\simeq X_{\text{ps}} + X_{\text{aero}} + X_w \\
 &\simeq \underbrace{1.03 \times (0.5 + 0.5 + 2.0)}_{X_{\text{ps}} \simeq 3.1} + \underbrace{(0.24-0.29) \times 9}_{X_{\text{aero}} \simeq 2.1-2.6} + \underbrace{1.0 \times 14}_{X_w = 14} \\
 &\simeq 19.2-19.7 \text{ g/cm}^2
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

となる。

次に、 $\pi^-$  が物質中で強い相互作用（吸収・非弾性散乱など）を起こさずに通過する確率を、 $\pi$  の相互作用長  $\lambda_{\pi I}$  を用いて

$$P_{\text{had}} \simeq \exp\left(-\sum_i \frac{X_i}{\lambda_{\pi I, i}}\right) \tag{3.2}$$

と近似する。水、ポリスチレン、および SiO<sub>2</sub>（エアロゲルの組成近似）に対する  $\lambda_{\pi I}$  の代表値を用い

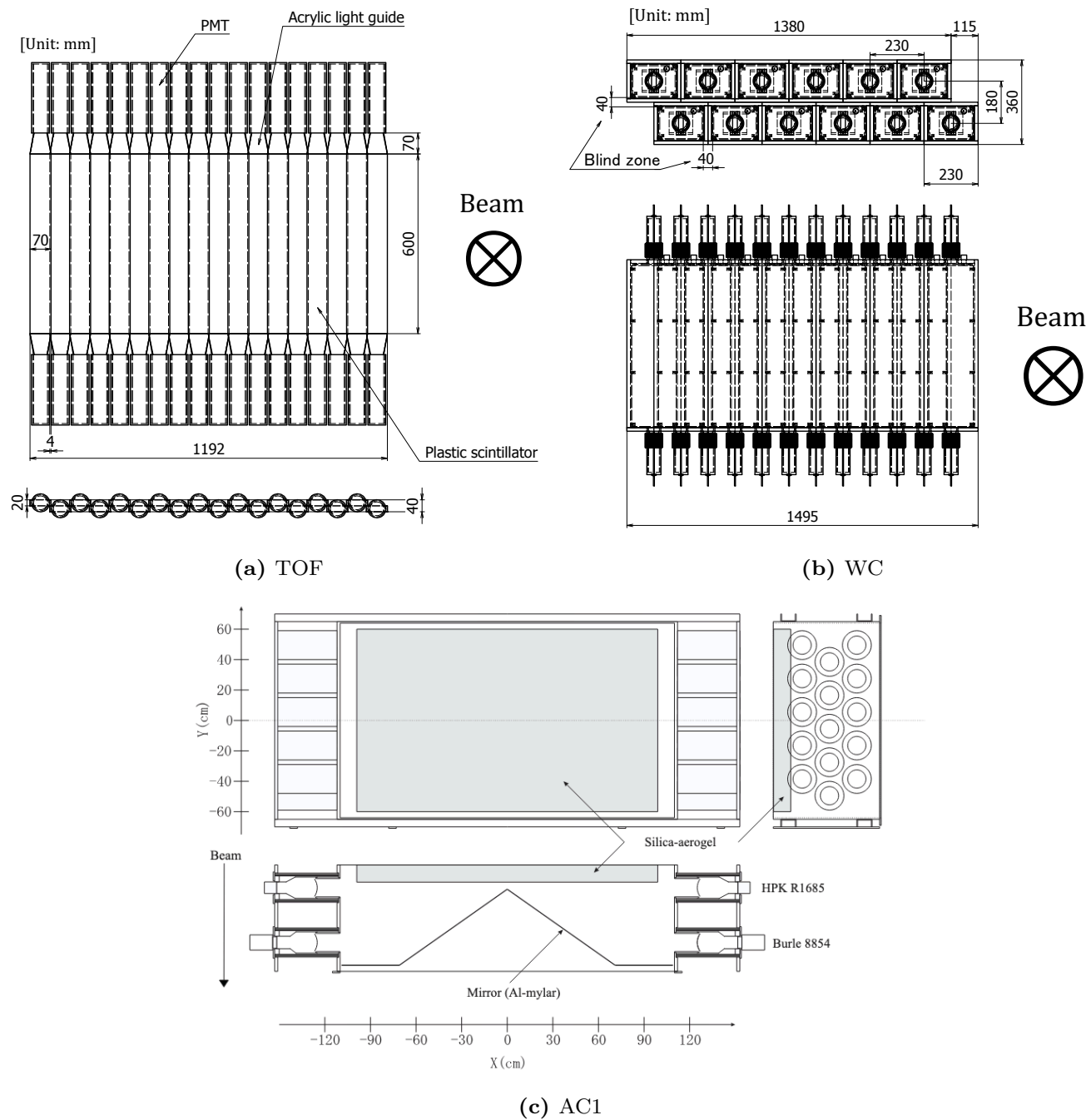


図 3.7: 下流カウンター群の図。

ると [12]、BH1–WC 間で

$$P_{\text{had}} \simeq 0.85 \quad (3.3)$$

となり、物質反応のみでの  $\pi^-$  減衰は約 15% 程度と見積もられる。

さらに、 $\pi^-$  は飛行中に  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  で崩壊する。 $\pi^-$  の静止質量を  $m_\pi$ 、平均寿命を  $\tau_\pi$ 、運動量を  $p_\pi$  とすると、飛行距離  $L$  を通過した後の生存確率は

$$P_{\text{dec}}(L) = \exp\left(-\frac{L}{\beta\gamma c\tau_\pi}\right) = \exp\left(-\frac{m_\pi L}{p_\pi c\tau_\pi}\right) \quad (3.4)$$

で与えられる。BH1–BH2 間の飛行距離は約 10.4 m、BH2–WC 間は約 11 m であり、合計の飛行距離は  $L \simeq 21.4$  m である。BH2 での  $\pi^-$  運動量は約 0.4 GeV/c であるため、BH2–WC 間の物質通過に

伴う運動量  $p_\pi$  の低下を線形近似して式 (3.4) を適用すると、崩壊せずに到達する確率は

$$P_{\text{dec}} \simeq 0.36 \quad (3.5)$$

となる。したがって、BH1-WC 間で  $\pi^-$  が  $\pi^-$  のまま生存する確率は

$$P_{\text{tot}} \simeq P_{\text{had}} P_{\text{dec}} \simeq 0.30 \quad (3.6)$$

程度と概算される。実際はこれに加えてビームのプロファイルが広がることにより、単位面積あたりのビーム強度が低下することも考慮する必要があるが、上流におけるビーム強度を適切に設定することで対応可能であり、WC 通過後も十分な  $\pi^-$  強度を確保できる。

## 3.2 BGO テスト実験のセットアップ

本実験では、実験スペース上の制約から、図 3.5 に示すようにテスト用の BGO 検出器を S-2S スペクトロメータの最下流 (WC の後方) に設置した。しかし、このような低運動量領域では、 $\pi^-$  中間子の崩壊によるミュオンの混入や、上流物質 (AC1, WC 等) での多重散乱によるビームプロファイルの広がり、および核反応によるバックグラウンド粒子の生成が無視できない。そのため、BGO 検出器への入射粒子を正確に同定するため、BGO 検出器の直前に 1 枚のトリガーカウンター (TMC)、2 枚のトラッキングカウンター (TC1, TC2)、および 2 枚 1 組で計 5 組の Veto Counter (VC) を設置し、BGO 検出器近傍での飛跡再構成と吸収イベントの選別を行うシステムを構築した。

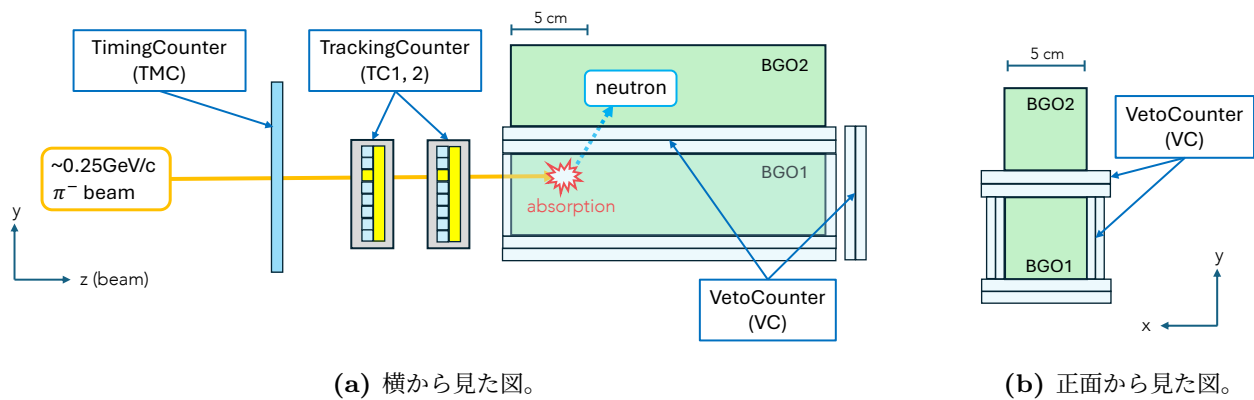


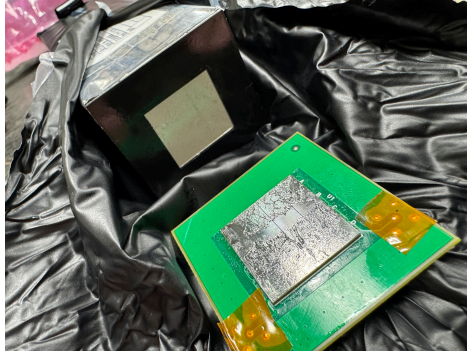
図 3.8: BGO 検出器群のセットアップ概念図。

### 3.2.1 BGO 検出器

$\pi^-$  中間子吸収反応から放出される中性子等を検出するため、本実験では 2 つの BGO 結晶 (BGO1, BGO2) を鉛直方向に重ねて配置した。各結晶のサイズは  $50 \times 50 \times 200$  mm であり、これは将来的に  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験で計画されているサイズと同程度である。 $\beta$  崩壊率測定実験では、 $50 \times 50$  mm の端面に PMT を取り付けて読み出す計画であるが、本テスト実験ではセットアップの幾何学的制約により PMT の取り付けが困難であったため、Hamamatsu Photonics 製の MPPC (S13361-6050NE-04) を用いて読み出しを行った。BGO 検出器と MPPC 基板の写真を図 3.9 に示す。また、BGO 検出器に

用いた MPPC の仕様を表 3.6 に示す。BGO 結晶と MPPC はオプティカルグリス (EJ-550[52]) を用いて光学的に接着し、遮光のために黒色テープで固定した後、さらに全体を遮光シートで覆っている。

BGO 検出器のダイナミックレンジは、Caen V792(後述) の overflow を起こす領域である 3600 ch 以上に測定対象信号が入らないように設定し、および  $-250 \text{ MeV}/c \pi^-$  中間子の静止吸収事象のエネルギー損失と  $-0.9 \text{ GeV}/c \pi^-$  中間子の突き抜け時のエネルギー損失 (約 180 MeV) の両方を十分にカバーするため、0–350 MeV に設定した。



(a) BGO1 と MPPC 基板。内部構造を示すため遮光を一部外している。



(b) BGO 検出器の全体写真。

図 3.9: BGO 検出器の写真。

表 3.6: MPPC (S13361-6050NE-04) の仕様 [53]

項目	仕様
有効エリア	$12 \times 12 \text{ mm}$
ピクセル数	14336
ピクセルピッチ	$50 \mu\text{m}$
降伏電圧 $V_{BR}$	$53 \pm 5 \text{ V}$
PDE (420 nm)	40%
ダークカウントレート	2 Mcps
ゲイン	$1.7 \times 10^6$

### 3.2.2 飛跡検出器 (Tracking Counter)

飛跡検出器 (TC1, TC2) は、BGO1 の直前に設置された 2 台のプラスチックシンチレータホドスコープであり、BGO に入射するビーム粒子の局所的な飛跡再構成を行う。有感領域は  $64 \times 64 \text{ mm}$  であり、各ホドスコープは、x 方向および y 方向にそれぞれ 32 本のプラスチックシンチレータバーを互い違いに配置して構成されている。各バーのサイズは  $2 \times 2 \times 79 \text{ mm}$  と細く、得られる光量が少ないため、読み出しには高増倍率を持つ Hamamatsu Photonics 製 MPPC (S13360-1375PE) を採用し、MPPC 素子とシンチレータは直接接着した。各シンチレータバーは光クロストークを防ぐために個別に遮光紙で覆われており、さらにフレームのビーム入射窓部分も遮光紙で覆い、MPPC 基板との接合部も遮光テ

プを用いて嚴重に遮光処理を施している。表 3.7 に TC の仕様を、図 3.10 に TC の図を示す。

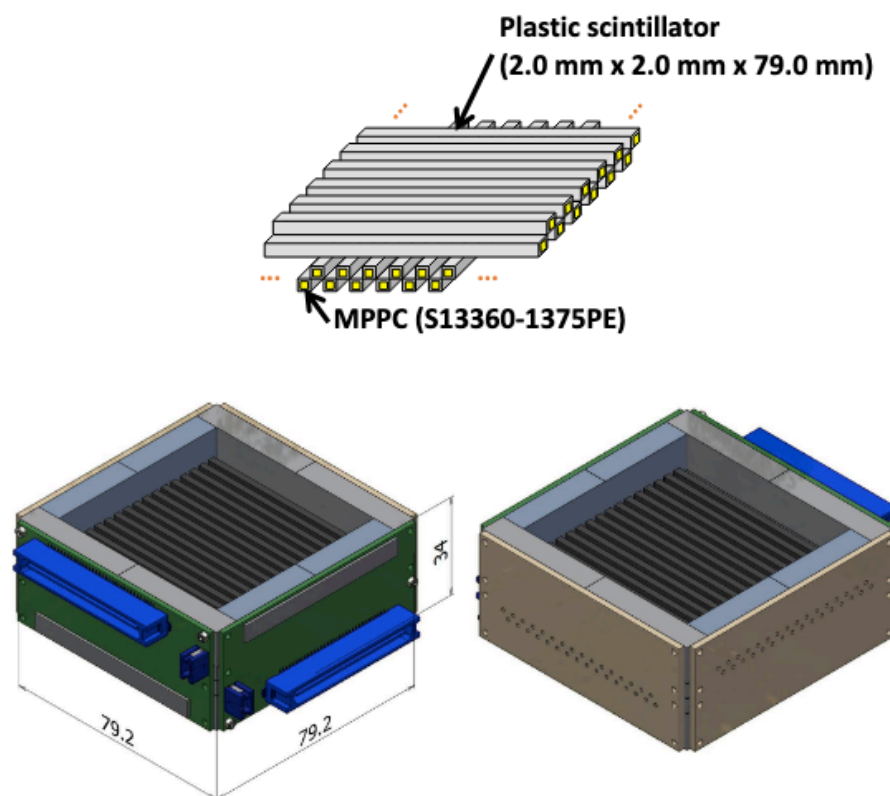


図 3.10: 飛跡検出器 (Tracking Counter, TC) の概要図。

表 3.7: TC 用 MPPC (S13360-1375PE) の仕様 [54]

項目	仕様
有効エリア	$1.3 \times 1.3 \text{ mm}$
ピクセル数	285
ピクセルピッチ	$75 \mu\text{m}$
降伏電圧 $V_{BR}$	$53 \pm 5 \text{ V}$
PDE (420 nm)	50%
ダークカウントレート	90 kcps
ゲイン	$4.0 \times 10^6$

TC のゲインは、ビーム照射前に  $^{90}\text{Sr}$  線源のベータ線を照射し、エンドポイントに対応するエネルギー付近の TOT<sup>\*1</sup>チャンネル (40–60 チャンネル) が TC1 の中、および TC2 の中で一致し、かつノイズ信号と十分分離するように各 MPPC のバイアスを調整した。図 3.11a にゲイン調整後の TC1、およ

\*1 所定の閾値で波高弁別を行う際、信号が閾値を初めて超えた箇所を Leading edge と呼び、その後信号が閾値を下回った箇所を Trailing edge と呼ぶ。Leading edge と Trailing edge の時間情報をそれぞれ  $T_L, T_T$  とした時、信号が閾値を上回っていた時間 (Time over threshold; TOT) は以下のように定義される。

$$\text{TOT} = T_T - T_L$$

図 3.11b に TC2 の、 $-0.4 \text{ GeV}/c$  ビーム照射時の TOT 分布を示す。横軸がセグメント番号、縦軸が TOT チャンネルを示している。ここで、X 面と Y 面のセグメント番号は全体で通し番号として付与されており、0–31 が X 面、32–63 が Y 面に対応している。

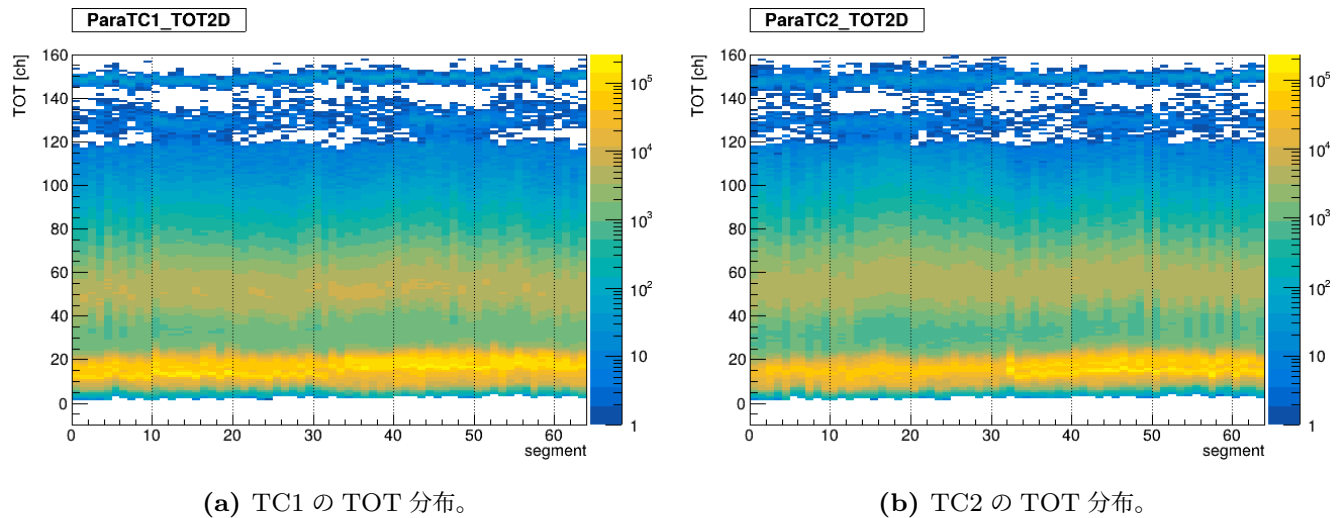


図 3.11: 飛跡検出器 (TC) の TOT 分布。横軸が TC のセグメント番号、縦軸が TOT チャンネルを示す。セグメント番号のうち 0–31 が X 面、32–63 が Y 面に対応している。

### 3.2.3 荷電粒子 Veto 検出器 (Veto Counter)

荷電粒子 Veto 検出器 (Veto Counter, VC) は、BGO1 の上下左右および背面に配置された計 5 組 (各組 2 枚重ね) のプラスチックシンチレータである。VC は、ビーム粒子が BGO1 で反応せずに通過した場合や、反応後に荷電粒子が BGO から漏れ出したイベントを識別 (Veto) するために用いられる。各 VC は厚さ 5 mm のプラスチックシンチレータで構成されており、シンチレーション光を収集するために波長変換ファイバーが埋め込まれている。ファイバーの端には読み出し用の MPPC が後面に取り付けられている。構造上、すべての VC を一つの基板でまとめて読み出すことが困難であったため、1 セグメントにつき 1 つの MPPC を実装した個別基板を用いて読み出しを行った。MPPC 基板はシンチレータに開けられた穴にねじ止めされており、シンチレータと MPPC 素子は直接接着されている。VC はテフロンテープでシンチレータの遮光処理を施した後、さらに MPPC 基板を含む全体を遮光シートで覆っている。MPPC には Hamamatsu Photonics 製の S10362-11-100P を採用している。表 3.9 に VC 用 MPPC の仕様を示す。

VC は BGO1 の左右に配置されたもの (VC-L/VC-R)、上下に配置されたもの (VC-U/VC-D)、背面に配置されたもの (VC-B) の 3 種類があり、それぞれシンチレータのサイズが異なる。VC の各セグメントのサイズと設置場所を表 3.8 に示す。また、それぞれのシンチレータの図を図 3.12 に示す。VC は 10 個の MPPC 全てに同一のバイアスをかけて動作させており、それぞれの信号の閾値は個別に設定している。閾値の設定には  $^{90}\text{Sr}$  線源のベータ線を照射した時の TDC スペクトルと、クロック信号で作成したランダムトリガー時の TDC スペクトルを用い、各セグメントで TDC の true peak の中に入り込んでしまうノイズ成分が 1% 以下になるように閾値を設定した。

表 3.8: 荷電粒子 Veto 検出器 (VC) の仕様

	セグメント数	シンチレータサイズ [mm]
VC-L/R	2 組 (4 枚)	50 × 210 × 5
VC-U/D	2 組 (4 枚)	80 × 210 × 5
VC-B	1 組 (2 枚)	80 × 74 × 5

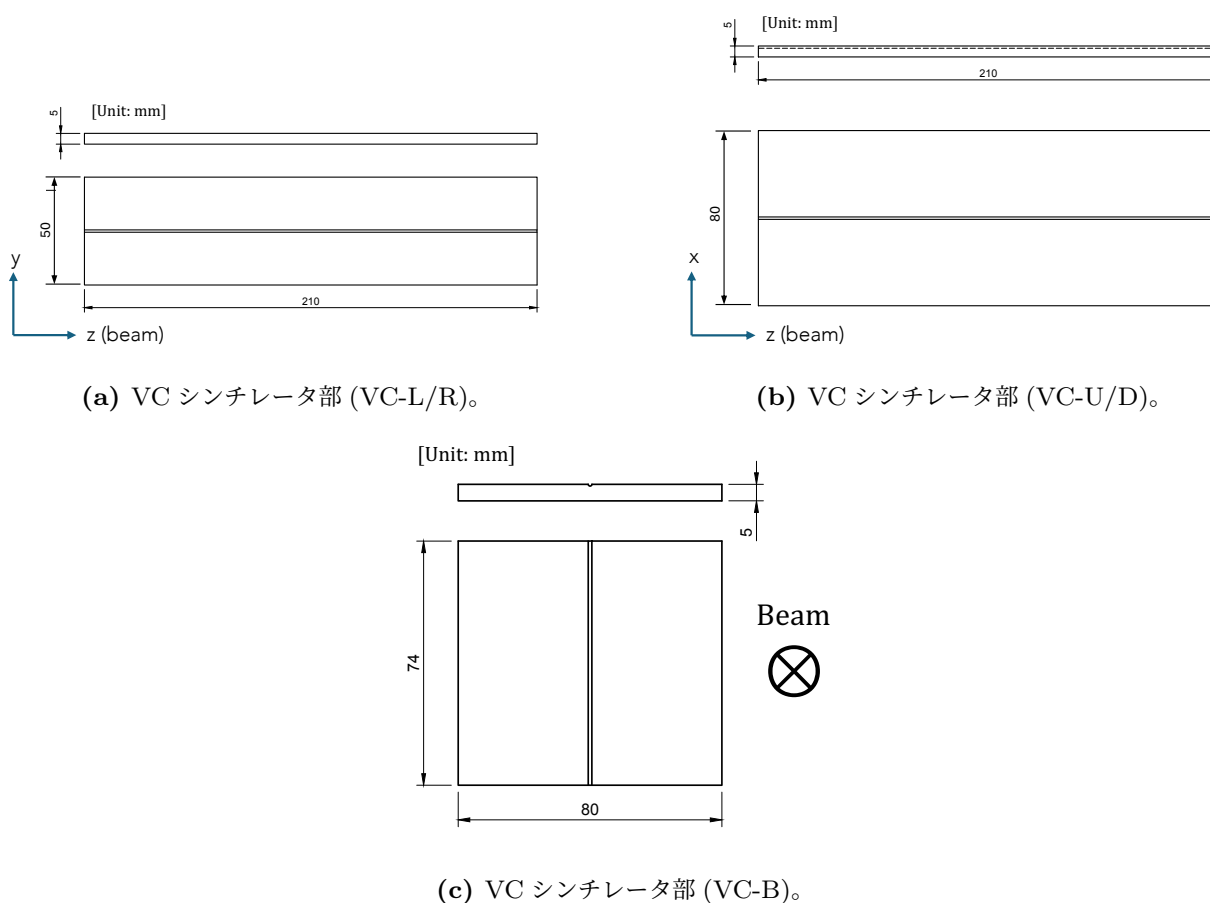


図 3.12: 荷電粒子 Veto 検出器 (VC) に用いたシンチレータの図。

表 3.9: VC 用 MPPC (S10362-11-100P) の仕様 [55]

項目	仕様
有効エリア	1 × 1 mm
ピクセル数	100
ピクセルピッチ	100 μm
動作推奨電圧 $V_{Op}$	70 ± 10 V
PDE (440 nm)	65%
ダークカウントレート	600 kcps
ゲイン	$2.4 \times 10^6$

### 3.2.4 トリガー用タイミングカウンター (TMC)

トリガー用タイミングカウンター (Timing Counter, TMC) は、TC1 の直前に設置されたプラスチックシンチレータであり、BGO 検出器に入射する粒子を選択的に収集するトリガー用検出器として機能する。TMC の有感領域は  $100 \times 100$  mm であり、厚さは 10 mm である。シンチレーション光の収集にはライトガイドが取り付けられており、ライトガイドの先端には Hamamatsu Photonics 製の光電子増倍管 H3690-03 (内蔵 PMT: R1355) が接続されている。TMC の概要図を図 3.13 に、H3690-03 の仕様を表 3.10 に示す。

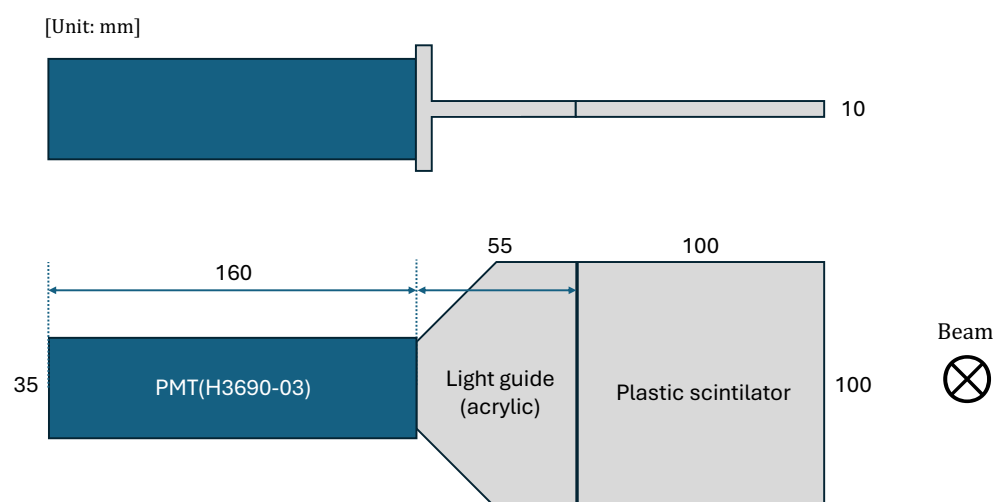


図 3.13: トリガー用タイミングカウンター (TMC) の概要図。

表 3.10: TMC 用光電子増倍管 (PMT) (H3690-03) の仕様 [56]

項目	仕様
口径	28 mm
内蔵 PMT	R1355
光電面	BA K7 ガラス
最大定格	1,900 V
増倍率	$2.1 \times 10^6$ (at 1,900 V)

### 3.2.5 トリガーと読み出しシステム

#### トリガー

BGO テスト実験は、K1.8 ビームラインの既存 DAQ システムに BGO テスト実験セットアップのデータを統合する形で行われた。通常、K1.8 の DAQ では BH1, BH2, TOF の信号を用いてトリガーを生成するが、TOF 検出器の有感領域 ( $1192 \times 600$  mm) に対して BGO 検出器 ( $50 \times 50$  mm) は非常に小さく、通常のトリガーでは BGO に入射しない粒子が大半を占めてしまう。そこで本実験では、TMC をトリガーに参加させることで、BGO 検出器に入射する粒子を選択的に収集するトリガーを構

築した。

採用したトリガー論理式は以下の通りである。ここで、 $\otimes$  は論理積 (AND) を表す。

$$\begin{aligned} \text{Trig} &= \text{Beam} \otimes \text{TOF} \otimes \text{TMC} \\ &= \text{BH1} \otimes \text{BH2} \otimes \text{TOF} \otimes \text{TMC} \end{aligned} \quad (3.7)$$

トリガーレートは 1 spill あたり Beam トリガーで約  $2.0 \times 10^6$  event, Beam  $\otimes$  TOF  $\otimes$  TMC トリガーで約  $1.4 \times 10^4$  event であり、データ取得効率は 79.8%、デッドタイムは 13.2 % であった。データ取得時間は 60 分間であり、合計 9,567,393 event のデータを取得した。

### 読み出し回路

本実験では、検出器の特性に合わせて複数の読み出しモジュールを併用した。BGO 検出器はエネルギー測定が主目的であるため、CAEN 製の V792 QDC (12-bit, 32ch) を用いて電荷情報を取得した。時間情報の取得には、アナログ信号を N-TM305 ディスクリミネータで論理信号に変換した後、HUL Multihit TDC を用いて読み出しを行った。HUL Multihit TDC は、TDC 精度 (LSB) 0.833 ns を持ち、1 イベントにつき最大 16 回の信号入力を記録できるマルチヒット TDC である。本実験における典型的な時間分解能は約 300 ps ( $\sigma$ ) である [57]。

一方、TMC は高精度なタイミング情報が必要とされるため、N-TM305 と HUL High Resolution (HR) TDC を用いて読み出しを行った。HUL HR-TDC は、1 イベントにつき最大 16 回の信号入力に対応し、TDC 精度約 20 ps を持つ高精度 TDC モジュールである。その時間分解能は約 20 ps ( $\sigma$ ) を達成している [57]。

トリガー信号の生成には、FPGA 搭載の論理モジュールである HUL-Trigger Module を使用した。BH1, BH2, TOF や各種チェレンコフ検出器、および TMC からの信号を入力し、内部の論理回路 (400 MHz 動作、2.5 ns 分解能) でトリガー判定を行った後、Master Trigger Module (MTM) へ信号を送出する [57]。MTM はシステム全体の同期を管理し、イベントごとに Event Number (12-bit) および Spill Number (8-bit) を付与して各読み出しモジュールへトリガを配信する。

TC および VC は多チャンネルの MPPC 読み出しが必要であるため、VME-EASIROC モジュールを使用した。VME-EASIROC は 64 チャンネルの MPPC 読み出し回路であり、各チャンネルのバイアス電圧調整や閾値調整が可能である。本モジュールは High/Low 2 種類のゲインでの peak hold 型 ADC 値取得に加え、Leading edge と Trailing edge の両方のタイミング情報を記録できるため、Time-Over-Threshold (TOT) 法による波高情報の補正や取得が可能である。

各モジュール間の信号伝送には、規格の異なる信号 (NIM, LVDS, ECL) に対応するために適切なレベル変換モジュールを使用し、トリガー信号の分配には CAT5e 規格の LAN ケーブルを用いた。読み出しシステムの概略図を図 3.14 に示す。

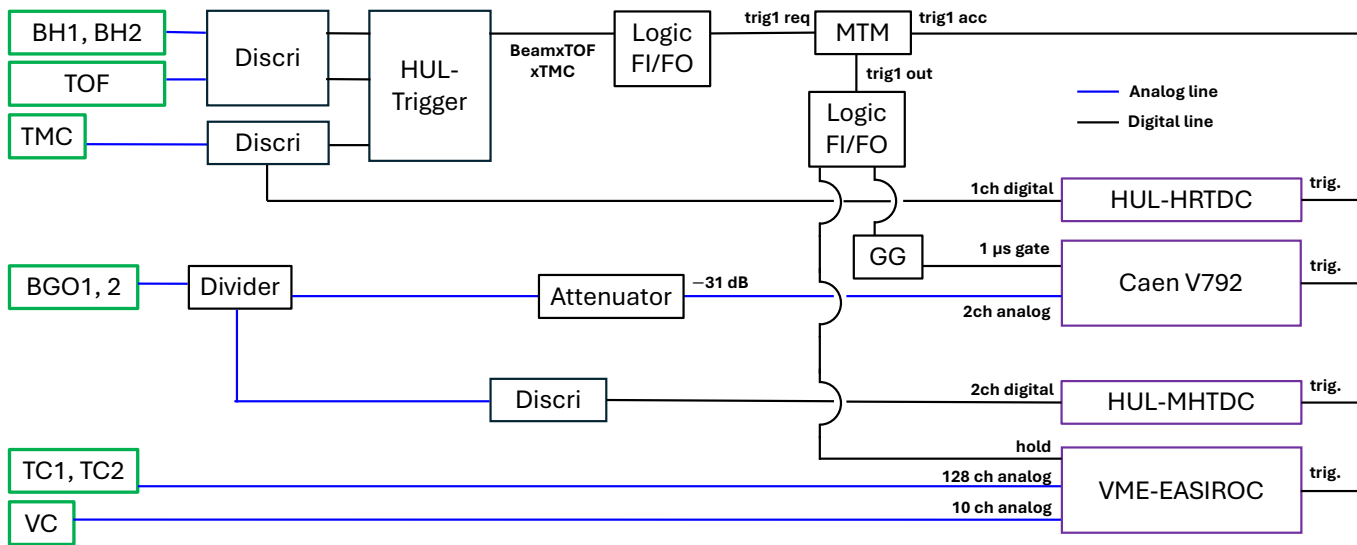


図 3.14: BGO テスト実験セットアップの読み出しシステム概要図。

## 第4章

# 実験データの解析

BGO 内での  $\pi^-$  吸収過程によって放出される中性子を測定するためには、まずビーム粒子の同定を行い、BGO 検出器に吸収された  $\pi^-$  中間子イベントを選択する必要がある。その後、BGO 検出器で測定された信号から中性子のエネルギーを再構成し、バックグラウンドを除去することで、最終的な中性子エネルギースペクトルを取得する。本章では、これらの解析手順について詳述する。

### 4.1 ビーム粒子の同定

ビーム粒子は上流のスペクトロメータおよび下流のスペクトロメータでそれぞれ異なる方法で同定した。上流側は BH1 と BH2 の間の飛行時間法、下流側は BH2 と TOF の間の Mass Square による同定を行った。

#### 4.1.1 飛行時間法による粒子同定

飛行時間法 (Time of Flight, ToF) は 2 点間の時間差をとることで粒子の質量を決定する方法である。K1.8 ビームラインでは、ビーム粒子は電荷と運動量によって選別しているため、粒子の質量ごとに異なる飛行速度、すなわち飛行時間を持つ。BH1 と BH2 の間の距離を  $L$ 、飛行時間を  $T$ 、運動量を  $p$ 、質量を  $m$  とすると、

$$T = \frac{L}{\beta} = \frac{L}{\frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}}} = \frac{L\sqrt{p^2 + m^2}}{p} \quad (4.1)$$

となる。したがって運動量と飛行距離が一定である場合は、飛行時間  $T$  は質量  $m$  にのみ依存して変化することが分かる。実際には飛行距離や運動量は分布を持つので、同じ質量の粒子であっても飛行時間にばらつきが生じる。解析においては、BH1 と BH2 の時間情報をそれぞれ  $T_{BH1}$ 、 $T_{BH2}$  とし、飛行時間  $T$  は以下のように定義される。

$$T = T_{BH1} - T_{BH2} \quad (4.2)$$

ここで、BH2 は時間基準となる T0 カウンターとしても機能しているため、BH2 の時間情報はどの粒子のイベントでも共通である。したがって、BH1 の時間情報  $T_{BH1}$  が異なることで飛行時間  $T$  が変化し、質量  $m$  の異なる粒子が識別できる。

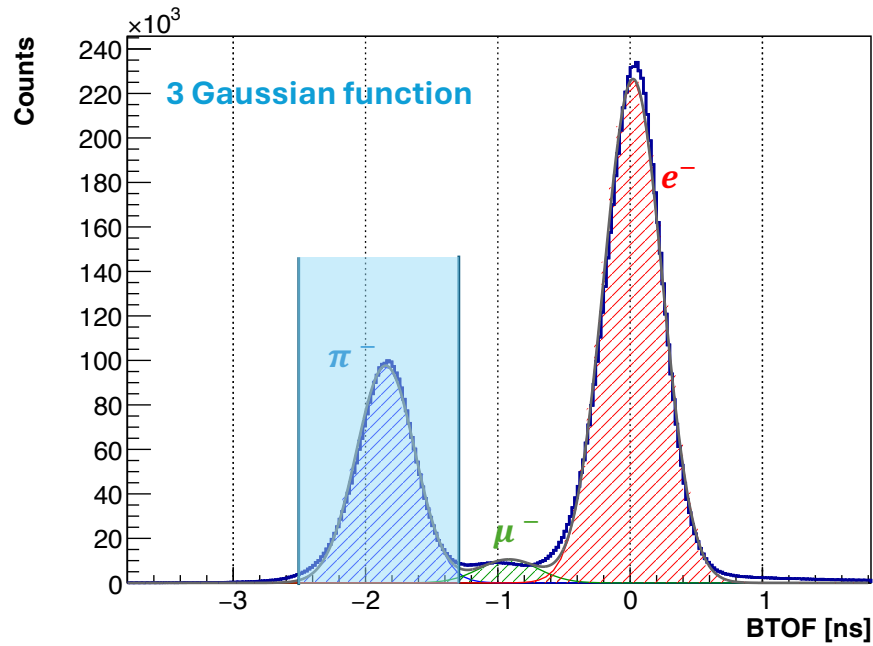


図 4.1: BH1 と BH2 の間の飛行時間の分布を 3 つのガウス関数でフィッティングした結果。横軸は飛行時間 (ns)、縦軸はイベント数。電子の飛行時間が 0 になるようにオフセットされている。水色で示した範囲がパイ中間子の選択範囲。

図 4.1 に BH1 と BH2 の間の飛行時間の分布を示す。電子、ミューオン、パイ中間子がそれぞれ異なるピークとして観測されていることが分かる。この分布を 3 つのガウス関数でフィッティングすると、パイ中間子のピーク中にミューオンのピークが重なっていることが分かる。ここではイベント数を最大化するため、パイ中間子とミューオンの 2 つのガウス関数の交点  $t = -1.25$  ns を右端、パイ中間子のイベント数が 0 になる  $t = -2.5$  ns を左端として、パイ中間子の選択条件を定義する。この選択条件下において、パイ中間子の純度は範囲内のイベント数に対するパイ中間子以外のイベント数を用いて計算される。

$$\text{純度} = \frac{(\text{範囲内の全イベント数}) - (\text{範囲内のパイ中間子以外のイベント数})}{\text{範囲内の全イベント数}} = 99.11\% \quad (4.3)$$

#### 4.1.2 Mass Square による粒子同定

上流側は BH1 と BH2 の間で飛行時間差を用いて粒子同定を行ったが、下流側、BH2 と TOF の間の飛行時間差では 3 つの粒子種を明確に識別することができなかった。そこで、TOF の時間情報  $T_{TOF}$  を用いて Mass Square による粒子同定を行った。BH2 と TOF の間の飛行時間を  $T'$ 、飛行距離を  $L'$  とすると、Mass Square  $M^2$  は以下のように定義される。

$$M^2 = p^2 \left( \frac{(cT')^2}{L'^2} - 1 \right) \quad (4.4)$$

$$= \frac{p^2(1 - \beta^2)}{\beta^2} \quad (4.5)$$

となる。ここで、 $\beta = \frac{v}{c} = \frac{L'}{cT'}$  は光速に対する粒子の速度の比である。

図 4.2 に BH2 と TOF の間を飛行した粒子の Mass Square の分布を示す。パイ中間子、ミューオン、

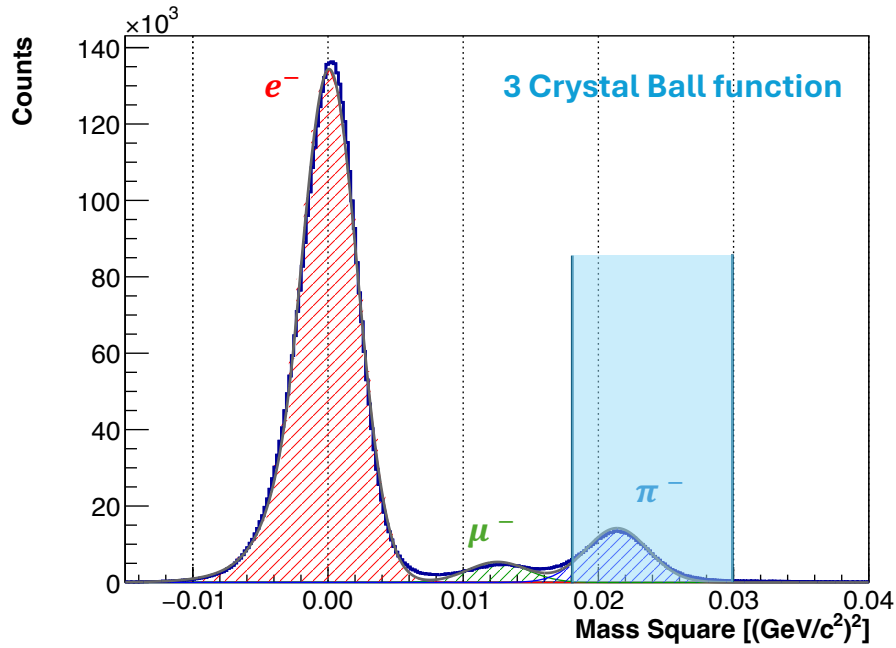


図 4.2: BH2 と TOF の間の Mass Square の分布を 3 つの Crystal Ball 関数でフィッティングした結果。横軸は Mass Square( $\text{GeV}^2/c^4$ )、縦軸はイベント数。水色で示した範囲がパイ中間子の選択範囲。

電子がそれぞれ異なるピークとして観測されていることが分かる。Mass Square は低エネルギー側にわずかに裾を引く構造になっているため、この分布を 3 つの Crystal Ball 関数 [58] と呼ばれる以下の関数でフィッティングした。

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \times \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{for } \frac{x - \bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \left(B - \frac{x - \bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{for } \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.6)$$

$$\text{where } A = \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right)$$

$$B = \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha|$$

この関数でフィッティングすると、パイ中間子のピーク中にミューオンのピークが重なっていることが分かる。ここで、 $N$  は規格化定数、 $\bar{x}$  はピーク位置、 $\sigma$  は標準偏差、 $\alpha$  は裾の傾き、 $n$  は裾の形状を決定するパラメータである。ここではパイ中間子のエントリー数をカットによって減らしすぎないように、ミューオンの Crystal Ball 関数の値が、最大値の 5% を下回る  $M^2 = 0.018 \text{ GeV}^2/c^4$  を左端、パイ中間子のイベント数が 0 になる  $M^2 = 0.030 \text{ GeV}^2/c^4$  を右端として、パイ中間子の選択範囲を定義する。この選択条件下において、パイ中間子の純度は範囲内のイベント数に対するパイ中間子以外のイベント数を用いて計算される。

$$\text{純度} = \frac{(\text{範囲内の全イベント数}) - (\text{範囲内のパイ中間子以外のイベント数})}{\text{範囲内の全イベント数}} = 98.74\% \quad (4.7)$$

BH1-BH2 間 (飛行時間法) と BH2-TOF 間 (Mass Square) でそれぞれパイ中間子の選択を行った後、両方の条件を満たすイベントを最終的なビームパイ中間子として選択した。図 4.3 に BH1 と BH2 の間

の飛行時間 (BTOF) と BH2 と TOF の間の Mass Square の 2 次元分布を示す。赤く囲った部分が最終的に選択されたパイ中間子イベントである。図 4.3 からは他にも電子やミュオンのビームスルーイベントや、上流でパイ中間子だったものの、下流でミュオンに崩壊したイベントなどが観測されていることが分かる。

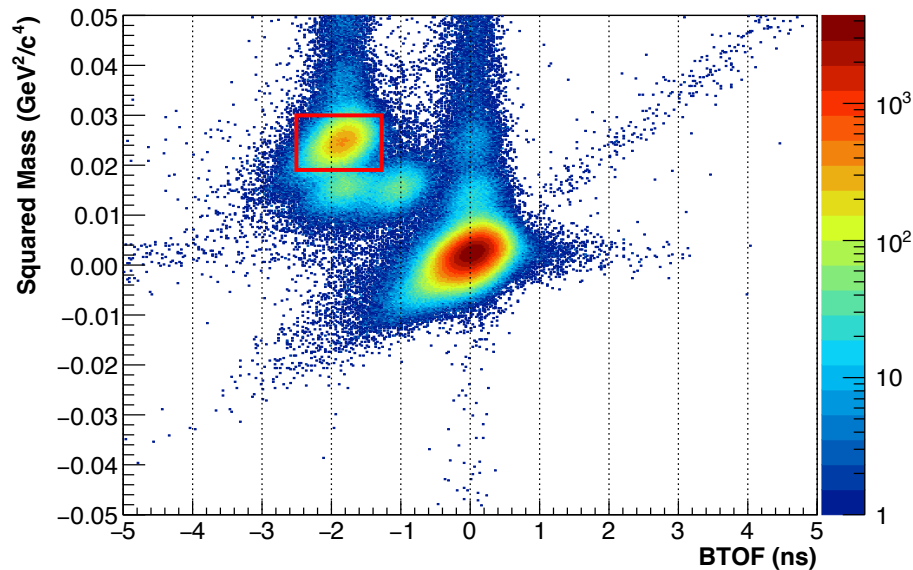


図 4.3: BH1 と BH2 の間の飛行時間 (BTOF) と BH2 と TOF の間の Mass Square の 2 次元分布。横軸は飛行時間 (ns)、縦軸は Mass Square( $\text{GeV}^2/c^4$ )。赤で囲った部分が最終的に選択されたパイ中間子イベント。

## 4.2 吸収イベントの同定

Tracking Counter (TC) を用いたトラッキングと Veto Counter (VC) の情報を用いて、ビームのパイ中間子が BGO 検出器に吸収されたイベントを選択した。

### 4.2.1 Tracking Counter によるビーム粒子のトラッキング

TC は TC1、TC2 の 2 台から構成されており、双方のヒット位置を用いてビーム粒子の飛跡を再構成した。各 TC は X 方向と Y 方向にそれぞれ 32 本のプラスチックシンチレーターがあり、これを 2 つ用いることで 2 次元の飛跡を取得することができる。TC1、TC2 は TDC 情報を用いてヒット位置を決定した。

図 4.4 に TC2 の TDC 分布を示す。横軸はセグメント番号、縦軸は TDC チャンネルを示している。図 4.5 に TC2 の X 面セグメント 13 の TDC 分布を示す。横軸は TDC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。VME-EASIROC は common stop 方式で TDC を計測しているため、TDC チャンネルが大きいほど時間が早いことを意味する。ここで、本来は hit が発生した時間に対応する TDC チャンネルが 1 つのピークとして観測されるはずであるが、図 4.5 では 2 つのピークが観測されている。そこで、TOT (Time Over Threshold) 情報を用いて、どちらのピークが本来の hit に対応するかを調べた。TOT は波高が TDC 閾値を超えてから下回るまでの時間幅である。信号の大きさが大きいほど、閾値を超えている時間が長くなるため、TOT が大きくなる。一方で、ランダムなノイズなどは基本的

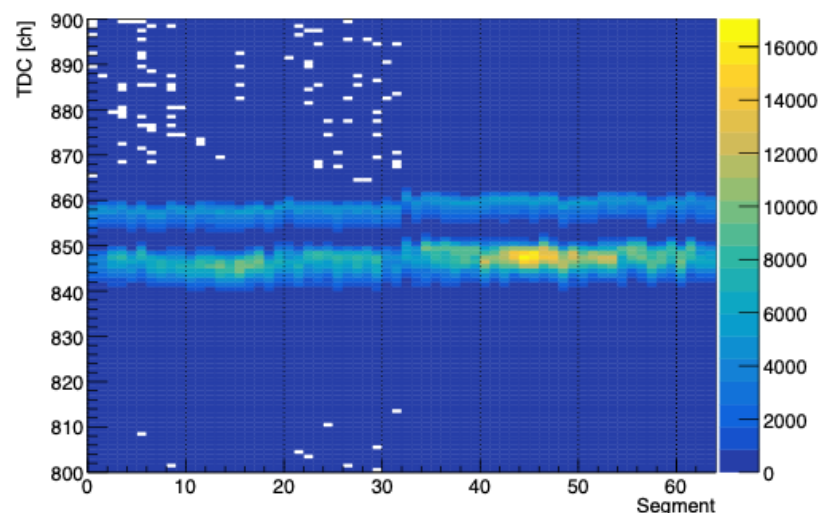


図 4.4: TC2 の TDC 分布。横軸はセグメント、縦軸は TDC チャンネルを示す。

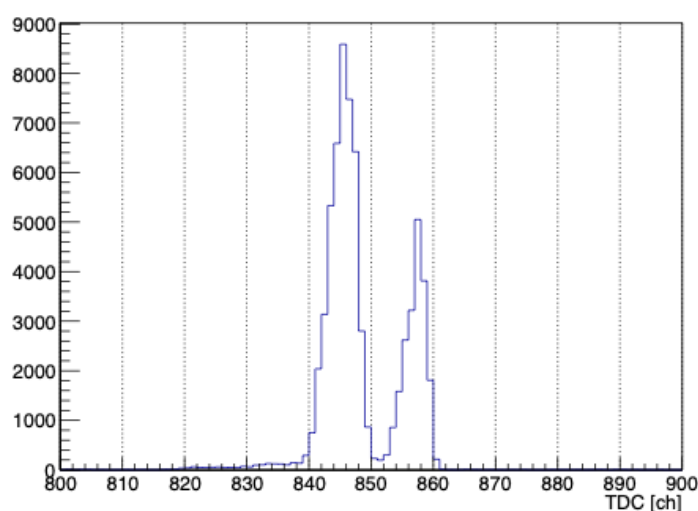


図 4.5: TC2 X 面 セグメント 13 の TDC 分布。横軸は TDC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。

に信号の大きさが小さいため、TOT も小さくなる。

図 4.6 に TC2 X 面セグメント 13 の TOT 分布を示す。横軸は TOT[ch]、縦軸はイベント数を示している。TOT 分布を見ると、TDC が 850 ch 付近にあるピークは TOT が小さく、TDC が 950 ch 付近にあるピークは TOT が大きいことが分かる。したがって、右側にあるピークが本来のヒットに対応し、それより 15ns ほど遅れているピークはトリガーや信号に同期して発生するノイズに対応していると考えられる。物理的なクロストーク (シンチレータ間での光の漏れなど) の場合、15 ns もの大きな時間差が生じることは考えにくいので、このピークは VME-EASIROC や信号ケーブルに起因する電子的なノイズであると考えられる。

これは異なるセグメント同士でみた TDC の二次元相関からも確認できる。図 4.7a に TC1 の X 面セグメント 14 とセグメント 15 の TDC の二次元相関を示す。また図 4.7b に TC1 の X 面セグメント 14 とセグメント 1 の TDC の二次元相関を示す。図 4.7a では、双方とも 860 ch 付近にあるピークが観測されているが、双方とも 850 ch 付近であるピークがより大きく観測されている。このうち、860 ch 付近のピークは図 4.7b だと数を減らしている一方、850 ch 付近のピークは依然として大きく観測されている。セグメント 1 とセグメント 14 は TC1 の X 面でそれぞれ端と中央に位置しており、ビーム粒子が両方にヒットを生成する可能性や、物理的なクロストークにより双方にヒットが生じる可能性は非

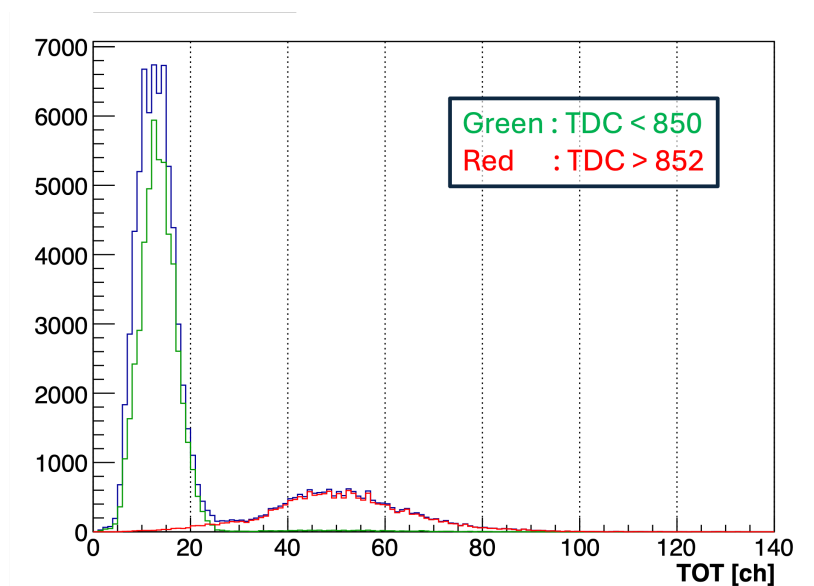
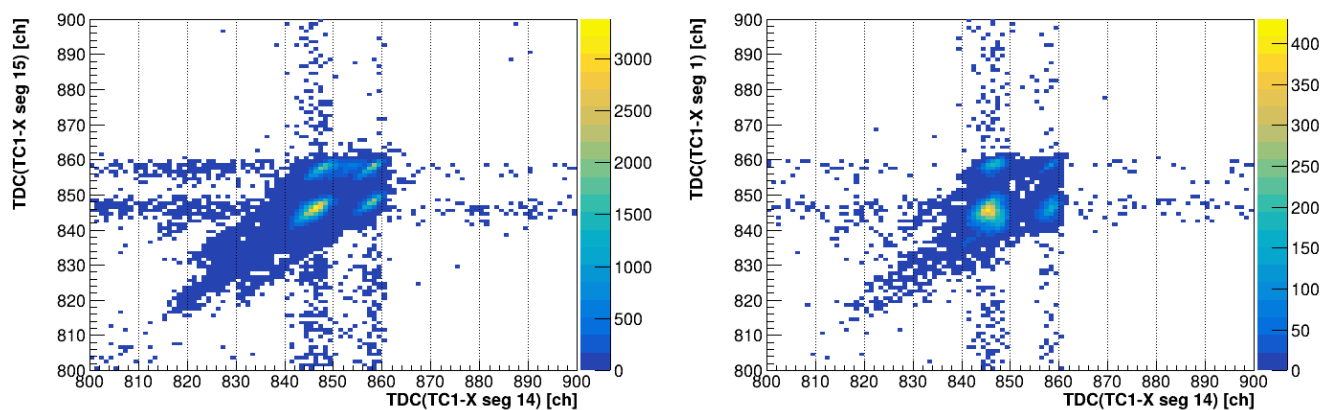


図 4.6: TC2 X 面 セグメント 13 の TOT 分布。横軸は TOT[ch]、縦軸はイベント数を示す。

常に低い。したがって、850 ch 付近のピークは電子的なノイズに起因するものであると考えられる。



(a) TC1 X 面 セグメント 14 とセグメント 15 の TDC の二次  
次元相関。横軸はセグメント 14 の TDC[ch]、縦軸はセグ  
メント 15 の TDC[ch] を示す。  
(b) TC1 X 面 セグメント 14 とセグメント 1 の TDC の二  
次元相関。横軸はセグメント 14 の TDC[ch]、縦軸はセグメ  
ント 1 の TDC[ch] を示す。

図 4.7: TC1 の TDC の二次元相関。

各セグメントで TDC のピーク位置は若干異なるため、右側にあるピークの中心を 0 として、各セグメントの TDC 値を Meantime に変換したものを解析に使用した。図 4.8 に TC2 X 面セグメント 13 の Meantime 分布を示す。横軸は Meantime[ns]、縦軸はイベント数を示している。

このように定義された Meantime に対し、ピーク中心から  $\pm 7$  ns の範囲をヒット選択条件とした。この条件を満たしたセグメントの位置情報を用いて、TC1 と TC2 のヒット位置からビーム粒子の飛跡を再構成した。

TC は X 面、Y 面がそれぞれ 2 面のみであるため、ビーム粒子の飛跡は直線として再構成された。図 4.9 に TC1 と TC2 のヒット位置から再構成したビーム粒子の飛跡の例を示す。丸は TC1,2 のヒット位置、 $z=0$  は BGO1 の入射面におけるヒット位置を示している。各面にヒットクラスターが複数あるようなイベントは、 $\pi^-$  の崩壊や 2 粒子以上が同時にビームに入射した場合などが考えられるため、1トラックのみ再構成されたイベントを選択した。このようにして再構成された飛跡を用いて、BGO 検出器に入射するビーム粒子の位置を決定した。

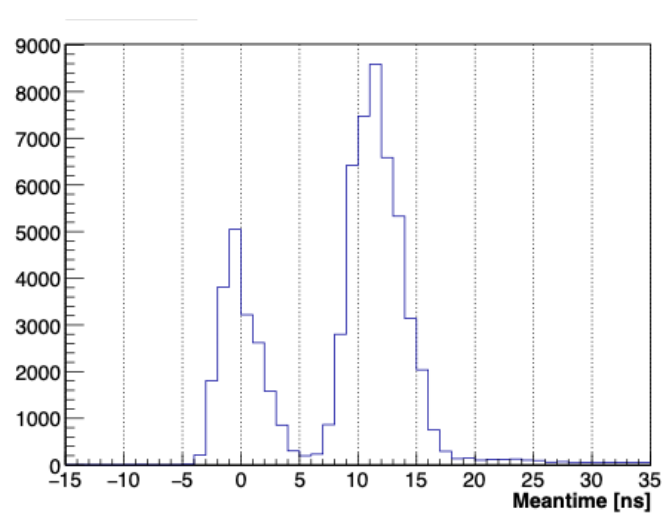


図 4.8: TC2 X 面 セグメント 13 のヒット時間分布。TDC 分布で真の hit ピークが 0 になるようオフセットされている。

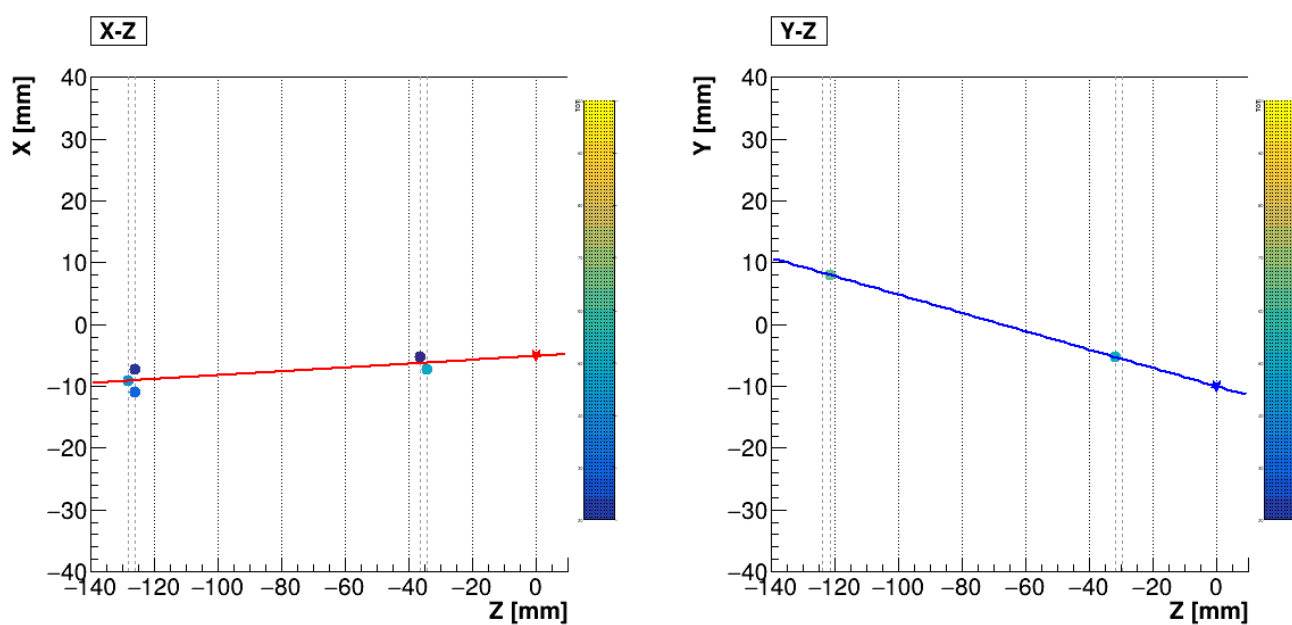


図 4.9: TC1 と TC2 のヒット位置から再構成したビーム粒子の飛跡の例。(左)X-Z 平面における飛跡 (右)Y-Z 平面における飛跡。丸は TC1,2 のヒット位置、 $z=0$  は BGO1 の入射面でのヒット位置を示す。

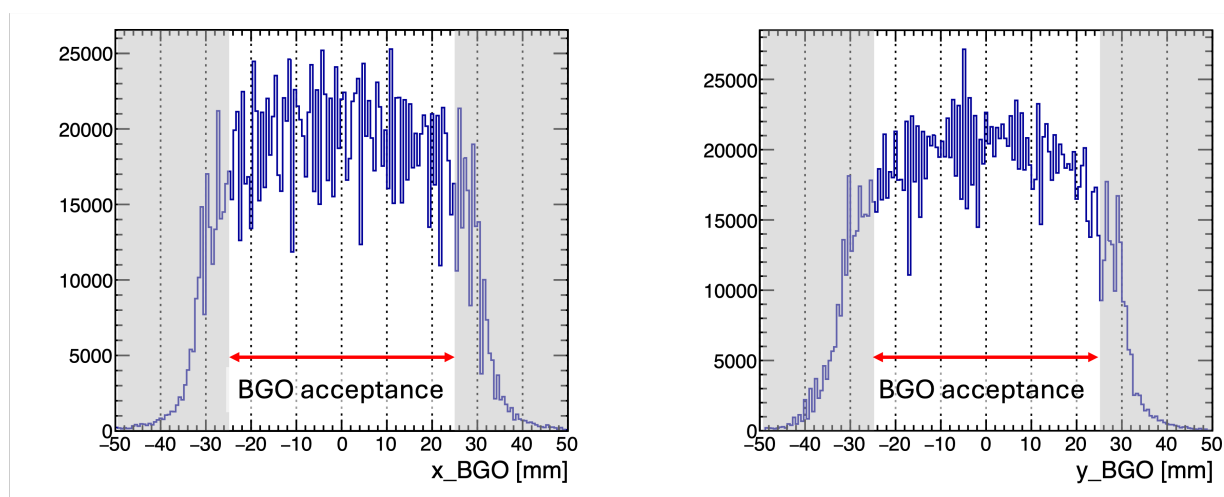


図 4.10: TC によるトラッキングで決定された BGO 検出器入射位置の分布。左は BGO 中心を 0 とした X 座標、右は Y 座標を示す。白色の範囲は BGO 検出器の大きさ ( $\pm 25$  mm) を表す。

図 4.10 に TC によるトラッキングで決定された BGO 検出器入射位置の分布を示す。左は X 方向、右は Y 方向を示している。BGO の x 方向、y 方向の大きさがそれぞれ 50 mm なので、理想的には -25 mm から 25 mm の範囲に入射位置が分布するはずであるが、実際にはそれよりも広い範囲に分布していることが分かる。これは TC の位置決定精度やトラッキングアルゴリズムの影響であると考えられる。そこで TC のトラッキングの位置分解能を評価するため、BGO1 にヒットがあった際の、BGO1 前面における入射位置を誤差関数を用いて分解能を畳み込んだ箱型関数でフィッティングした。具体的には、以下の関数

$$f(x) = \frac{A}{2} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{x - x_L}{\sqrt{2}\sigma} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{x - x_R}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] + C \quad (4.8)$$

を用いてフィッティングした。なお電子ビームは電磁シャワーを発生させることから真のヒット位置が不明瞭になるため使用せず、BTOF と Mass Square を選別して -0.4 GeV/c  $\pi^-$ ,  $\mu^-$  ビームを用いた。図 4.11 に X 方向と Y 方向のフィッティング結果を示す。横軸は BGO 中心を 0 とした座標 (mm)、縦軸はイベント数を示している。

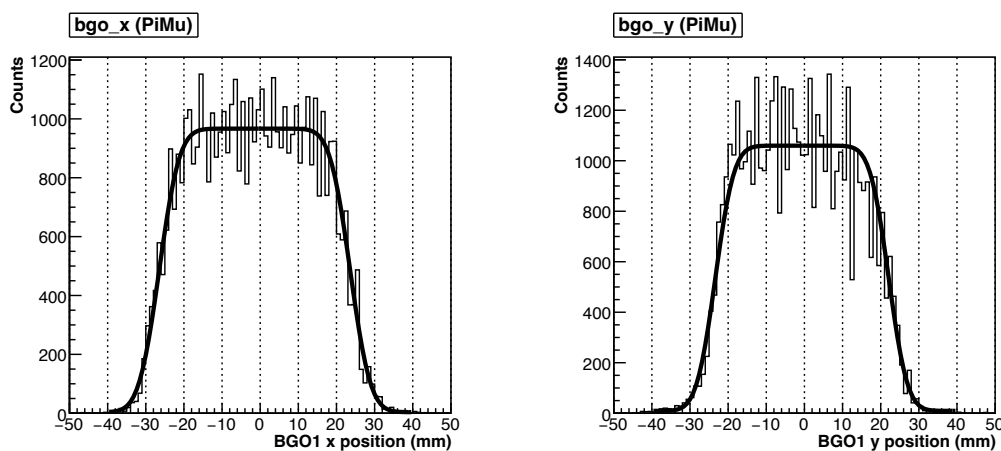


図 4.11: BGO1 前面における入射位置の分布の誤差関数によるフィッティング結果。左は X 方向、右は Y 方向を示す。

このフィットにより、TC のトラッキングによる BGO 検出器入射位置の分解能 ( $\sigma$ ) は X 方向で  $4.20 \pm 0.07$  mm、Y 方向で  $3.87 \pm 0.08$  mm であることがわかった。そこで、BGO 検出器に吸収されたビーム粒子を選択するため、BGO 検出器の中心から x 方向、y 方向ともに  $\pm 20$  mm の範囲に入射したイベントを選択した。角度方向に関しては、VC が BGO を余分に覆っていることから、BGO 検出器に入射したものの外れてしまうようなイベントは VC を用いて除去できると考えられるため、特に制限を設けなかった。

#### 4.2.2 Veto Counter を用いた吸収イベント選択

VC は BGO1 の上下左右および後方を 2 枚ずつで囲むように設置しているが、このうちそれぞれのペアが 1 イベントで両方ともヒットした場合、荷電粒子が BGO 検出器から出て行ったイベントであると判断できる。一方で、VC のいずれか 1 枚のみがヒットした場合、そのヒットは中性子の散乱や光子の

吸収に起因する可能性があるため、この場合はイベントを除去しないこととした。なお、VCの後方ペアに関しては、BGO検出器が $z$ 方向に長いことから後方に飛んでいく中性子や光子はほとんどBGOに吸収されると考えられる上、VC後方ペアの大きさがBGO1およびそれを取り囲む上下左右のVCに比べて $xy$ 方向に大きいため、アクシデンタルにヒットする可能性も考慮して、片方にヒットがあった場合もイベントを除去することとした。各VCのペアに対しMultiplicityを定義し、Multiplicityが以下の条件を満たすイベントを選択することで、BGO検出器に吸収された $\pi$ 中間子イベントを選択した。

- VC-L/R/U/D: Multiplicity < 2
- VC-B: Multiplicity = 0

図4.12にVCのMultiplicityの概念図を示す。

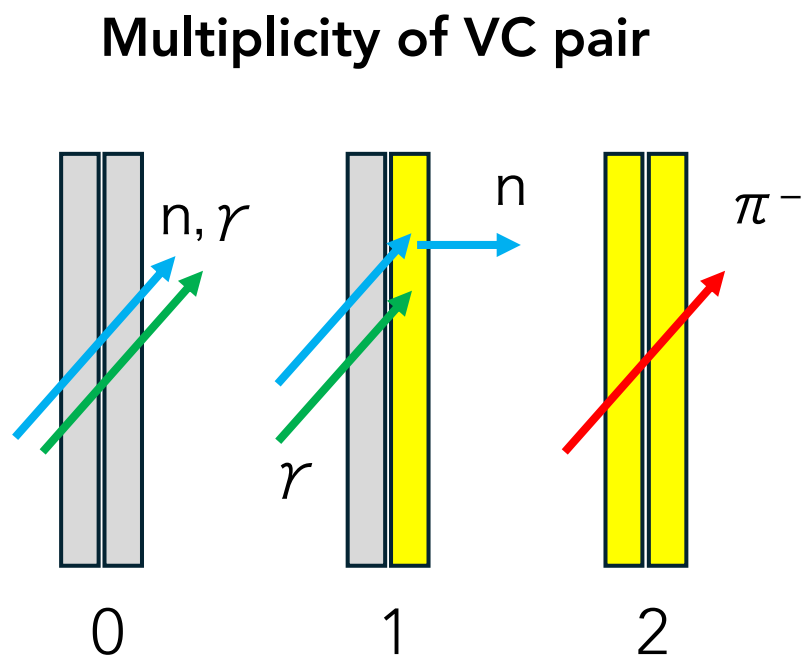


図4.12: Veto Counterのmultiplicityの概念図。各ペアの両方がヒットした場合、multiplicityは2となり、そのイベントは除去される。

図4.13に0.4 GeV/c  $\pi^-$  ビームを用いた際の、VC Leftの規格化されたMultiplicity分布を示す。横軸はMultiplicity、縦軸は全イベント数に対する割合を示している。ほとんどのイベントはMultiplicityが0であり、Multiplicityが1あるいは2のイベントは0のイベントに比べ1/10未満であることが分かる。

本来VCはBGO1をジオメトリカルに囲っているため、ビーム粒子がBGO1を突き抜けた場合の検出効率はほぼ100%であると考えられる。しかし、VCの閾値設定や検出器の不具合などにより、実際にはビーム粒子がVCを突き抜けた場合でもヒットが検出されない可能性がある。そこで、VCによる吸収イベントの選択能率を確認するため、0.9 GeV/c  $\pi^-$  中間子のBeam throughデータを用いて評価を行った。Beam throughデータでは、ビーム粒子はBGO検出器を通過しているため、背部のVC-Bを除いてVCのいずれかのペアが両方ともヒットすることはないと期待される。従ってVC-L/R/U/Dに関しては、吸収イベントの選択方法と同じくいずれかでMultiplicityで2となるイベントを選ぶこと

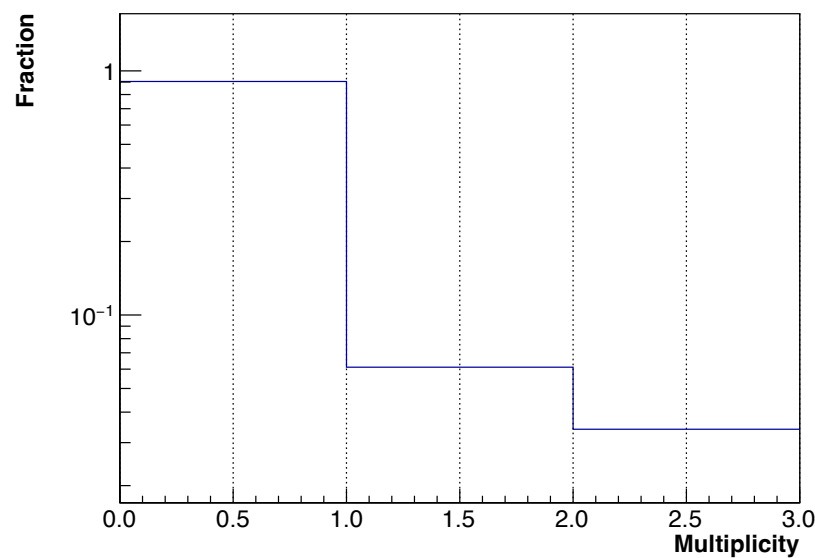


図 4.13: VC Left の規格化された Multiplicity 分布。横軸は Multiplicity、縦軸は全イベント数に対する割合を示している。

で、BGO 検出器を  $z$  方向に突き抜けたイベントを抽出できる。一方で VC-B は吸収イベントの選択の際には Multiplicity が 0 であるイベントを選んでいるが、Beam through データではほとんどのイベントでビーム粒子が BGO を突き抜けているため、VC-L/R/U/D と同じく、吸収イベントと同様のカットを用いる方法では性能評価ができない。そこで、VC-B に関しては Beam through データにおいて、Multiplicity が 1 以上であるイベントを選択することで、BGO 検出器を突き抜けたイベントを抽出した。なお、Beam through データでは BGO で用いている MPPC の HV が異なるため、ADC とエネルギーの関係が異なる。図 4.14 に 0.9 GeV/c  $\pi^-$  中間子の Beam through データにおける BGO1 の ADC スペクトルを示す。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。

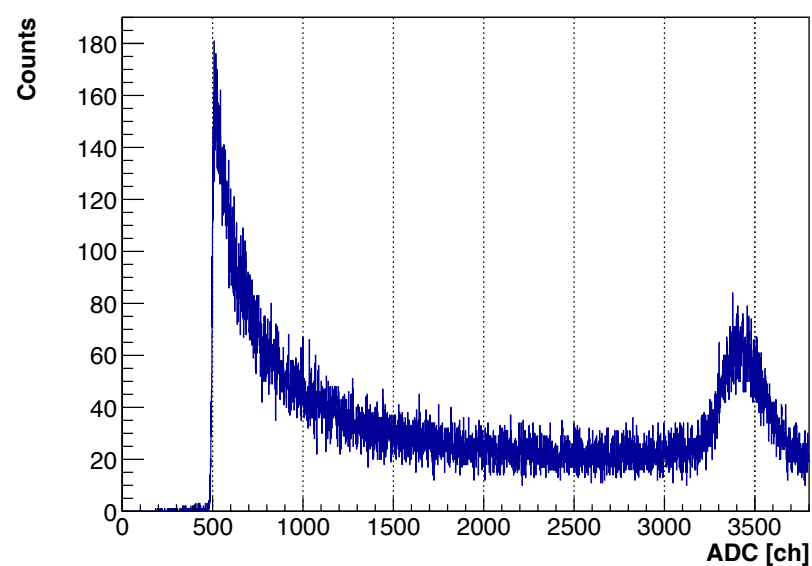
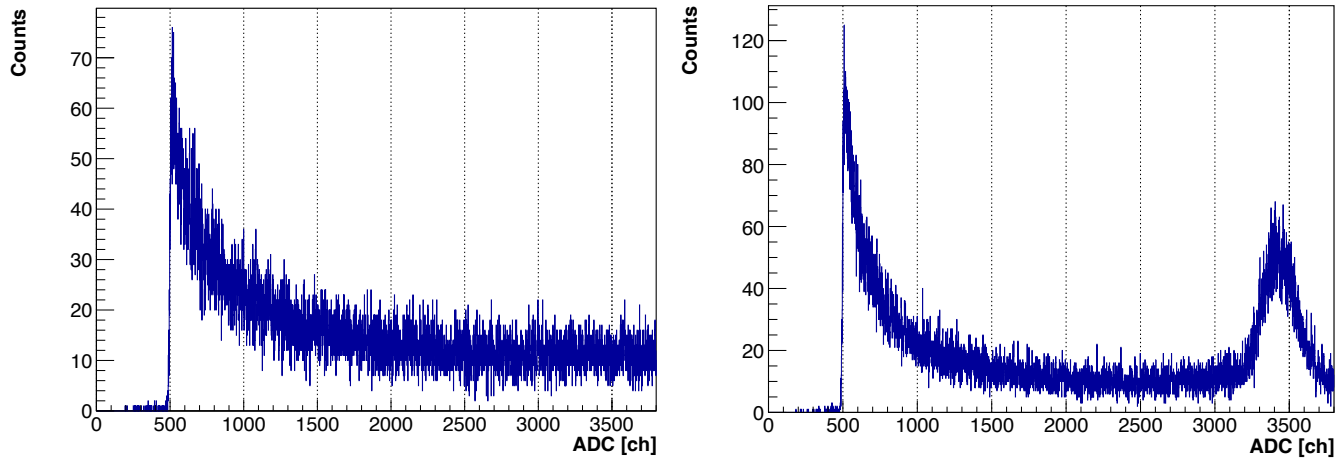


図 4.14: 0.9 GeV/c  $\pi^-$  中間子の Beam through データにおける BGO1 の ADC スペクトル。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。

## VC-L/R/U/D

図 4.15a に Beam through データにおいて、VC-L/R/U/D のいずれかのペアの Multiplicity が 2 であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトルを、図 4.15b に VC-L/R/U/D のすべてで Multiplicity が 0 か 1 であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトルを示す。



(a) VC-L/R/U/D のいずれかのペアの Multiplicity が 2 であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトル。 (b) VC-L/R/U/D のすべてで Multiplicity が 2 未満であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトル。

図 4.15: 0.9 GeV/c  $\pi^-$  中間子の Beam through データにおける、VC の Multiplicity を選んだ BGO1 の ADC スペクトル。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。

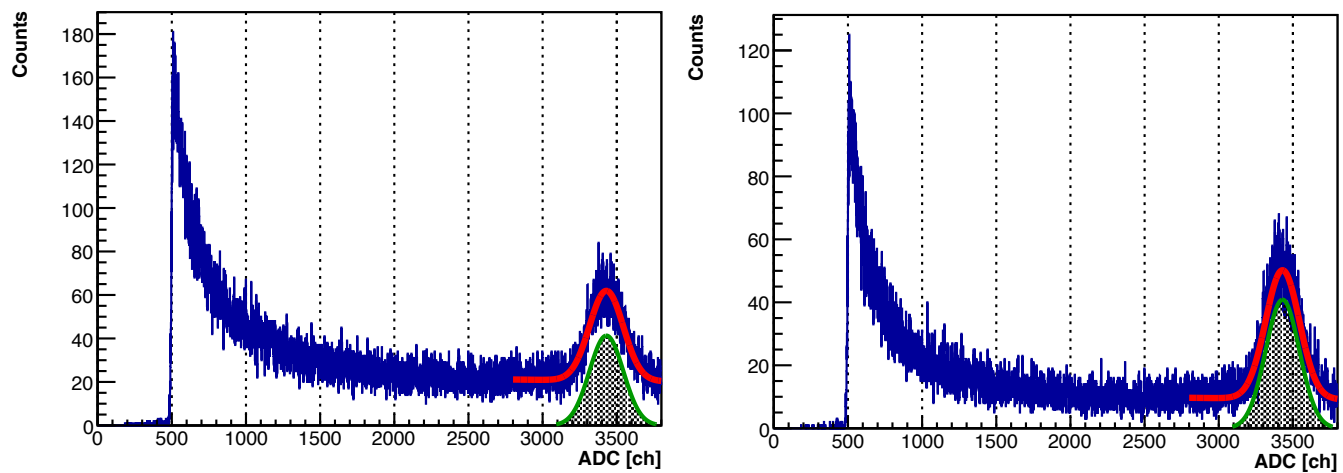
図 4.15a では、BGO1 の ADC スペクトルにおいてビームが BGO1 を  $z$  方向に突き抜けたイベントに対応するピークがほとんど見られない一方で、図 4.15b ではそれらのイベントに対応するピークが明確に観測されていることが分かる。ここで、VC の条件が突き抜けイベントをどの程度除去できているかを評価するため、図 4.14 と図 4.15b における突き抜けイベントによるピークのイベント数を比較した。突き抜けイベントによるピークは BGO1 の ADC スペクトルにおいて、およそ 3100 ch – 3800 ch の範囲に対応する。このピークのうち、ピーク中心  $\pm 3\sigma$  におけるイベント数をそれぞれ  $N_{BT}$ 、 $N_{VCveto}$  とすると、VC の条件による突き抜けイベントの残存率  $R$  は以下のように定義される。

$$R = \frac{N_{BT} - N_{VCveto}}{N_{BT}} \quad (4.9)$$

4.16a に図 4.14 に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果を示す。同様に、図 4.16b に図 4.15b に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果を示す。それぞれのフィッティングから、 $N_{BT} = 11585 \pm 207$ 、 $N_{VCveto} = 11469 \pm 162$  と求まり、VC の条件による突き抜けイベントの残存率は

$$R = 1.01 \pm 2.26\% \quad (4.10)$$

と評価された。

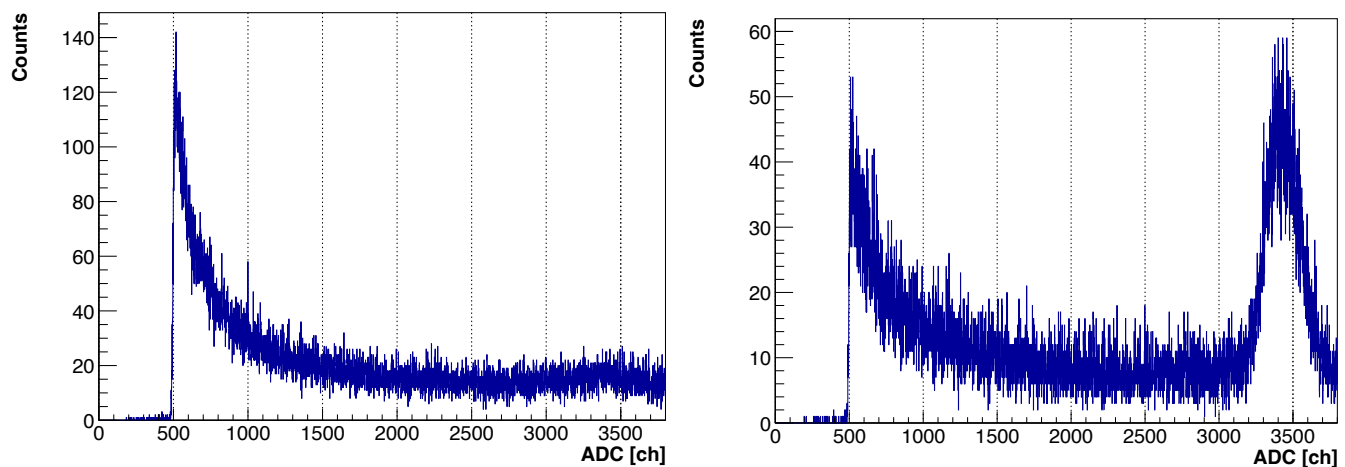


(a) 図 4.14 に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果。 (b) 図 4.15b に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果。

図 4.16: 0.9 GeV/c  $\pi^-$  中間子の Beam through データにおける、VC の Multiplicity を選んだ BGO1 の ADC スペクトルに対するフィッティング結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。赤線はガウス関数と定数項でフィッティングを行った結果を示し、緑の関数は信号部分を表している。

#### VC-B

図 4.17a に Beam through データにおいて、VC-B の Multiplicity が 0 であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトルを、図 4.17b に Beam through データにおいて、VC-B の Multiplicity が 1 以上であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトルを示す。



(a) VC-B の Multiplicity が 0 であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトル。 (b) VC-B の Multiplicity が 1 以上であるイベントに対する BGO1 の ADC スペクトル。

図 4.17: 0.9 GeV/c  $\pi^-$  中間子の Beam through データにおける、VC-B の Multiplicity を選んだ BGO1 の ADC スペクトル。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。

図 4.17a では、BGO1 の ADC スペクトルにおいてビームが BGO1 を z 方向に突き抜けたイベントに対応するピークがほとんど見られない一方で、図 4.17b ではそれらのイベントに対応するピークが明確に観測されていることが分かる。

ここで、VC-B の条件が突き抜けイベントをどの程度除去できているかを評価するため、図 4.14 と図 4.17b における突き抜けイベントによるピークのイベント数を比較した。4.2.2 と同様、3100 ch – 3800

ch の範囲に対応するピークを Gauss 関数と定数項でフィッティングを行った。図 4.18 に図 4.17b に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果を示す。このフィッティングから、 $N_{BT} = 11585 \pm 207$ 、 $N_{VC\text{veto}} = 10942 \pm 252$  と求まり、VC-B の条件による突き抜けイベントの残存率は

$$R = 6.98 \pm 1.90\% \quad (4.11)$$

と評価された。VC-B に関しては、VC-L/R/U/D に比べて突き抜けイベントの残存率が高いように見えるが、これはビーム  $\pi$  中間子のうち一部が BGO 検出器の中で非弾性散乱や崩壊を起こし、その結果 VC-B を鳴らさなかったイベントが存在するため、VC-B にヒットを生んだイベント数が減少していることが原因であると考えられる。

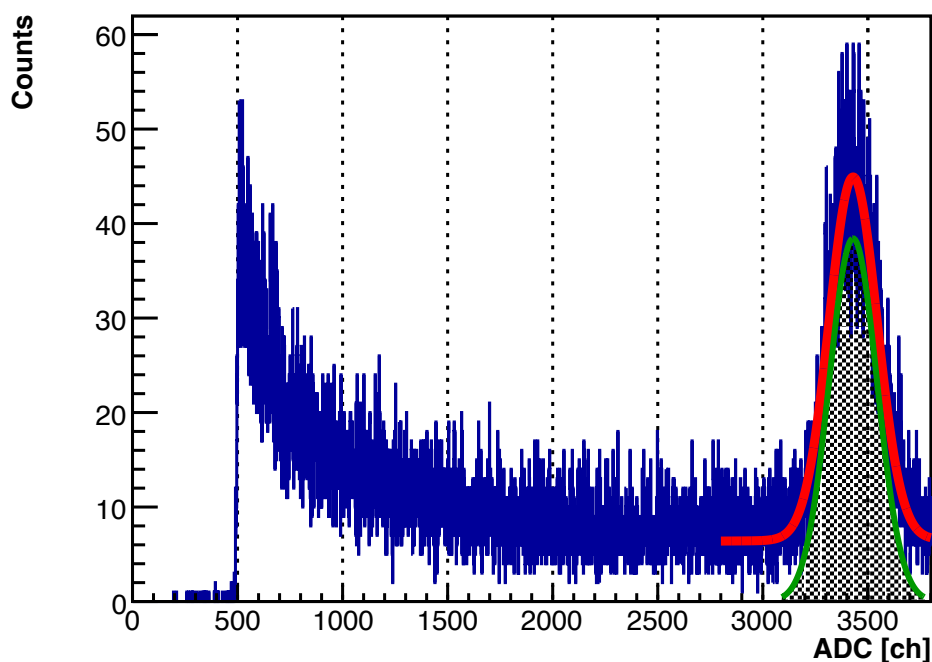


図 4.18: 図 4.17b に対し、ガウス関数と定数項でフィッティングを行い信号部分を抽出した結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。赤線はガウス関数と定数項でフィッティングを行った結果を示し、緑の関数は信号部分を表している。

### 4.3 BGO 検出器のエネルギー校正

BGO 検出器のエネルギー校正は、宇宙線ミューオンを用いて行われた。BGO 検出器を通過する宇宙線ミューオンのエネルギー損失をシミュレーションで求め、実際の測定データと比較することで、ADC チャンネルとエネルギーの対応を決定した。宇宙線データをとる際、検出器は本番位置のまま設置されており、BGO1 と BGO2 の中間にある VC の  $U_p$  をトリガーとして使用した。

また、解析の当初方針は nuclear  $\gamma$  の寄与が小さい 15 MeV 以上の高エネルギー中性子成分を主に比較することであった。そのため、測定系の BGO ディスクリミネータ閾値は約 3 MeV 相当に設定されており、この閾値近傍の応答を線源で事前較正することで宇宙線データと合わせた複数点による校正曲線の作成が望ましかったが、手持ちの線源では閾値を十分に超える事象を確保できず、線源を用いた較正は実施できなかった。このため、絶対エネルギー校正には宇宙線ミューオンを用いた。

実験で得られた ADC と比較するための、BGO 検出器を通過する宇宙線ミュオンエネルギー損失を求めるために、Geant4 シミュレーションを用いた。Geant4 シミュレーションでは、BGO2 の直上に  $3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$  の面で宇宙線ミュオンを発生させ、BGO 検出器を通過する際のエネルギー損失を求めた。宇宙線ミュオンは、天頂角分布が経験的に知られており、典型的には以下の式で表される [12]。

$$I(\theta) \propto I(0) \cos^2 \theta \quad (4.12)$$

ここで、 $I(\theta)$  は天頂角  $\theta$  におけるミュオンの強度、 $I(0)$  は天頂角 0 度におけるミュオンの強度である。シミュレーションでは、この天頂角分布に従ってミュオンを発生させた。図 4.19 に Geant4 シミュレーションで用いた宇宙線ミュオンを入射させたときの BGO1 のエネルギー損失分布を示す。横軸はエネルギー損失 [MeV]、縦軸はカウント数を示している。また、図 4.20 に Geant4 シミュレーションで用いた宇宙線ミュオンを入射させたときの BGO2 のエネルギー損失分布を示す。横軸はエネルギー損失 [MeV]、縦軸はカウント数を示している。どちらの場合も、エネルギー損失分布は Landau 分布の形状を示している。双方のエネルギー損失分布に対して、Landau 分布と Gaussian 分布の畳み込み関数でフィッティングを行い、ピーク位置を求めた。ミュオンのエネルギー分布は Geant4 でのシミュレーションでは [59] で示されたパラメータ化を用いて  $2 \text{ GeV}/c$  から  $2 \text{ TeV}/c$  の範囲でサンプリングした。シミュレーションの結果、BGO1 を通過する宇宙線ミュオンのエネルギー損失のピークは  $55.3 \pm 0.06 \text{ MeV}$  であった。また、BGO2 を通過する宇宙線ミュオンのエネルギー損失のピークは  $50.58 \pm 0.03 \text{ MeV}$  であった。BGO1 と BGO2 で  $5 \text{ MeV}$  ほどエネルギー損失に差が出ているが、これはトリガーに用いているのが BGO2 の下、BGO1 の上にある VC Up であるため、BGO2 をかすめて通過する宇宙線ミュオンもトリガーされてしまう一方で、BGO1 を掠めるような大角度のミュオンは天頂角分布を考慮すると少ないと考えられるので、BGO2 の方がピークが低エネルギー側にシフトしていると考えられる。また BGO1 の方が高エネルギー領域に長い裾を持っているが、これは宇宙線ミュオンが BGO2 を通過した際に一定のエネルギーを失い、BGO1 に入射する際のエネルギーが低下していることが原因であると考えられる。

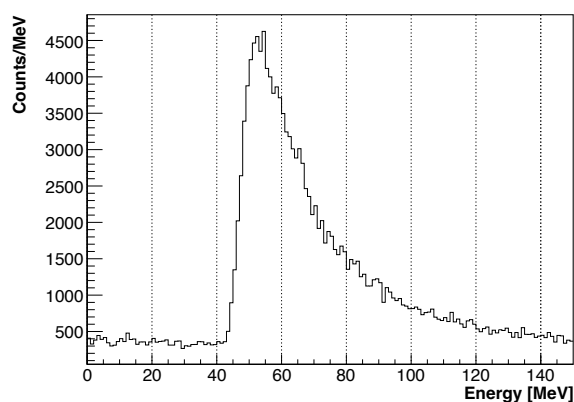


図 4.19: Geant4 シミュレーションで用いた宇宙線ミュオンを入射させたときの BGO1 のエネルギー損失分布。横軸はエネルギー損失 [MeV]、縦軸はカウント数を示す。

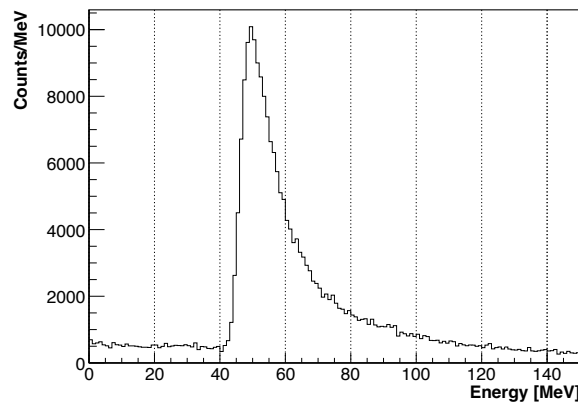


図 4.20: Geant4 シミュレーションで用いた宇宙線ミュオンを入射させたときの BGO2 のエネルギー損失分布。横軸はエネルギー損失 [MeV]、縦軸はカウント数を示す。

実際の測定データにおいて、BGO1 と BGO2 の ADC 分布を図 4.21 に示す。

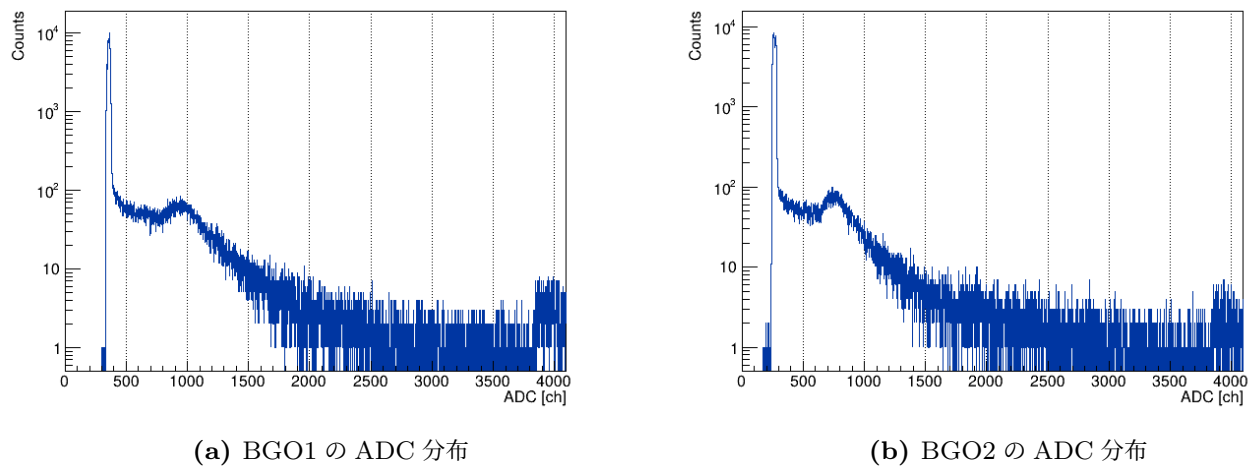


図 4.21: BGO の宇宙線イベントにおける ADC 分布。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。

このデータに対し、

- pedestal: Gaussian
- signal peak: Landau と Gaussian の畳み込み関数
- background: pedestal の mean 位置から exponential 関数

の 3 つの関数の和でフィッティングを行い、signal peak の位置と pedestal の mean 位置を求めた。なお、V792 の overflow による寄与を取り除くため、フィッティングに用いる ADC チャンネルは 0 から 3000 ch までに制限した。

図 4.22a に BGO1 の ADC 分布のフィッティング結果を示す。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。また、図 4.22b にピーク周辺の線形スケールでのフィッティング結果を示す。同様に、図 4.23a に BGO2 の ADC 分布のフィッティング結果を示す。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。また、図 4.23b にピーク周辺の線形スケールでのフィッティング結果を示す。ここで、緑の曲線が pedestal の Gaussian 成分、紫の曲線が signal peak の Landau と Gaussian の畳み込み成分、深紅の曲線が background の exponential 成分を表している。これらのフィッティング結果から、BGO1 の signal peak 位置は  $ADC_{BGO1} = 920.8 \pm 2.2$  ch、pedestal の mean 位置は  $ADC_{BGO1,pedestal} = 368.6 \pm 0.03$  ch であった。同様に、BGO2 の signal peak 位置は  $ADC_{BGO2} = 730.9 \pm 1.7$  ch、pedestal の mean 位置は  $ADC_{BGO2,pedestal} = 269.0 \pm 0.03$  ch であった。

#### 4.4 バックグラウンド評価

以上の解析手順により、BGO 検出器で停止・吸収した  $\pi^-$  事象を選別できた。しかし、BGO 検出器で測定される信号には、(i) ビーム粒子が 2 粒子同時に入射した場合、(ii) ビーム粒子が S-2S スペクトロメータに入射せず直接 BGO に入射した場合、(iii) AC1 や WC でシャワーを生成し二次粒子が BGO に入射した場合など、複数のバックグラウンドが含まれる可能性がある。(iii) のようなシャワー起因の事象では、TC で再構成されるトラック数が複数本となることが多い。そのため、TC で 1 トラックのみ再構成されたイベントを選択することで、これらのバックグラウンドをある程度除去でき

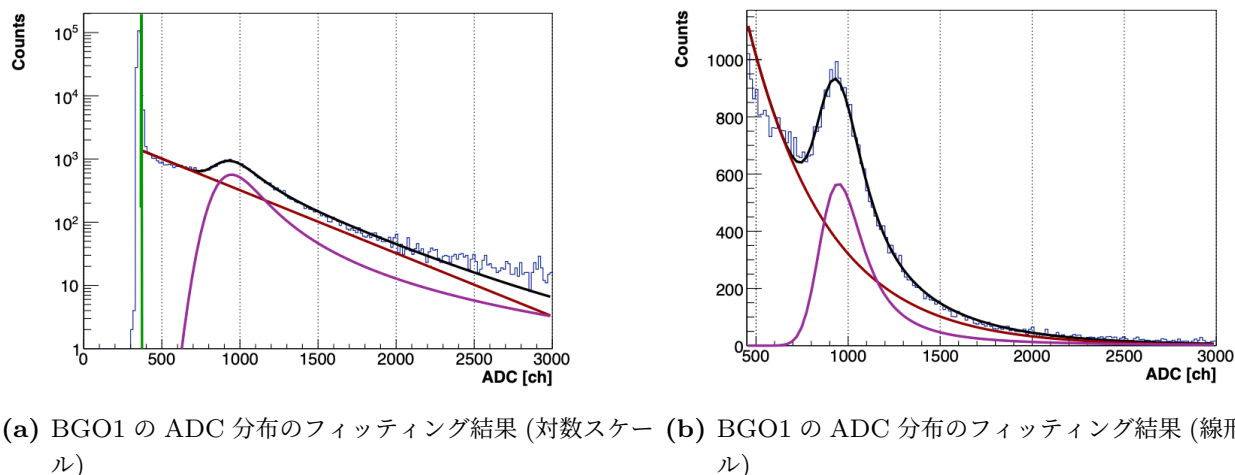


図 4.22: 宇宙線イベントにおける BGO1 の ADC 分布のフィッティング結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。それぞれの色の曲線は本文参照。

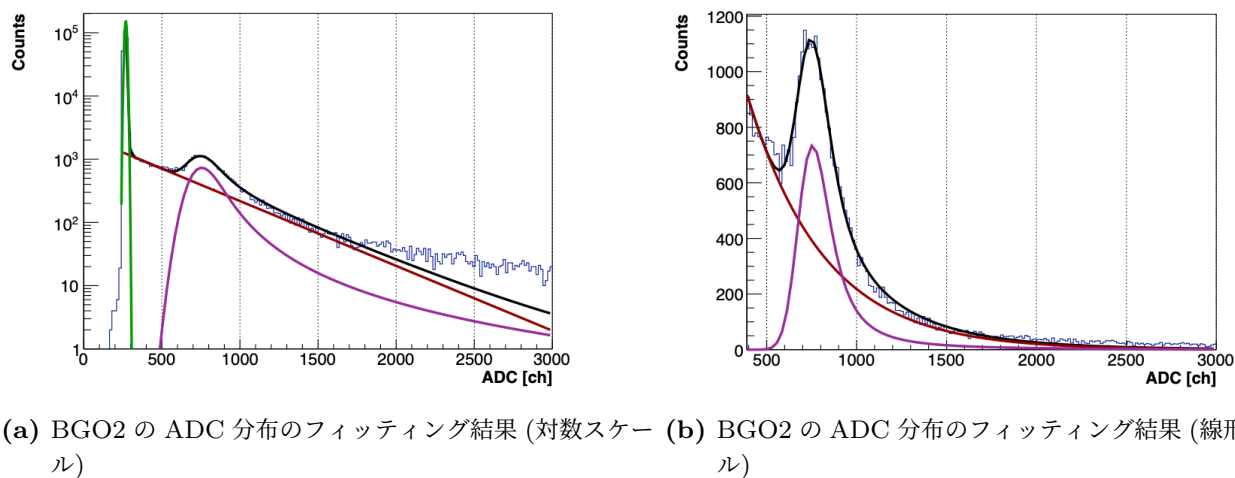


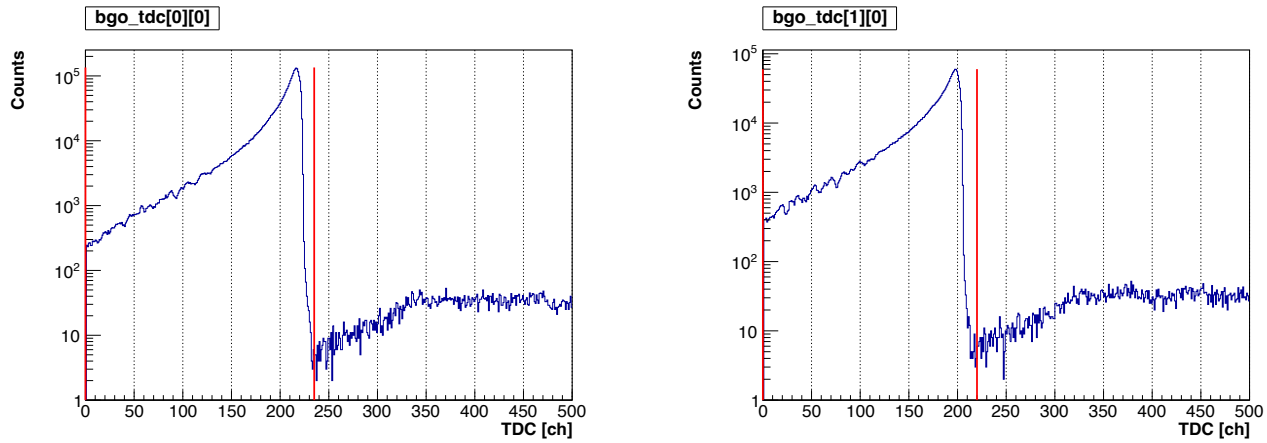
図 4.23: 宇宙線イベントにおける BGO2 の ADC 分布のフィッティング結果。横軸は ADC チャンネル、縦軸はイベント数を示す。それぞれの色の曲線は本文参照。

る。また、(ii) のようにスペクトロメータを経由せず直接 BGO に入射した場合には、本来の到達時間よりも早い時刻に BGO ヒットが記録されるため、BGO の TDC に適切なウィンドウを設定することで除去できる。

図 4.24 に BGO 検出器の TDC 分布を示す。横軸は TDC チャンネル、縦軸はイベント数である。図 4.24a に BGO1、図 4.24b に BGO2 の TDC 分布を示す。BGO 検出器の TDC には図中の赤線でするように、BGO1 は 0–235 ch、BGO2 は 0–220 ch のウィンドウを設定し、この範囲外にヒットが記録されたイベントはバックグラウンドとして除去した。BGO の TDC を記録した HUL-MHTDC は 1 ch あたり 0.833 ns の時間分解能を持つため、これらのウィンドウ幅はそれぞれ約 200 ns に相当する。

一方で、BGO1 にビーム粒子が 1 粒子入射した時刻と同一の TDC ウィンドウ内に、別のビーム粒子が BGO2 にも入射してしまうような偶発同時事象は、上記の選別では除去できない。本来このようなバックグラウンドは Geant4 シミュレーションで評価可能であるが、本実験は Geant4 における  $\pi^-$  吸収反応モデルの不定性を評価することを目的としているため、Geant4 で再現したスペクトル中のバックグラウンド成分をそのまま実験データから差し引くことは適切ではない。

この偶発同時事象は、トリガーレートを用いて簡易的に評価できる。本実験では Beam $\otimes$ TOF $\otimes$ TMC



(a) BGO1 の TDC 分布。横軸は TDC チャンネル、縦軸は (b) BGO2 の TDC 分布。横軸は TDC チャンネル、縦軸は イベント数を示している。

図 4.24: BGO 検出器の TDC 分布。横軸は TDC チャンネル、縦軸はイベント数を示している。赤線はそれぞれの TDC に設定したウィンドウの範囲を示している。

トリガーのレートは 14 k/spill であった。spill 構造を精密に考慮しない近似として、1 spill のうちビーム粒子が飛来する時間 (spill-on) の幅を約 2 s とすると、TMC のヒット率は約  $R_{\text{TMC}} \simeq 7000 \text{ s}^{-1}$  となる。

TMC の有効面積を  $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ 、各 BGO 検出器の断面積を  $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$  と近似すると、TMC にヒットした粒子がそれぞれ BGO1 および BGO2 に入射する確率は  $p_1 \simeq p_2 \simeq (50 \times 50)/(100 \times 100) = 0.25$  である。したがって各検出器への入射率は  $r_1 = R_{\text{TMC}} p_1$ 、 $r_2 = R_{\text{TMC}} p_2$  で与えられる。さらに、BGO 検出器の TDC に設定したウィンドウ幅を  $\Delta t \simeq 200 \text{ ns}$  とすると、偶発同時入射率は

$$r_{\text{acc}} \approx r_1 r_2 \Delta t = R_{\text{TMC}}^2 p_1 p_2 \Delta t \quad (4.13)$$

と見積もられる。数値的には

$$r_{\text{acc}} \approx (7000 \text{ s}^{-1})^2 \times 0.25 \times 0.25 \times 200 \text{ ns} \simeq 0.6 \text{ s}^{-1} \quad (4.14)$$

となり、spill-on が 2 s の場合には 1 spill あたり約 1.2 事象に相当する。

解析ではこれに加えて、BGO2 のヒット時間が BGO1 のヒット時間よりも後である事象のみを選択しているため、偶発同時入射率はさらに減少すると考えられるが、本解析ではこの補正は行わず、上記の見積りと同程度の偶発同時入射が最大で起こり得ると仮定して解析を進めた。

## 4.5 解析結果

以上の解析手順を経て、BGO1 で  $\pi^-$  中間子が吸収された際の BGO1 のエネルギースペクトルを得た。図 4.25 に BGO1 のエネルギースペクトルを示す。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示している。

この時、BGO2 で中性粒子が検出された時のエネルギースペクトルも同様に得た。図 4.26 に BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示している。BGO1

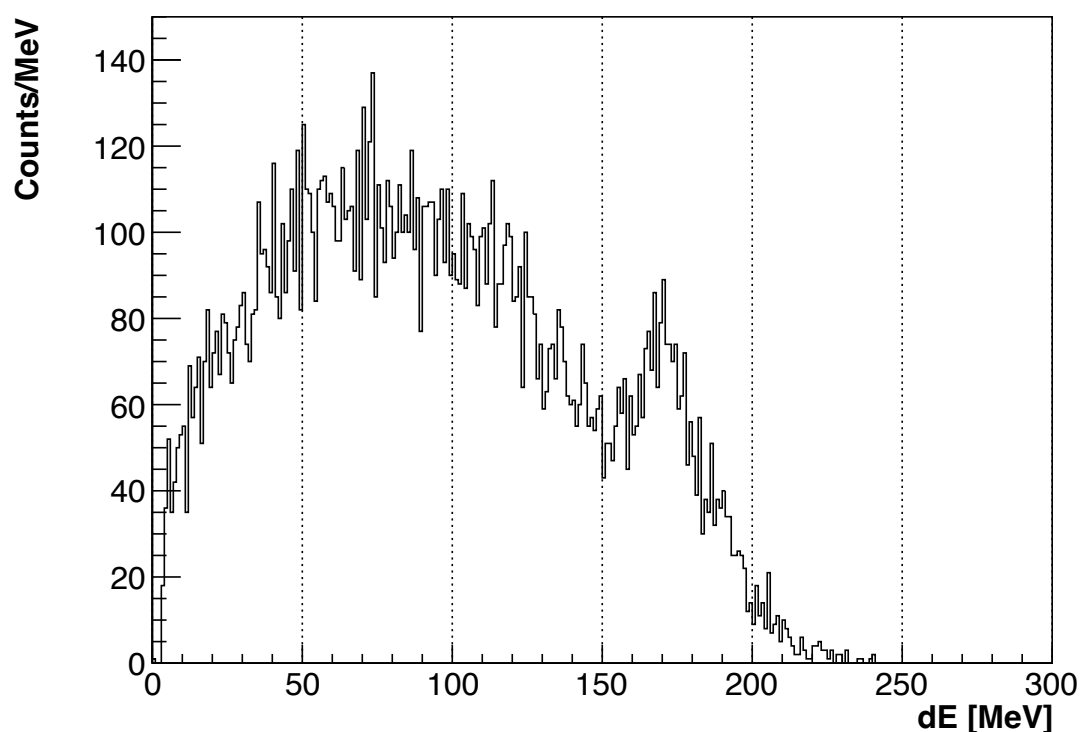


図 4.25: BGO1 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示す。

のスペクトルには、170 MeV あたりにピークが見られるが、これはビーム粒子である  $\pi^-$  中間子が BGO1 で運動エネルギーをすべて失って吸収された際の運動エネルギーに対応するピークである。それより低い領域には、70 – 80 MeV を中心としてとして幅の広い分布が見られる。これは主に  $\pi$  中間子が BGO1 の中で BGO 原子を電離させることで発生した電子や、 $\pi$  中間子が BGO 原子核と反応して生成された陽子などの荷電二次粒子によるエネルギー沈着に対応すると考えられる。 $\pi$  中間子が BGO1 の中で止まり切る前に非弾性散乱した場合は、これらのエネルギー沈着が主な寄与となる。

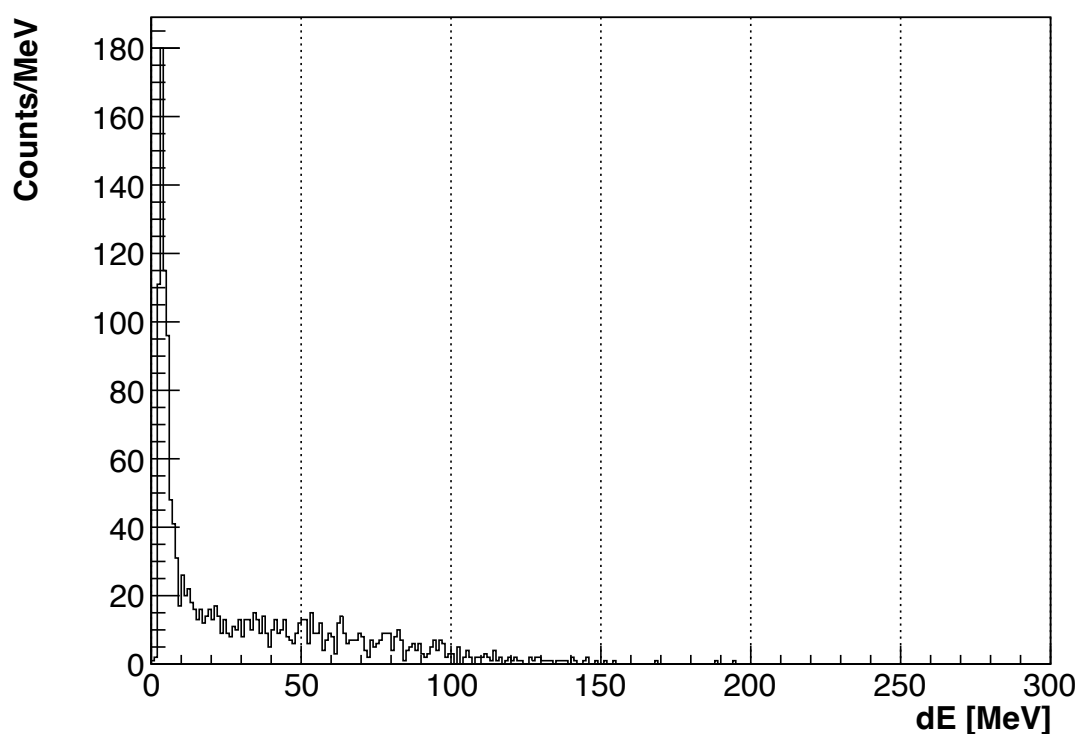


図 4.26: BGO2 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示す。

この時、BGO2 では中性子と同時に光子も検出されている可能性があるため、光子の寄与を除去する

必要がある。先行研究 [33] によるシミュレーションでは、BGO2 で検出された中性粒子の信号は、エネルギーが低い領域では光子が優勢であり、エネルギーが高い領域では中性子が優勢であることが示されており、発生した nuclear  $\gamma$  による BGO2 でのエネルギー沈着は、最大で 15 MeV になることがわかっている。そこで、BGO2 のエネルギースペクトルに対し、15 MeV の threshold を設け、15 MeV 以上のイベントのみを中性子イベントとして選択した。この選択条件下で得られた BGO1 のエネルギースペクトルを図 4.27 に示す。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示している。BGO1 で  $\pi^-$  中間子が吸収されたイベント数は 15486 事象であり、そのうち BGO2 で 15 MeV 以上のイベントが検出された事象数は 806 事象であった。

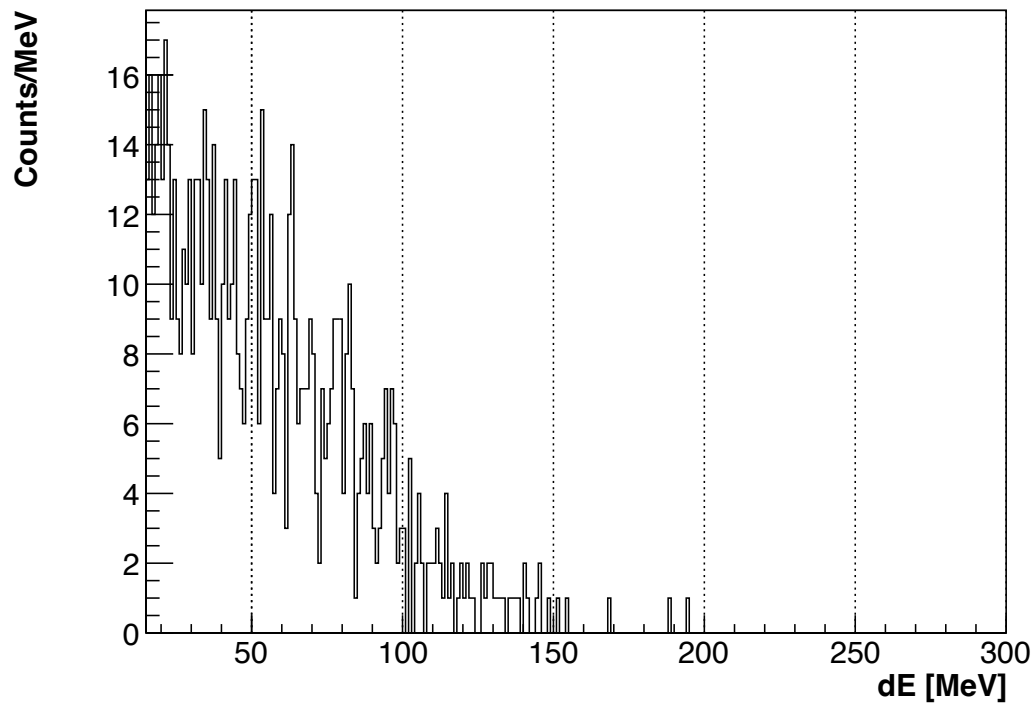


図 4.27: BGO2 で 15 MeV 以上のイベントが検出された場合の BGO1 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示す。横軸の始点は 15 MeV に設定している。

前節の簡易見積もりより、BGO1-BGO2 への偶発同時入射は 1 spill あたり  $\mathcal{O}(1)$  程度起こり得る。一方で、本解析におけるカットなしの総イベント数は  $N_{\text{all}} \simeq 9.5 \times 10^6$ 、最終的に用いるカット後イベント数は  $N_{\text{sel}} \simeq 1.5 \times 10^4$  であり、全体の生存率は

$$\epsilon_{\text{sel}} = \frac{N_{\text{sel}}}{N_{\text{all}}} \simeq 1.6 \times 10^{-3} \quad (4.15)$$

である。トリガーレート 14 k/spill より、測定期間の spill 数は  $N_{\text{spill}} \simeq 9.5 \times 10^6 / (1.4 \times 10^4) \simeq 6.8 \times 10^2$  と見積もられる。したがって、偶発同時入射の総数はカット前に高々  $\mathcal{O}(10^3)$  程度であり、これに上記の選別を適用した後に残留する寄与は  $\mathcal{O}(1)$  程度と期待される。以上より、最終サンプル  $N_{\text{sel}}$  に対して BGO1-BGO2 偶発同時入射の寄与は十分小さく、本解析では無視できると考えられる。

#### 4.5.1 BGO2 のエネルギー閾値の変更による影響

BGO2 で中性粒子を選択する際のエネルギー閾値は、先行研究 [33] に則り、nuclear  $\gamma$  による寄与を除去するために 15 MeV に設定した。一方で、これほど高い閾値を設定すると、蒸発過程により生じる低エネルギー中性子の一部が検出されなくなる可能性がある。そこで、BGO2 で中性粒子を選択する際のエネルギー閾値を 3 MeV に変更した場合の BGO2 のエネルギースペクトルを図 4.28 に示す。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示している。BGO1 で  $\pi^-$  中間子が吸収されたイベントのうち、BGO2 で 3 MeV 以上のイベントが検出された事象数は 1,436 事象であり、5 MeV 以上のイベントが検出された事象数は 1,141 事象であった。表 4.1 にそれぞれのエネルギー領域における BGO2 のカウント数を示す。

表 4.1: BGO2 で 3 MeV 以上エネルギー損失の発生した中性粒子イベント数の内訳

BGO2 dE[MeV]	カウント数
3 – 5	295
5 – 15	335
15 – 300	806

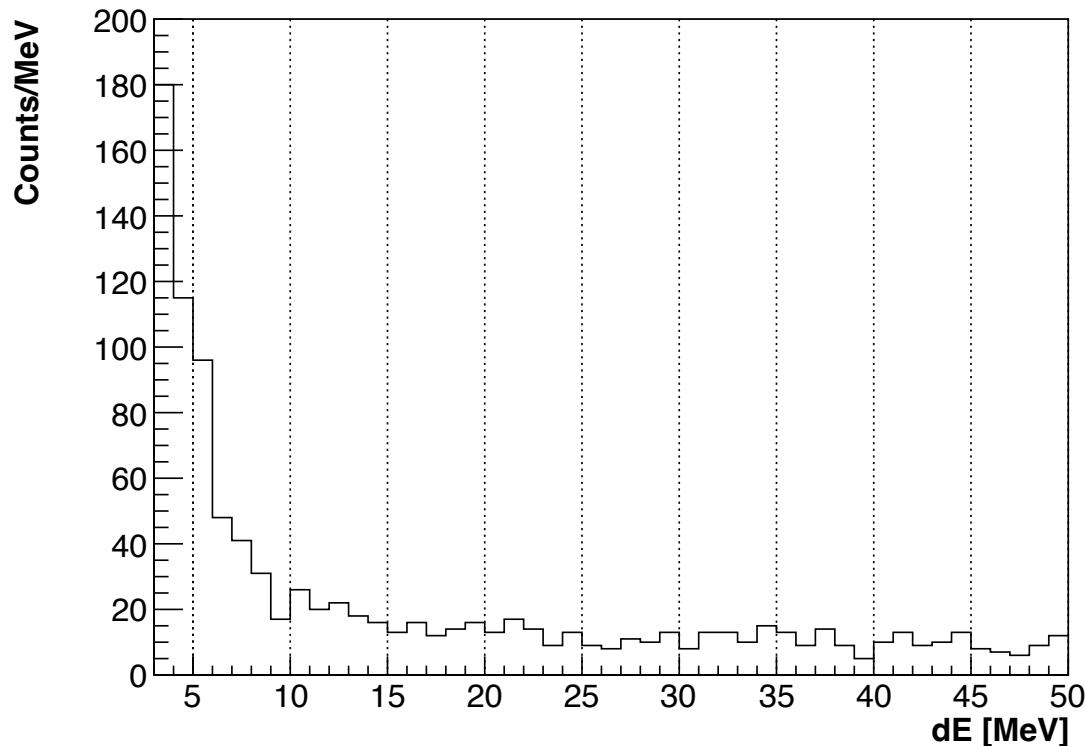


図 4.28: BGO2 で 3 MeV 以上のイベントが検出された場合の BGO1 のエネルギースペクトル。横軸はエネルギー [MeV]、縦軸はイベント数を示している。横軸の始点は 3 MeV に設定している。

## 4.5.2 BGO1 の dE 依存性と BGO2 中性子スペクトル

BGO1 における  $\pi^-$  吸収過程の違いと、BGO2 で観測される中性子成分のエネルギー付与分布の関係を調べるため、BGO1 の dE で領域分けを行った。ここでの狙いは、2.2.2 節で述べた吸収後の反応段階（核内カスケード、pre-equilibrium、evaporation）の寄与比の違いが、BGO2 に到達する中性子成分の分布に反映されるかを確認することである。

BGO1 でのエネルギー損失を閾値 150 MeV で 2 群に分類し、BGO1  $dE < 150$  MeV を low 群、BGO1  $dE \geq 150$  MeV を high 群と定義した。この閾値は、図 4.25 に示した BGO1 のエネルギースペクトルにおける非弾性散乱成分（70–80 MeV 付近を中心とするブロードな分布）と静止吸収ピーク（170 MeV 付近）との境界領域に相当する値として選んだ。すなわち、 $dE < 150$  MeV の事象群は、 $\pi^-$  が BGO 結晶中で静止する前に非弾性散乱を起こして運動エネルギーの一部を失った「in-flight 吸収」事象を多く含み、 $dE \geq 150$  MeV の事象群は、 $\pi^-$  が結晶中で十分に減速して静止した後に吸収された「静止吸収」事象が主体であると考えられる。また、閾値を 130–170 MeV の範囲で変化させても後述する傾向は概ね同様であり、この分類が特定の閾値に強く依存するものではないことを確認した。図 4.29 に、閾値を 150 MeV に設定した場合の、両群で規格化した BGO2 のエネルギースペクトルを示す。

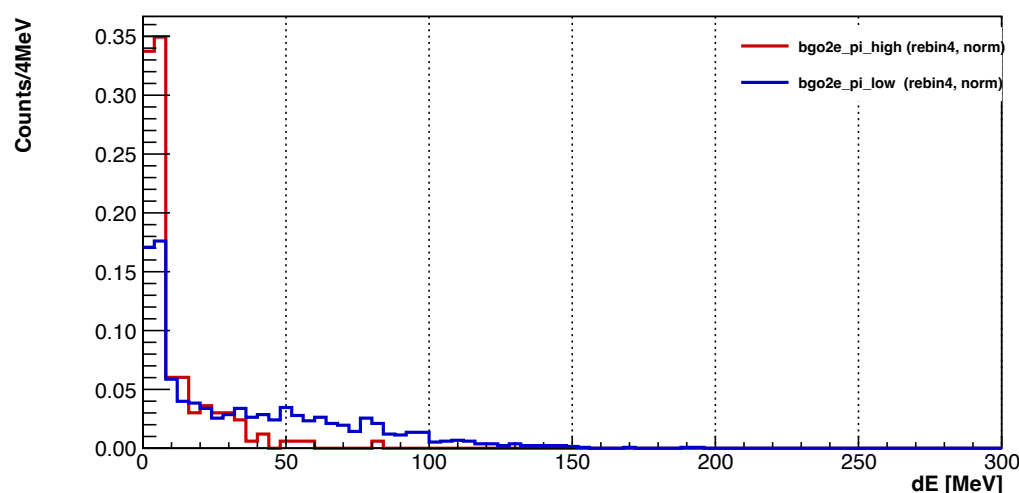


図 4.29: BGO2 エネルギースペクトルの比較。BGO1 dE で分類した比較で、赤ヒストグラムが high 群（BGO1  $dE \geq 150$  MeV）、青ヒストグラムが low 群（BGO1  $dE < 150$  MeV）を表す。横軸は BGO2 dE [MeV]、縦軸はそれぞれのヒストグラムのエントリー数を 1 としたときの規格化カウント（Counts/4 MeV）を表す。

図 4.29 より、BGO1 dE が low の群では、high の群に比べて BGO2 dE の高エネルギー側の寄与が相対的に大きい傾向が見られる。この傾向は、2.2.2 節で述べた核内カスケード過程と脱励起過程の描像から以下のように物理的に理解できる。low 群の事象では、 $\pi^-$  が結晶中の BGO 原子核に非弾性散乱を起こした後に吸収されるため、吸収時点で  $\pi^-$  が残存運動エネルギーを保持している。この残存運動エネルギーは  $\pi^-$  の静止質量エネルギー（約 140 MeV）に加えて核内に注入されるため、核内カスケード過程においてより高いエネルギーの二次粒子（核子や軽核クラスター）が放出される確率が高くなる。その結果、BGO2 に到達する中性子のうち、高エネルギー成分の割合が増加すると考えられる。一方、high 群は静止吸収ピーク近傍の寄与が相対的に大きい。静止吸収の場合、核内に注入されるエネ

ルギーは  $\pi^-$  の静止質量エネルギーのみであり、表 2.3 に示したように重い原子核 (BGO の場合 Bi、 $Z = 83$ ) では蒸発中性子が放出中性子の大部分を占めるため、放出される中性子のエネルギー分布はより低エネルギー側に偏る。この蒸発中性子優勢の描像と、high 群で BGO2 dE の低エネルギー側の成分が増える観測結果は整合的である。

ただし、BGO2 の dE は中性子の入射運動エネルギーそのものではなく、BGO2 内での中性子と BGO 原子核 (Bi、Ge、O) との反応断面積やそのエネルギー依存性、さらに散乱運動学を通じて変換されたエネルギー損失であるため、中性子の入射エネルギーと BGO2 dE の間には非自明な対応関係がある。したがって、本結果は「吸収過程依存性を示唆する」ものとして定性的に解釈する。

### 4.5.3 BGO1 での $\pi^-$ 入射位置依存性

BGO1 入射面におけるトラック選択範囲は中心から  $\pm 20$  mm である。シンチレータ結晶における検出信号は、シンチレーション光の発生位置と光検出器 (本実験では MPPC) の幾何学的な位置関係に依存して変化し得る。特に BGO 結晶のサイズ ( $50 \times 50 \times 200$  mm) はトラック選択範囲 ( $\pm 20$  mm) と同程度であるため、結晶端面近傍での光反射パターンの違いや、ビームプロファイルと入射位置の相関がエネルギー応答に影響を及ぼす可能性がある。そこで、入射位置による BGO1 dE の変化を確認するため、以下の 2 領域を比較した。

- 中心領域:  $|x| < 10$  mm かつ  $|y| < 10$  mm (面積:  $20 \times 20 = 400$  mm<sup>2</sup>)
- 外側領域:  $|x| < 20$  mm かつ  $|y| < 20$  mm かつ  $\max(|x|, |y|) \geq 10$  mm (10–20 mm の矩形リング、面積: 1200 mm<sup>2</sup>)

図 4.30 に、中心領域と外側領域で比較した BGO1 のエネルギースペクトルを示す。

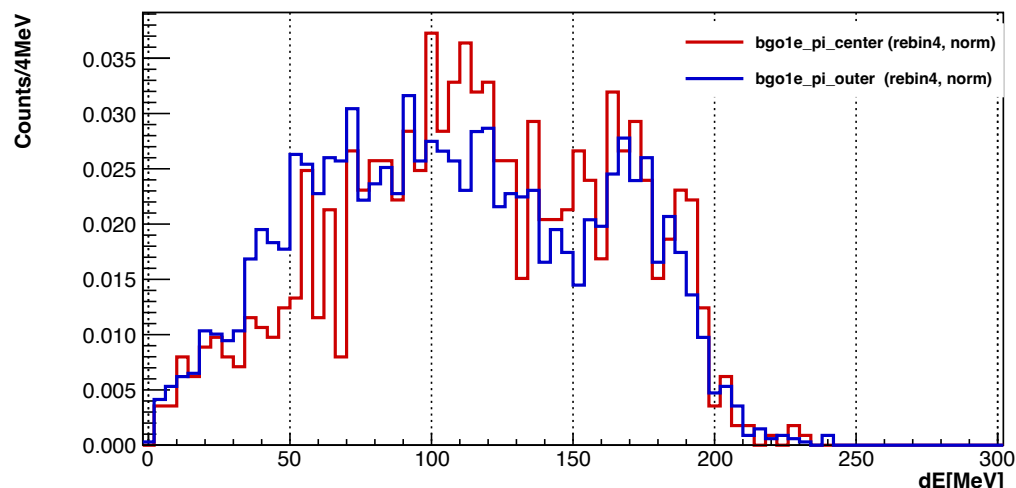


図 4.30: BGO1 エネルギースペクトルの位置依存性比較。赤ヒストグラムは中心領域 ( $|x| < 10$  mm かつ  $|y| < 10$  mm)、青ヒストグラムは外側領域 ( $|x| < 20$  mm,  $|y| < 20$  mm,  $\max(|x|, |y|) \geq 10$  mm) を表す。それぞれのヒストグラムのエントリー数を 1 とした規格化分布 (縦軸: Counts/4 MeV) である。横軸は BGO1 dE [MeV]。

図 4.30 より、中心領域と外側領域で BGO1 dE 分布に有意な差は見られなかった。この結果は、トラック選択範囲 ( $\pm 20$  mm) 内において BGO1 のエネルギー応答が xy 方向に概ね一様であることを示

しており、BGO1 のエネルギーキャリブレーションにおける  $xy$  位置に起因する系統的不確かさは小さいと考えられる。

一方で、BGO 結晶の光検出器 (MPPC) は  $z$  下流側の端面に取り付けられているため、シンチレーション光の減衰は  $xy$  方向よりも  $z$  方向 (ビーム軸方向) に対してより本質的な影響を持つと考えられる。BGO シンチレータの典型的な光減衰長は 200–300 mm 程度であり、BGO1 結晶の  $z$  方向の長さ (200 mm) と同程度である。 $\pi^-$  ビーム (約 250 MeV/c) は BGO1 の上流端面から入射し、電離損失により減速しながら結晶中の数十 mm 程度の深さで停止・吸収される。したがって、 $\pi^-$  吸収に伴うシンチレーション光の大部分は MPPC から比較的離れた位置で発生しており、光減衰による信号損失が生じている可能性がある。この効果は、 $\pi^-$  の入射運動エネルギーの違い (すなわち停止位置の深さの違い) に応じて事象ごとに異なるため、BGO1 のエネルギー分解能に対する系統的な寄与となり得る。

ただし、本実験配置では BGO1 単体の情報から  $z$  方向の入射・反応位置依存性を直接評価することは困難である。中心領域と外側領域とで  $z$  方向の停止位置分布に大きな差は期待されないため、今回観測された  $xy$  方向の一様性は  $z$  依存性の有無とは独立な結果である。

## 第5章

# テスト実験の再現シミュレーション

本実験は BGO シンチレータにおける  $\pi^-$  吸収過程の不定性を評価することを目的としている。そのため、実験データをシミュレーションの結果と比較することが不可欠である。そこで、Geant4 および PHITS のシミュレーションコードを用いてテスト実験を再現するシミュレーションを行った。本章では、物理モデルの概要、シミュレーションの設定、およびシミュレーション結果について述べる。

### 5.1 Geant4

本節では K1.8 ビームラインのジオメトリを再現した Geant4 を用いて行ったシミュレーションとその結果について述べる。Geant4 は C++ で開発された粒子輸送のモンテカルロシミュレーションツールキットであり、任意のジオメトリと材料に対して、電磁相互作用やハドロン反応を含む物理過程を組み合わせて粒子の生成・輸送・相互作用を追跡できる [60, 61]。高エネルギー物理や医療物理の分野で広く用いられており、検出器応答の評価や背景事象の見積もりに適している。

#### 5.1.1 Geant4 の物理モデル

2.2.2 で述べた通り、ビーム粒子と原子核の反応は、相互作用の時間スケールによって主に 2 つの段階に分類できる。第一段階は、入射粒子が原子核内の核子と個別に衝突を繰り返す「核内カスケード (Intranuclear Cascade)」過程であり、これは強い相互作用の特徴的な時間スケール ( $10^{-23}$ – $10^{-22}$  s) で進行する。この過程では、高エネルギーの二次粒子 (核子や  $\pi$  中間子) が放出され、系のエネルギーと運動量が再分配される。

第二段階は、カスケード過程終了後、励起された残留核が熱平衡状態に向かい、最終的に安定核へと崩壊する「脱励起 (De-excitation)」過程である。これは比較的遅い時間スケール ( $10^{-18}$ – $10^{-16}$  s) で進行し、中性子や陽子、軽核の蒸発、あるいは核分裂といった現象が競合する。Geant4 では、前者を記述するために Bertini INC や INCL++ といった核内カスケードモデルが、後者を記述するために Weisskopf-Ewing 模型に基づく蒸発モデルや ABLA モデルなどが用意されており、これらを適切に組み合わせることで一連の反応をシミュレートすることができる。

核内カスケードモデルでは、原子核を有限サイズのポテンシャル内に束縛されたフェルミ気体として

表現し、入射粒子と核子、および核子同士の二体衝突を逐次モンテカルロ的に追跡する。各衝突の発生確率は、局所核子密度と真空中の核子間散乱断面積から決定され、散乱後の核子状態がフェルミ面の下に入る場合には Pauli ブロッキングにより衝突を拒否する。カスケードが終了するまで粒子の運動を追跡することにより、高エネルギー成分の放出粒子スペクトルおよび多重度、さらにカスケード後に残る残留核の質量数・電荷数・励起エネルギーを得る。

蒸発モデルでは、複合核内部の自由度が十分に混合し熱平衡に達していると仮定し、複合核を有限温度をもつ液滴として扱う。励起エネルギーはレベル密度パラメータを用いて核温度と結び付けられ、この温度に対応したマクスウェル型のエネルギー分布に従って中性子や陽子などの軽粒子がポテンシャル障壁を越えて放出されるとする。このとき、各粒子種の放出確率は逆反応断面積および娘核のレベル密度により決定される。

Geant4 には複数の核内カスケードモデルとそれに伴う蒸発モデルが実装されており、代表的なものとして Bertini Intranuclear Cascade model (Bertini INC) と the Liège Intranuclear Cascade model (INCL) がある。本研究では、これら 2 つの核内カスケードモデルを用いてシミュレーションを行い、その結果を比較した。

#### Bertini Intranuclear Cascade model

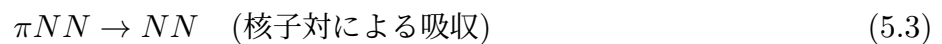
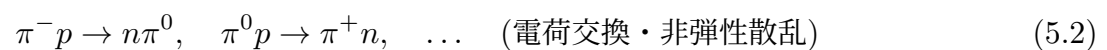
Bertini Intranuclear Cascade model (以下、Bertini モデル) は、Geant4 における標準的な核内カスケードモデルの一つであり、広範なエネルギー領域と原子核種に対して、実験データを再現するようにチューニングされた現象論的なモデルである。

Bertini モデルでは、原子核を密度が異なる複数の同心球殻 (最大 6 層) として近似し、各領域において核子は局所密度に応じた縮退した Fermi 気体として扱われる [62]。入射ハドロンは古典的な粒子として追跡され、媒質中の平均自由行程に基づいて核子と二体衝突を行う。この際、散乱断面積には自由空間における実験値のパラメトライゼーションが用いられ、Pauli 排他律による散乱の抑制 (Pauli blocking) が考慮される。

$\pi$  中間子の吸収過程に関して、Bertini モデルでは 2.2.2 節で述べた多体吸収を主要な反応チャネルとして実装している。



具体的には、以下のような 2 体および 3 体が関与する反応チャネルを通して、中間子の質量エネルギーが核子の運動エネルギーへと変換される。



Bertini モデルの特徴は、これらの断面積や分岐比が実験データに基づくパラメータとして与えられている点にある。

カスケード過程が終了した後の原子核は励起状態にあり、続いて蒸発モデルによる脱励起計算が行わ

れる。Bertini モデルには独自の蒸発コード (Dostrowski らのモデル [63] に基づく) が内蔵されており、Weisskopf の統計理論に従って中性子、陽子、 $\alpha$  粒子等の放出を計算する。

#### INCL++ model

INCL++ (Liège Intranuclear Cascade model C++ version) は、Liège 大学を中心に開発された核内カスケードモデルであり、特に 150 MeV ~ 3 GeV 程度のエネルギー領域における核破碎反応 (Spallation) の記述に定評がある [64]。Bertini モデルと比較して、INCL++ はより微視的な物理描像に基づいて構築されている点に特徴がある。

INCL++ では、原子核ポテンシャルとして Woods-Saxon 型 (またはより現実的な分布) を採用し、核子の運動を時間発展として逐次追跡する。最大の特徴は、核子間の衝突だけでなく、カスケード過程における軽核クラスター (d, t,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) の動的な生成を考慮している点である。これは「表面コアレスセンス (Surface Coalescence)」と呼ばれる機構により、放出される核子が位相空間内で近接している場合にクラスターを形成して放出される過程をモデル化したものである。これにより、高エネルギー成分の軽核生成断面積を精度よく再現することが可能となっている。

$\pi$  中間子の物理に関しては、INCL++ は  $\Delta(1232)$  共鳴状態を明示的に生成・追跡することで記述する。すなわち、 $\pi$  中間子の吸収は直接的なパラメータとして与えられるのではなく、

$$\pi + N \rightarrow \Delta, \quad \Delta + N \rightarrow N + N \quad (5.4)$$

という 2 段階のプロセスとして記述される。これにより、 $\pi$  中間子の生成・吸収および散乱が、 $\Delta$  共鳴の寿命や崩壊分岐比といった基本的な物理量に基づいて一貫して扱われることになる。本研究において、BGO 検出器中での  $\pi^-$  吸収反応の精度を議論する上で、この微視的な取扱いの差は重要である。Meo らによる先行研究 [65] では、CERN の中性子時間飛行施設 n\_TOF における中性子標的の核破碎反応を Geant4 でシミュレートする際に、INCL++ モデルが Bertini モデルよりも実験データを良く再現することが示されている。

#### ABLA 脱励起モデル

INCL モデルは核内カスケード過程の終了時点で、残留核の質量数・電荷数および励起エネルギー (必要に応じて角運動量など) を与える。その後の遅い時間スケールで進行する脱励起 (蒸発・核分裂など) は、統計模型に基づく脱励起コード ABLA によって扱われる。Geant4 における INCL では、カスケード後の残留核が十分軽い場合には Fermi break-up を用い、それより重い残留核の脱励起を ABLA (蒸発/核分裂) に渡す実装となっている [66, 67]。

ABLA は励起残留核の崩壊をモンテカルロ的に逐次追跡する統計脱励起モデルであり、中性子・陽子・ $\alpha$  などの軽粒子放出に加えて、重核では核分裂が蒸発と競合する過程を一貫して取り扱う。粒子蒸発の基本式は Weisskopf-Ewing 型 (詳細釣り合いに基づき、逆反応断面積と娘核の状態密度で放出確率を与える) で与えられ、各ステップで全幅  $\Gamma_{\text{tot}} = \sum_j \Gamma_j$  を計算し、分岐比  $\Gamma_j/\Gamma_{\text{tot}}$  に従って放出粒子種と運動学量を決定する [68]。したがって、Weisskopf の蒸発理論が「蒸発幅の理論式」を与えるの

に対し、ABLA はそれを核分裂などの競合チャンネルと併せて残留核の変換を逐次追いながら、実際の事象の過程を実装したものと位置づけられる。

さらに ABLA07 では、軽粒子蒸発と核分裂の間の競合に加え、十分高い励起領域においては break-up (多重破砕的な同時放出) を取り入れることで、広い励起領域での残留核崩壊を連続的に記述することを目指している [68]。本研究で用いた INCL+ABLA の組合せでは、カスケードで決定された残留核の  $A, Z, E^*$  を入力として、脱励起によって生成される低エネルギー成分 (蒸発粒子、核分裂片など) の寄与が決まる。

#### Neutron High Precision model (NeutronHP)

Geant4 には、20 MeV 以下の低エネルギー中性子の輸送と相互作用を高精度にシミュレートするために、Neutron High Precision model (NeutronHP) が実装されている (近年のバージョンでは ParticleHP パッケージの一部として統合されている)。前節までの核内カスケードモデルが理論や現象論的なパラメータに基づくのに対し、NeutronHP は実験的に測定・評価された核データライブラリ (Evaluated Nuclear Data Library) を直接参照してモンテカルロサンプリングを行う点に特徴がある。

NeutronHP は、弾性散乱、非弾性散乱、捕獲、核分裂などの各反応過程について、エネルギーに依存する断面積や放出粒子の角分布・エネルギースペクトルを核データに基づいて処理する。特に、共鳴領域を含む複雑な断面積構造を正確に扱うことができるため、低エネルギー中性子の遮へい計算や放射化分析において必須のモデルとなっている。

Geant4 で使用されるデータセットは G4NDL (Geant4 Neutron Data Library) と呼ばれ、ENDF/B-VII.0、JEFF-3.1、JENDL-4.0 といった主要な評価済み核データライブラリから変換・編集されたものである。シミュレーション実行時、Geant4 は G4NDL から断面積データを読み込み、必要に応じてドップラー広がりなどの処理を加えながら、中性子の反応を決定する。

#### 5.1.2 Geant4 シミュレーションのセットアップ

以下では、本研究で行った Geant4 シミュレーションのセットアップについて述べる。なお本研究で用いた Geant4 のバージョンは 11.2.2 である。

##### 物理モデル

本研究では、Bertini モデルと INCL モデルの 2 種類の核内カスケードモデルを用いてシミュレーションを行った。Bertini モデルを用いる場合には、Geant4 標準の物理リスト G4HadronPhysicsFTFP\_BERT を用い、INCL モデルを用いる場合には G4HadronPhysicsINCLXX を用いた。また、低エネルギー中性子の輸送には NeutronHP モデルを用いるため、ハドロンの弾性散乱過程には G4HadronElasticPhysicsHP を用いた。静止、吸収されたハドロンの物理過程には G4HadronStoppingPhysics を用いた。その他の電磁気過程やイオン物理過程には、Geant4 標準の物理モデルを用いた。表 5.1 に、Geant4 シミュレーションで用いた物理モデルの組合せを示す。

表 5.1: Geant4 シミュレーションで用いた物理モデルの組合せ

物理過程	Bertini INC	INCL++
電磁気過程	G4EmStandardPhysics	
シンクロトロン放射と $\gamma$ 線	G4EmExtraPhysics	
ハドロンの弾性散乱	G4HadronElasticPhysics	G4HadronElasticPhysicsHP
ハドロン物理	G4HadronPhysicsFTFP_BERT	G4HadronPhysicsINCLXX
停止したハドロン	G4HadronStoppingPhysics	
イオン物理	G4IonPhysics	G4IonINCLXXPhysics

### ジオメトリ

K1.8 ビームラインのうち、BH2 と実験標的、および S-2S スペクトロメータとその周辺検出器群、および BGO テスト実験の検出器群を再現したジオメトリを構築した。K1.8 スペクトロメータの後段には AFT を配置し、その後方に SdcIn と S-2S スペクトロメータを配置し、さらにその下流に SdcOut と TOF, AC1, WC を配置した。また WC の下流には、BGO テスト実験のテストベンチを測量に基づいたジオメトリで構築し、BGO と TC, VC、および TMC を配置した。図 5.1 に S-2S スペクトロメータ周辺のジオメトリを、図 5.2 に BGO テスト実験のジオメトリを示す。

### ビーム設定

一次粒子生成器 (Primary generator) として、K1.8 ビームラインで測定された  $0.4 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^-$  ビームのトラッキングデータを用いた。ビームの生成位置として BH2 の下流面を設定し、ビームの位置・角度分布および運動量分布を測定データに基づいて設定した。また、ビームの粒子種は 4.1.1 節で示したように、BTOF を 3 つの Gaussian でフィッティングすることで得られた各粒子種の割合に基づいて設定した。なお、ここで用いたビームデータは、テスト実験のデータ収集で使われた Beam  $\otimes$  TOF  $\otimes$  TMC トリガーのデータではなく、BH2 で生成する上でトリガーバイアスが最小になるよう、Beam トリガーのデータを用いている。図 5.3 に、Geant4 シミュレーションで用いたビームの BH2-BH1 間の飛行時間分布を示す。横軸は飛行時間 (ns)、電子の飛行時間が 0 になるようにオフセットされている。ビーム粒子はこれらのトラッキング情報からランダムにサンプリングした上で、それぞれの物理モデルで  $1.2 \times 10^9$  事象ずつ生成した。これは 600 spill (40 分相当) のテスト実験データと同等の統計量である。

### 解析手法

Geant4 シミュレーションでは、以下の手法で実験データと同様の解析を行った。

まず、TMC のエネルギー損失情報から TMC のヒット判定を行い、解析上で Beam  $\otimes$  TOF  $\otimes$  TMC トリガーを再現した上で、トリガーが成立した事象のみを解析対象とした。ビームの粒子種選択に関し

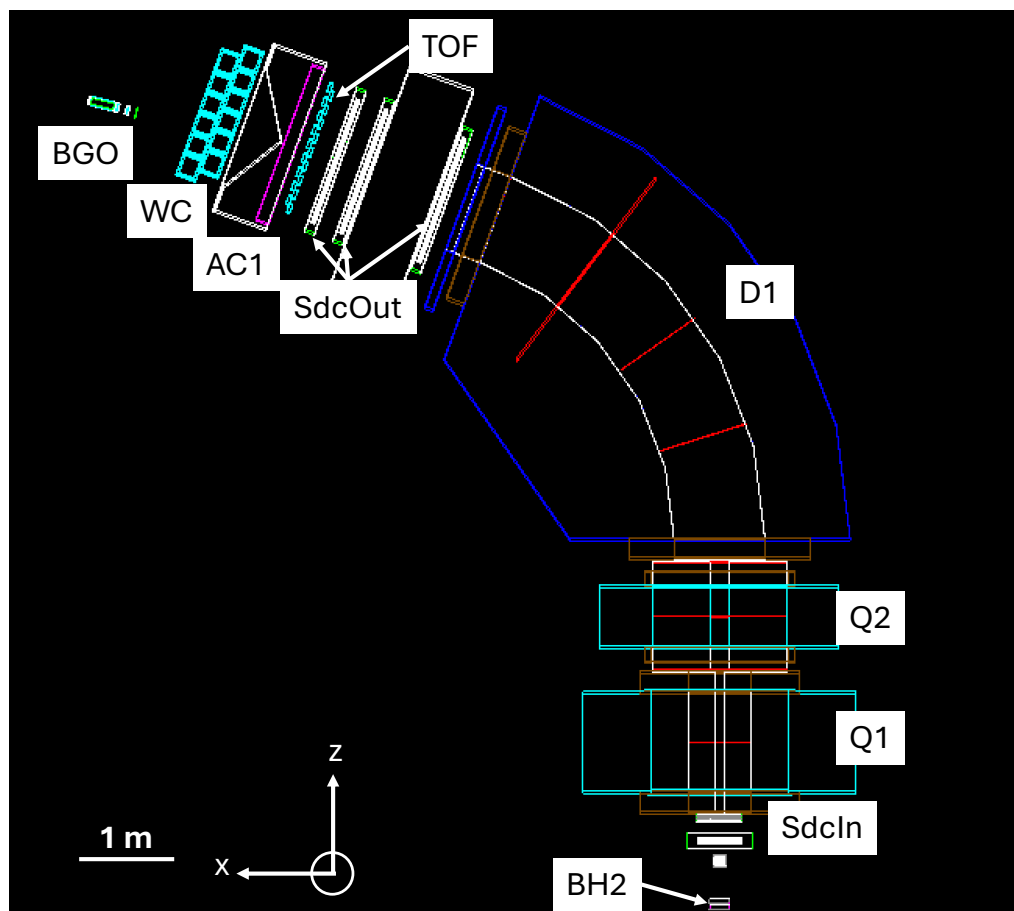


図 5.1: Geant4 で再現した S-2S スペクトロメータ周辺のジオメトリ。

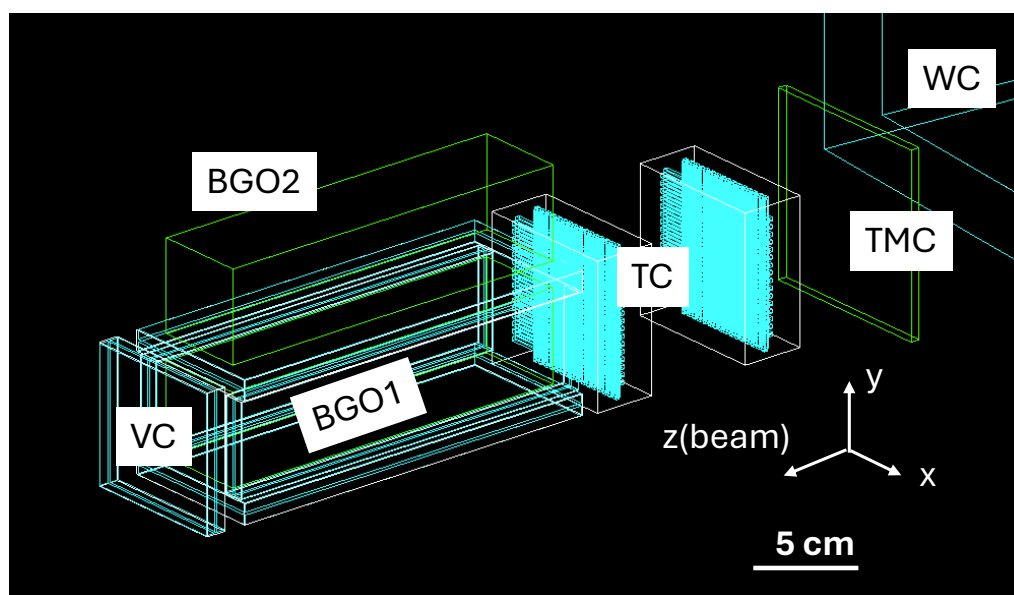


図 5.2: Geant4 で再現した BGO テスト実験のジオメトリ。

では、BGO1 に入射した粒子情報を直接用いて  $\pi^-$  粒子が BGO1 に入射した事象を選択した。

次に、VC の宇宙線キャリブレーションデータから実験時の VC の閾値を決定したが、シミュレーションデータにも同じ閾値を適用して VC ヒット判定を行った。これをもとに、実験データと同様に BGO1 を突き抜けたイベントと BGO1 に吸収されたイベントを選別した。

BGO2 のエネルギースペクトルに関しては、VC のカットを適用した後、BGO2 のエネルギー情報を取得し、実験データと同様にエネルギースペクトルを作成した。またそれと同時に、BGO2 に入射した粒子種情報を取得し、中性子が BGO2 に入射した事象のみを抽出して中性子成分のエネルギースペクトルも作成した。

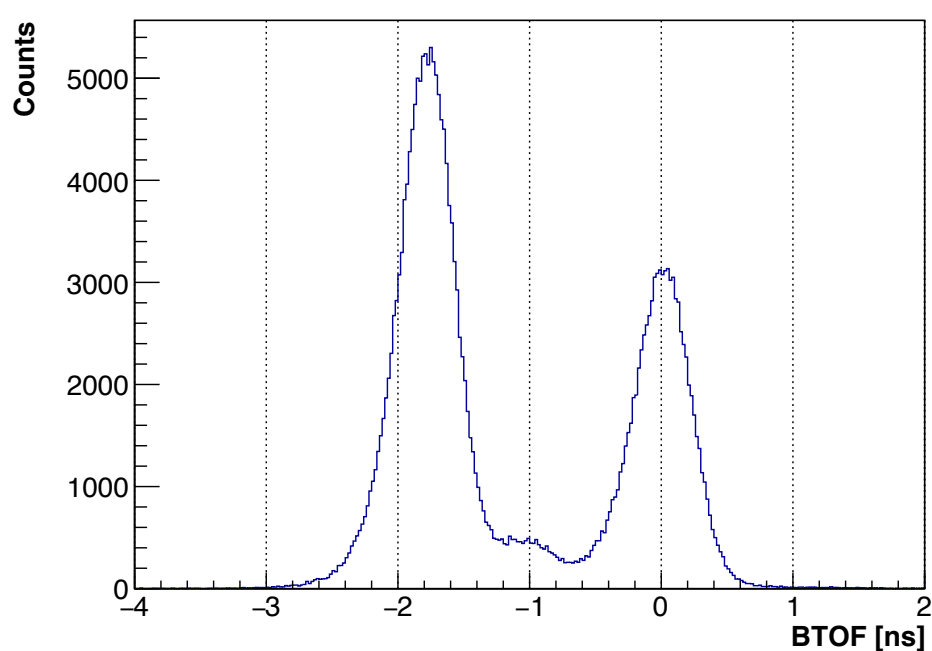


図 5.3: Geant4 シミュレーションで用いたビームの BH2–BH1 間の飛行時間分布。横軸は飛行時間 (ns)、電子の飛行時間が 0 になるようにオフセットされている。

### 5.1.3 シミュレーション結果

最終的なシミュレーション結果について、Bertini モデルと INCL モデルそれぞれを用いた場合の結果を以下に示す。

#### Bertini モデル

図 5.4 に Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。また、図 5.5 に Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。BGO1 に入射して吸収された  $\pi^-$  の数は 0 MeV から 300 MeV の範囲で 18441 事象であった。BGO2 では実験と同様のカットにより得られたエネルギースペクトルに加え、BGO2 に入射した粒子種情報を用いて中性子成分のエネルギースペクトルも作成した。図 5.6 に Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル (中性子成分) を示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子成分である。BGO2 に 15 MeV から 300 MeV の範囲でエネルギーを与えていた事象数は 288 であり、中性子によるヒット事象成分はそのうちの 214 であった。

#### INCL++ モデル

図 5.7 に INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。また、図 5.8 に INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。BGO1 に入射して吸収された  $\pi^-$  の数は 0 MeV から 300 MeV の範囲で 16489 事象で

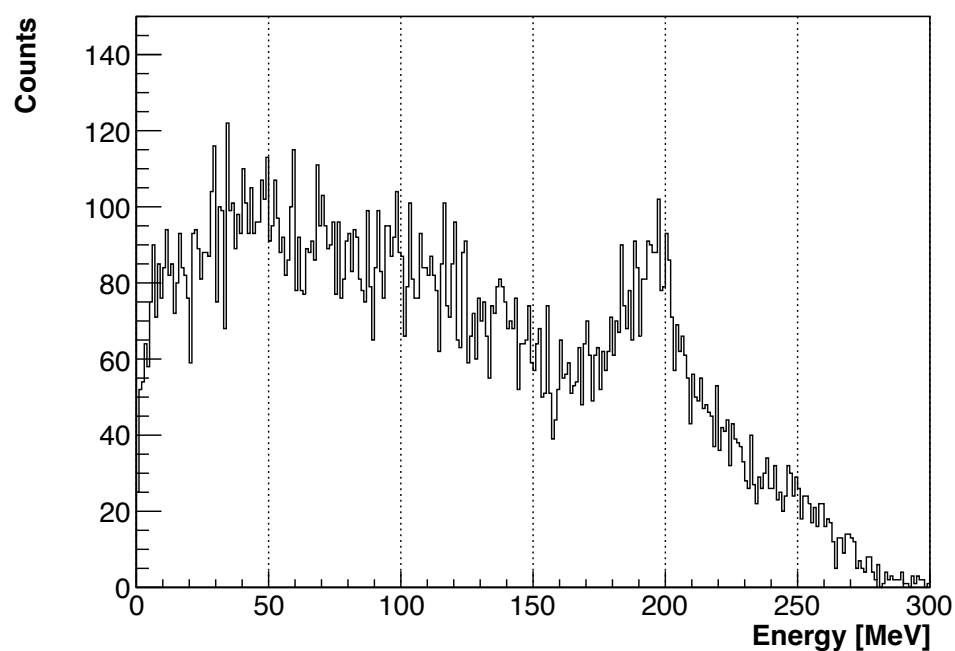


図 5.4: Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

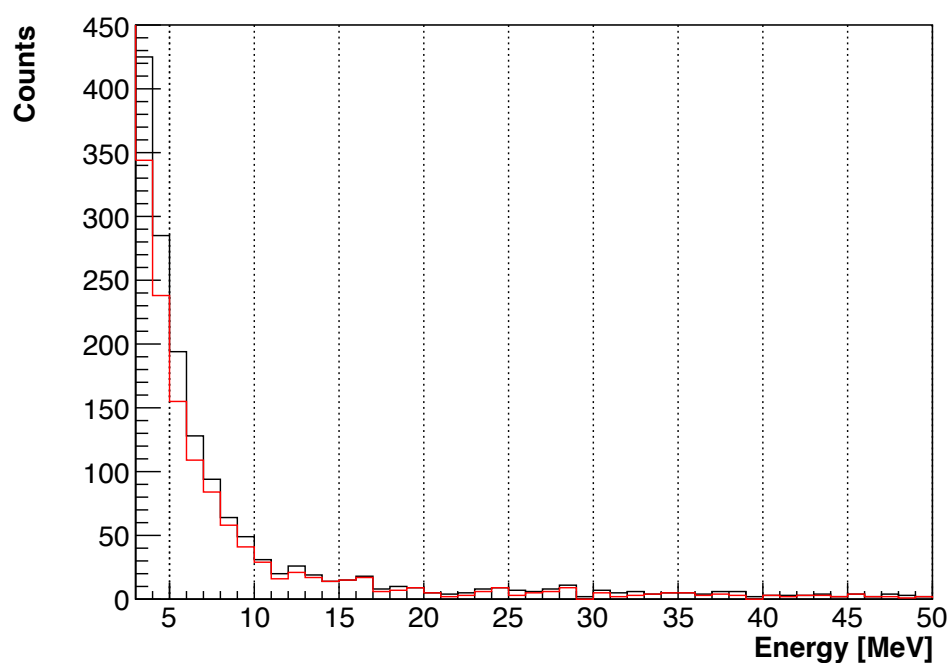


図 5.5: Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 3 MeV から 50 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。

あった。BGO2 では実験と同様のカットにより得られたエネルギースペクトルに加え、BGO2 に入射した粒子種情報を用いて中性子成分のエネルギースペクトルも作成した。図 5.9 に INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル (中性子成分) を示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子成分である。BGO2 に 15 MeV から 300 MeV の範囲でエネルギーを与えていた事象数は 327 であり、中性子によるヒット事象成分はそのうちの 236 であった。

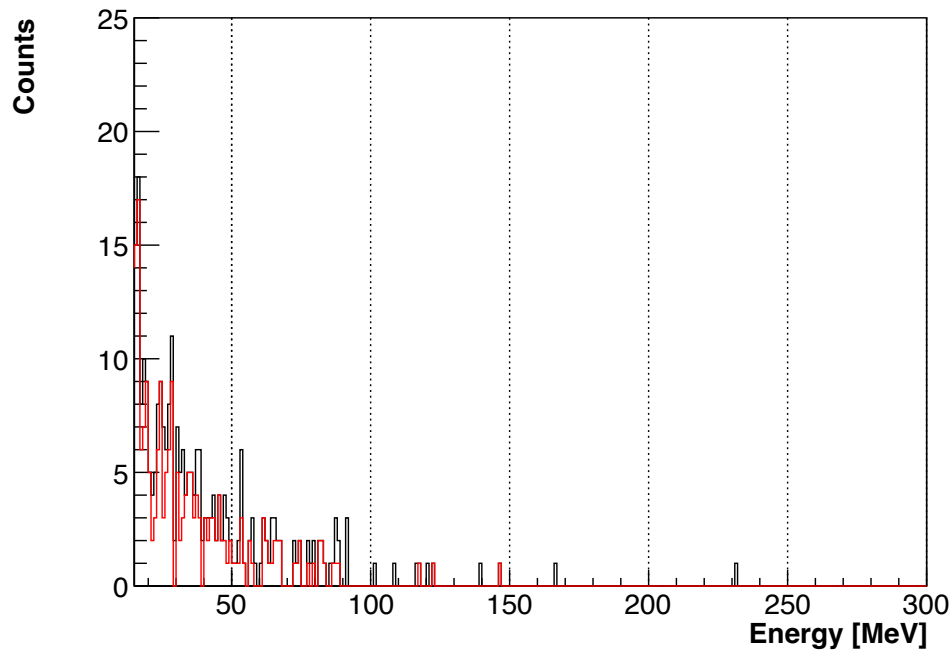


図 5.6: Bertini モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。

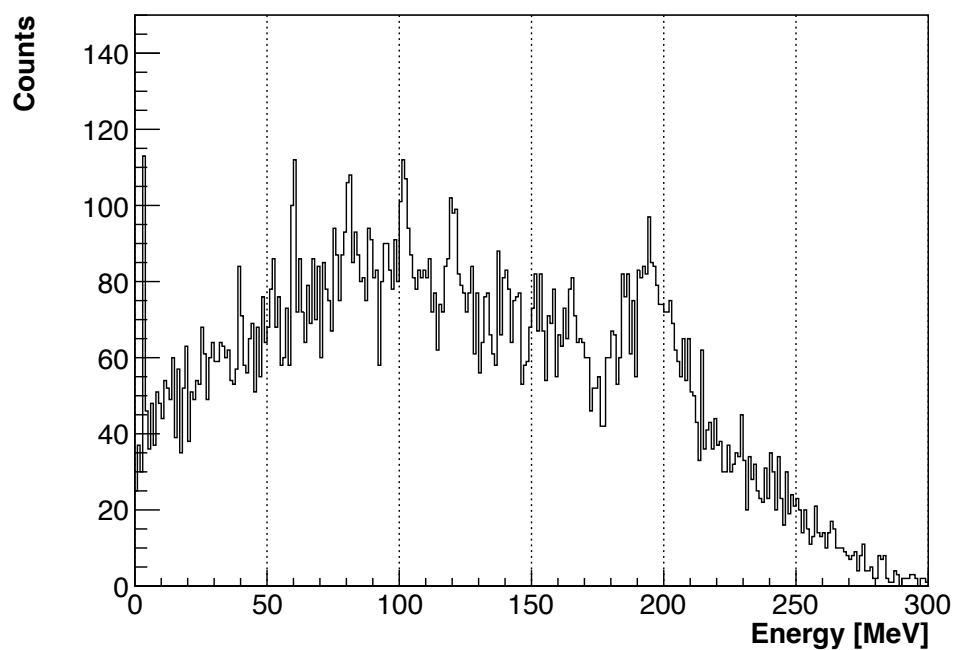


図 5.7: INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

#### 5.1.4 BGO2 のエネルギー閾値の変更による影響

4.5.1 節で評価したように、BGO2 のエネルギー閾値 15 MeV は蒸発中性子の大部分をカットしてしまう可能性がある。そこで、Geant4 シミュレーションにおいて BGO2 のエネルギー閾値を 3 MeV に変更した場合の影響を評価した。図 5.10 に閾値を 3 MeV に設定した場合の、Bertini モデルと INCL モデルで計算した BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。Bertini モデルの場合、閾値 5 MeV では 913 事象、閾値 3 MeV では 1623 事象であり、INCL モデルの場合、閾値 5 MeV では 1091 事象、閾値 3 MeV では 1815 事象であった。どちらのモデルに

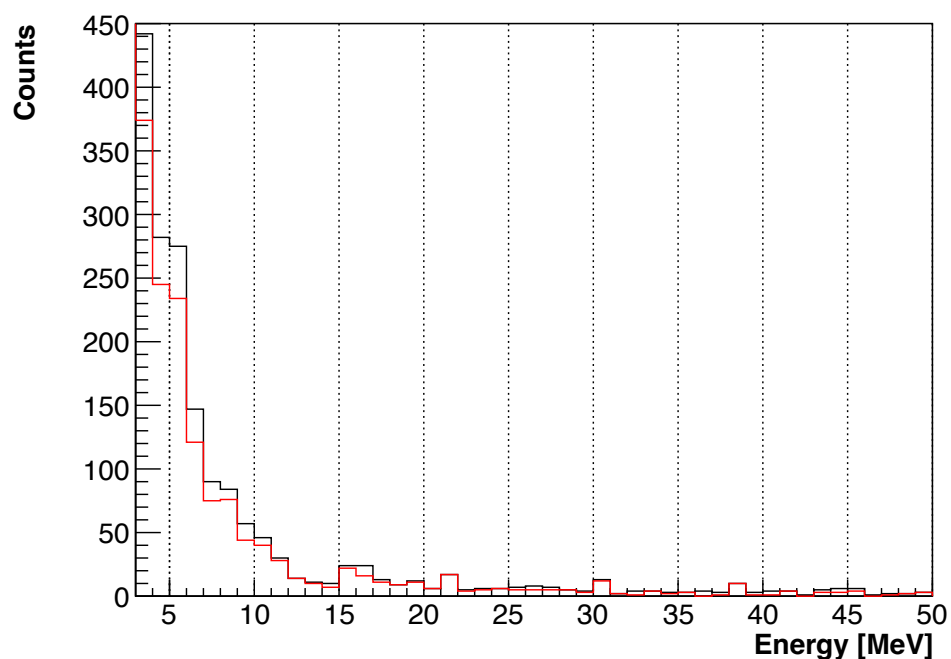


図 5.8: INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 3 MeV から 50 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。

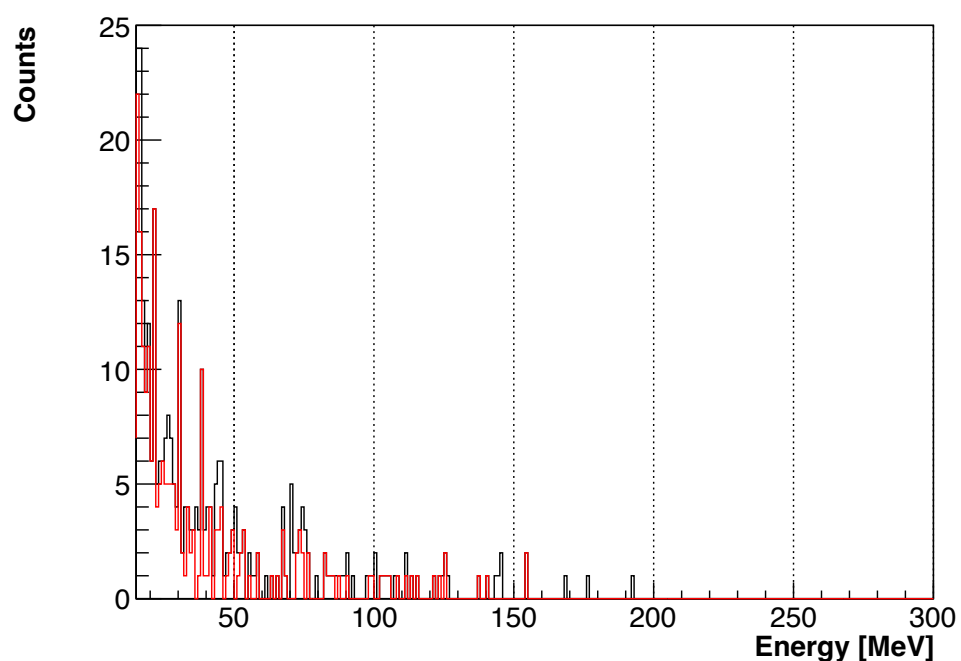


図 5.9: INCL モデルを用いた Geant4 シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV まで。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子によるヒット成分。

においても、閾値を下げることで BGO2 入射事象数が大きく増加する傾向が見られた。また、それぞれのエネルギー領域における BGO2 入射事象数の比較を表 5.2 に示す。

### 5.1.5 実験結果との比較

図 5.11 に BGO1 のエネルギースペクトルの実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較を示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。また、図 5.12 に BGO2 のエネルギースペクトルの実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較を示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事

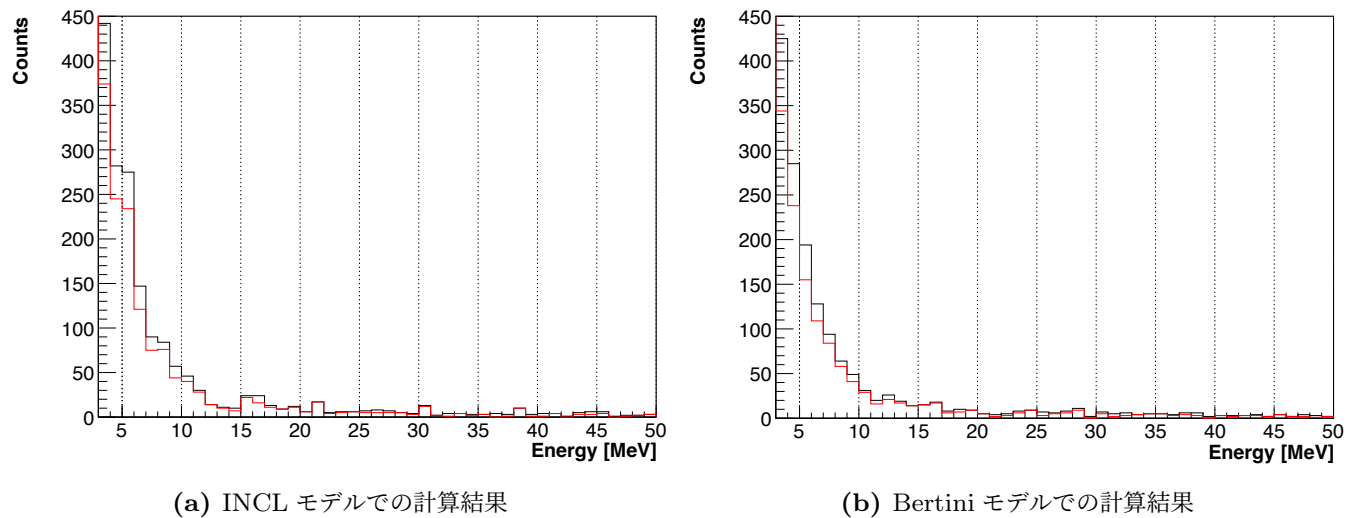


図 5.10: BGO2 のエネルギー閾値を 3 MeV に設定した場合の、Bertini モデルと INCL モデルで計算した BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

表 5.2: BGO2 のエネルギー閾値 3 MeV の際の、各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の比較

モデル	3 – 5 MeV	5 – 15 MeV	15 – 300 MeV
Bertini	710	699	288
INCL++	724	764	327

象数である。BGO2 のシミュレーションデータのうち黒が全粒子、赤が中性子成分である。なお、図 5.12 の横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV までである。さらに、図 5.13 には図 5.12 と同様の比較図を、横軸の範囲が 3 – 300 MeV まで拡大したものを示す。BGO1 および BGO2 のシミュレーションデータは、それぞれ Bertini モデルと INCL モデルで計算した結果を示している。BGO1 では、 $\pi^-$  ビームが運動エネルギーを全て受け渡した際に得られるピーク (以下、吸収ピーク) の位置が実験データとシミュレーションデータで 20 MeV ほど異なっている。これは Bertini モデル、INCL モデルいずれにおいても同様であり、BGO のエネルギーキャリブレーションに起因するか、あるいは Geant4 の電磁気過程モデルやハドロンの弾性散乱モデルなど、カスケード模型以外の物理モデルに起因する可能性が考えられる。

また、吸収ピークの高エネルギー側に関して、実験データは 250 MeV 付近が端になっているのに対し、シミュレーションデータでは 300 MeV 付近まで事象が存在している。これは  $\pi^-$  吸収によって発生する陽子や  $\alpha$  粒子などの BGO 検出器における光量の飽和効果がシミュレーションに反映されていないことが原因であると考えられる。

モデルごとの違いに関して、まず吸収ピークと非弾性散乱による低エネルギー側の形状が、実験データとシミュレーションデータで差異が見られる。特に、Bertini モデルではシミュレーションデータが実験データに比べ、非弾性散乱領域の最頻値が低エネルギー側にシフトしている。一方、INCL モデルでは逆に最頻値が高エネルギー側にシフトしている。また、0 – 150 MeV 付近の低エネルギー領域においても、INCL モデルは実験データに比べてイベント数を過小評価している。

BGO2 では、実験データとシミュレーションデータの形状が大きく異なっていることが分かる。特

に、実験データでは 150 MeV 付近まで線形に減少しているのに対し、シミュレーションでは 80 MeV 付近まで線形に減少し、それより高エネルギー側ではわずかしき事象が存在しない。また、シミュレーションデータの中性子成分を見ると、BGO2 に入射した粒子の大部分が中性子であることが分かる。しかしながら、シミュレーションデータの中性子成分も実験データとは形状が大きく異なっている。これらのことから、BGO2 に到達する中性子のエネルギースペクトル分布は、15 MeV 以上の領域に関して Geant4 シミュレーションが実際よりも数が少なく、エネルギーも過小評価している。

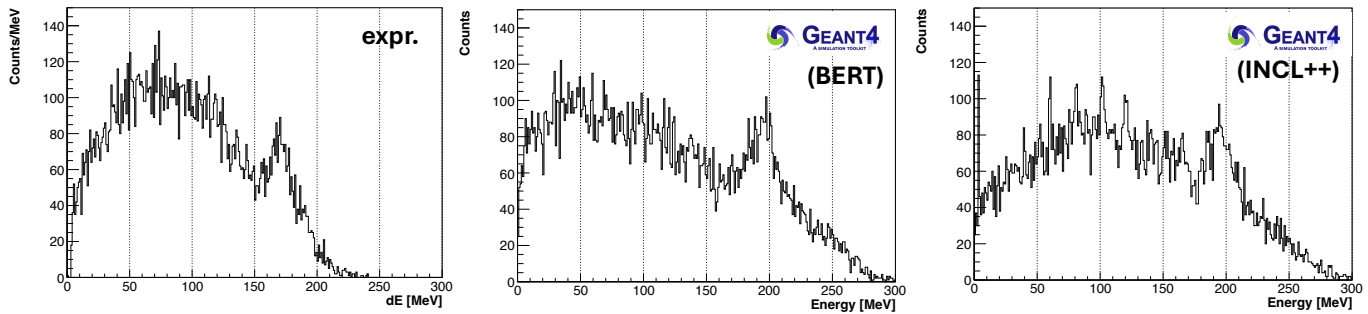


図 5.11: BGO1 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と Geant4 シミュレーション結果 (中央が Bertini モデル、右が INCL モデル) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

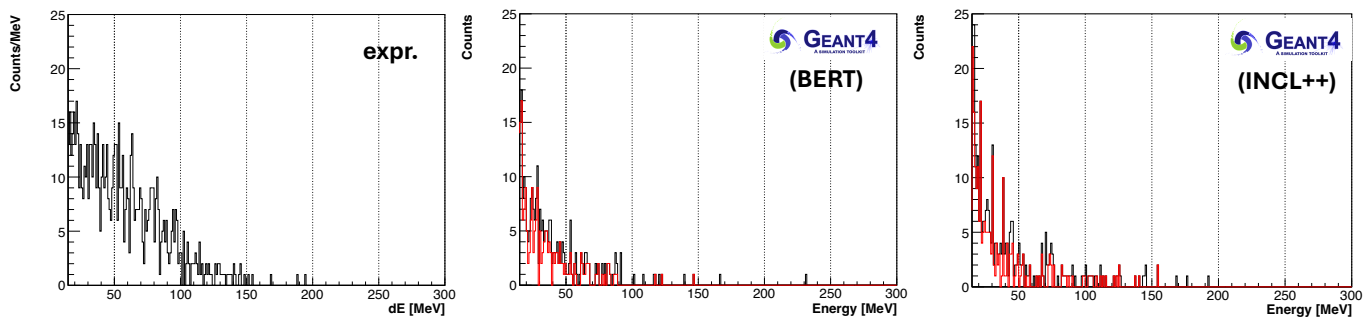


図 5.12: BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と Geant4 シミュレーション結果 (中央が Bertini モデル、右が INCL モデル) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。シミュレーションデータのうち黒が全粒子、赤が中性子成分。横軸の範囲は 15 MeV から 300 MeV まで。

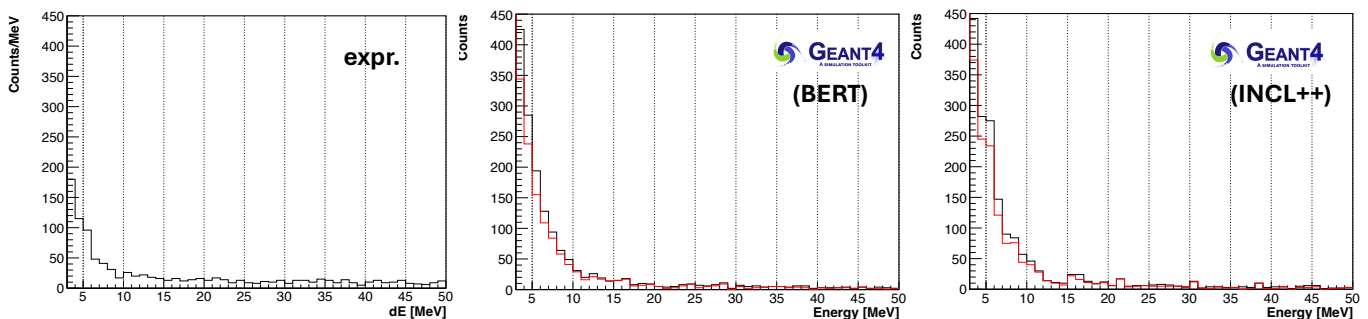


図 5.13: BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と Geant4 シミュレーション結果 (中央が Bertini モデル、右が INCL モデル) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。シミュレーションデータのうち黒が全粒子、赤が中性子成分。横軸の範囲は 3 MeV から 50 MeV まで。

表 5.3 に BGO1 吸収イベント数および BGO2 入射イベント数の実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較を示す。BGO1 吸収イベント数  $N_{\pi,abs}$  は、BGO1 に入射した  $\pi^-$  のうち BGO1 で吸収された事象数であり、BGO2 入射イベント数  $N_{n,>15MeV}$  は、BGO2 に入射した中性子のうち、BGO2 でのエネルギー損失が 15 MeV を超えるものの事象数である。また、 $N_{n,>15MeV}/N_{\pi,abs}$

は、BGO1 で吸収された  $\pi^-$  あたりの BGO2 に入射した中性子の割合を示している。実験データでは  $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs}$  が  $5.2 \pm 0.2\%$  であったのに対し、Bertini モデルでは  $1.6 \pm 0.09\%$ 、INCL モデルでは  $2.0 \pm 0.1\%$  であり、いずれのモデルにおいても実験データを大きく下回っている。モデル間の比較では、INCL モデルは Bertini モデルに比べて若干実験データに近い値を示しているが、依然として大きな乖離が存在している。これらのことから、Geant4 シミュレーションでは BGO1 で  $\pi^-$  が吸収された際に生成される中性子のうち、BGO2 でのエネルギー損失が 15 MeV を超えるものの数が実験データに比べて 3 倍近く過小評価されていると言える。

表 5.3: BGO1 吸収イベント数および BGO2 入射イベント数の実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較。

	実験データ	Bertini モデル	INCL モデル
BGO1 吸収イベント数 $N_{\pi,abs}$	15486	18441	16489
BGO2 入射イベント数 $N_{n,>15\text{MeV}}$	806	288	327
$N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi,abs}$ [%]	$5.2 \pm 0.2$	$1.6 \pm 0.1$	$2.0 \pm 0.1$

一方で、3 – 5 MeV、および 5 – 15 MeV の低エネルギー領域における BGO2 入射事象数  $N_{n,3-5\text{MeV}}$  および  $N_{n,5-15\text{MeV}}$  に関しては、Bertini モデル、INCL モデルいずれにおいても実験データを過大評価している可能性がある。特に、3 – 5 MeV の領域においては、Bertini モデルでは 710 事象、INCL モデルでは 724 事象であり、実験データの約 3 倍に相当する。5 – 15 MeV の領域においても、Bertini モデルでは 699 事象、INCL モデルでは 764 事象であり、実験データの約 2 倍に相当する。BGO1 における  $\pi^-$  吸収イベントの総数がシミュレーションデータで実験データを若干上回っていることを考慮しても、これらのことから、Geant4 シミュレーションでは BGO1 で  $\pi^-$  が吸収された際に生成される中性子のうち、BGO2 でのエネルギー損失が 15 MeV 未満のもののおよ 2 倍以上過大評価されている可能性が高い。表 5.4 に各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較を示す。

表 5.4: 各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の実験データと Geant4 シミュレーション結果の比較。

	実験データ	Bertini モデル	INCL モデル
BGO1 吸収イベント数 $N_{\pi,abs}$	15486	18441	16489
BGO2 入射イベント数 (3 – 5 MeV) $N_{n,3-5\text{MeV}}$	236	710	724
BGO2 入射イベント数 (5 – 15 MeV) $N_{n,5-15\text{MeV}}$	349	699	764
$N_{n,3-5\text{MeV}}/N_{\pi,abs}$ [%]	$1.5 \pm 0.1$	$3.9 \pm 0.1$	$4.4 \pm 0.2$
$N_{n,5-15\text{MeV}}/N_{\pi,abs}$ [%]	$2.3 \pm 0.1$	$3.8 \pm 0.1$	$4.6 \pm 0.2$

BGO1 における  $\pi^-$  吸収イベント数を加味したとしても、Geant4 シミュレーションでは BGO1 で  $\pi^-$  が吸収された際に生成される中性子のうち、BGO2 でのエネルギー損失が 3 – 5 MeV のものおよ

び 5 – 15 MeV のものの数が実験データに比べてそれぞれ 2 倍以上過大評価されている可能性が高い。また BGO2 に関しても、低エネルギーの中性子散乱で生じた陽子や  $\alpha$  粒子などのエネルギー損失が、BGO の発光量の飽和により、実験データでは過小評価されている可能性も考えられる。

## 5.2 PHITS

PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System) は、放射線輸送シミュレーションを行うためのモンテカルロコードであり、日本原子力研究開発機構 (JAEA) を中心に開発されている [69, 70]。PHITS は、特に中性子や  $\gamma$  線の輸送シミュレーションに強みを持ち、高エネルギーから低エネルギーまでの幅広いエネルギー範囲に対応している。また、PHITS は多様な物理モデルや核データライブラリを組み合わせ使用することができ、様々な放射線輸送問題に適用可能である。本研究では最終的に Geant4 の物理モデルをより現実的に改善した状態でクラスター解析を行うことを目的としているため、中性子輸送に関してより精度の高い PHITS シミュレーションを用い、物理モデルや核データライブラリの違いによる影響を評価した。本節では、PHITS を用いて行ったシミュレーションとその結果について述べる。

### 5.2.1 PHITS の物理モデル

PHITS では、Geant4 同様エネルギー領域や反応粒子に応じて様々な物理モデルが使用されている。例えば、入射粒子が 3 GeV を超えるエネルギーの陽子や重イオンである場合、JAM(Japan Atomic Model) と呼ばれる核内カスケードモデルが主に用いられる。今回の実験で用いた低エネルギーの  $\pi^-$  ビームと核子の物理に関しては、PHITS では主に原子核に対して先述の INCL モデルおよび蒸発モデル General Evaporation Model (GEM) [71] が組み合わせられて使用される。図 5.14 に、PHITS で使用される主要な物理モデルの概要を示す。

	中性子	陽子	原子核	$\mu$ 粒子	電子	光子
	1 TeV	1 TeV	1 TeV/n	1 TeV		1 TeV
高	JAM + GEM 3.0 GeV	JAMQMD + GEM	JAMQMD + GEM	JAM/JQMD + GEM	EGS5, ETS or ETSART	JAM/JQMD + GEM
↑	INCL4.6 + GEM	<sup>t</sup> He JQMD + GEM	JQMD + GEM	200 MeV	EPDL97 or EGS5	JAM/JQMD + GEM
200 MeV		$\alpha$				JENDL + NRF
20 MeV	JENDL-5	d 10 MeV/n		ATIMA + Original Model		
↓	JENDL-4 or JENDL-5	1 MeV		1 keV	1 keV	
低		ATIMA or KURBUC / ITSART				
0.01 meV		*負ミューオンのみ(捕獲反応)		*JQMD + GEM	ETS or ETSART 1 meV	

赤: 原子核反応モデルもしくはライブラリ      青: 原子反応モデルもしくはライブラリ  
 灰色でハイライトしたモデルやライブラリは、初期設定では利用されない

図 5.14: PHITS で使用される主要な物理モデルの概要 [72]。

## GEM

GEM は、Weisskopf-Ewing の統計理論に基づく蒸発モデルであり、励起核からの粒子放出確率  $P_j$  を、詳細釣り合いの原理 (Detailed balance) を用いて算出する。従来の蒸発モデルが中性子および  $\alpha$  粒子 ( $^4\text{He}$ ) までの軽粒子放出のみを考慮していたのに対し、GEM はその適用範囲を拡張し、質量数 28 程度 (Mg 同位体) までのフラグメント (Light Nucleus) の放出を、励起状態からの「蒸発」として統一的に扱うことが可能である。

GEM の特筆すべき点は、粒子放出確率を決定する重要なパラメータである「準位密度パラメータ (Level density parameter)」および「クーロン障壁 (Coulomb barrier)」の取り扱いにある。GEM では、Furihata らによって詳細な実験データの解析が行われ、放出粒子の質量や電荷に応じた最適なパラメータセットが実装されている。具体的には、荷電粒子放出における逆反応断面積の計算において、古典的なクーロン障壁ではなく、波動関数の透過係数を考慮した有効障壁高さを導入することで、特に低エネルギー領域や重イオン生成反応における断面積の再現性を大幅に向上させている。

また、励起核がウランや鉛などの重核である場合、蒸発過程と競合する「核分裂過程 (Fission)」の考慮が不可欠となる。GEM では、蒸発幅 ( $\Gamma_{evap}$ ) と核分裂幅 ( $\Gamma_{fiss}$ ) の比率に基づき、モンテカルロ法によって崩壊チャネルを選択する。これにより、核破碎反応によって生成される広範な質量領域の残留核分布 (Mass distribution) を、高い精度で予測することが可能となっている。

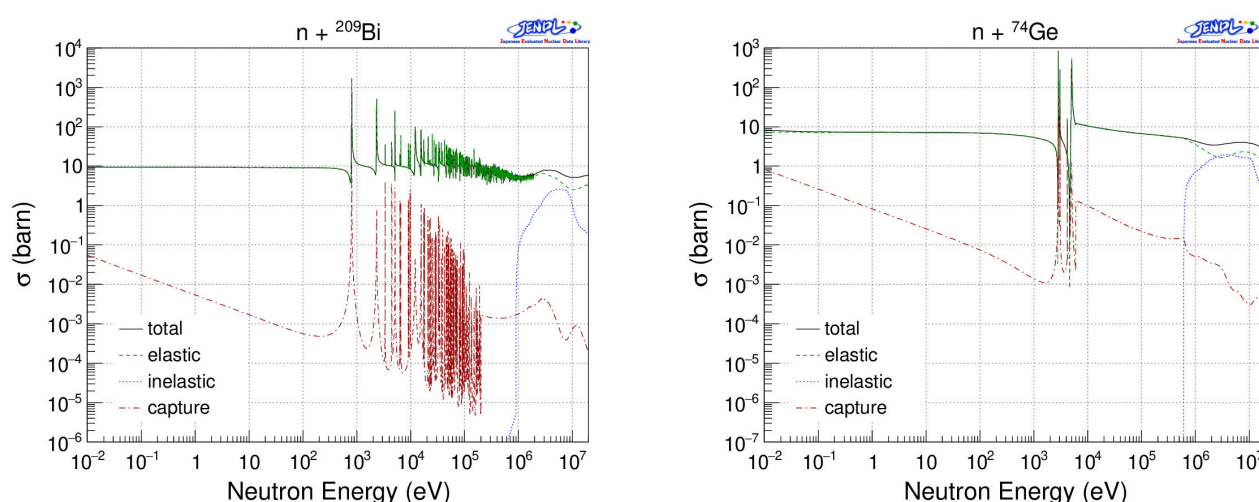
### 5.2.2 核データライブラリ

粒子輸送シミュレーションにおいて、低エネルギー領域での中性子と原子核の相互作用断面積は、共鳴構造などの複雑なエネルギー依存性を持つため、理論モデルではなく実験値に基づいた「評価済核データライブラリ」を参照することが一般的である。核データライブラリは実験値をもとに核反応モデル計算コードを用いて補間・外挿された上で体系的に整理されたデータセットであり、原子炉工学、放射線遮蔽設計、医療物理学など、様々な分野で広く利用されている。PHITS は、米国ロスアラモス国立研究所 (LANL) で開発された MCNP コードと同じく、ACE (A Compact ENDF) 形式の核データライブラリを読み込むことができる。これにより、エネルギーを離散化 (群化) せずに扱う「連続エネルギーモンテカルロ法」による高精度な輸送計算が可能となっている。本研究では、核データライブラリとして、日本原子力研究開発機構 (JAEA) によって開発・評価された JENDL (Japanese Evaluated Nuclear Data Library) シリーズを採用した。Geant4 等の他のシミュレーションコードで標準的に用いられるライブラリと比較して、JENDL は国内の実験データを重点的に反映しており、特に軽核から重核に至るまでの多種の核種に対して精度の高い評価済みデータを提供している点で優れている。

現バージョンの PHITS では、JENDL-4.0 [73]、高エネルギー拡張版である JENDL-4.0/HE [74]、および最新の包括的ライブラリである JENDL-5 [75] がサポートされている。特に本研究で使用した JENDL-5 は、従来の JENDL-4.0/HE で個別に提供されていた高エネルギー領域のデータが統合されており、多くの核種で中性子入射エネルギー 200 MeV までの断面積データが整備されている。これにより、従来は物理モデル (INCL 等) に依存していた 20 MeV ~ 200 MeV の中間エネルギー領域にお

いて、より実験値に基づいた信頼性の高い断面積データを用いた輸送計算が可能となった。今野ら [76] は、JENDL-5 の中性子入射断面積データを用いて PHITS シミュレーションを行い、JAEA/FNS での体内系実験など、複数の遮蔽分野における実験データと比較検証を行った。その結果、特に中性子入射エネルギー 20 MeV から 200 MeV の範囲において、従来の JENDL-4.0/HE、また ENDF/B-VIII.0, JEFF-3.3 など他の主要な核データライブラリと比較して、JENDL-5 が最も優れた再現性を示すことが確認された。

シミュレーションにおける計算フローとしては、核データライブラリの上限エネルギー（通常 20 MeV または 200 MeV）以下ではこの核データに基づく輸送計算が行われ、それ以上のエネルギー領域では前節で述べた物理モデル（INCL および GEM）による反応計算へと自動的に切り替えられる。本研究では、このライブラリとモデルのハイブリッドな記述を用いることで、200 MeV 以下の中性子生成および輸送過程を高精度にシミュレーションすることを目指した。図 5.15a に JENDL-5 における  $^{209}\text{Bi}$  に対する入射中性子と原子核の反応断面積データを、図 5.15b に JENDL-5 における  $^{74}\text{Ge}$  に対する入射中性子と原子核の反応断面積データを示す。



(a) JENDL-5 における  $^{209}\text{Bi}$  に対する入射中性子と原子核の反応断面積のデータ [77]。 (b) JENDL-5 における  $^{74}\text{Ge}$  に対する入射中性子と原子核の反応断面積のデータ [78]。

図 5.15: JENDL-5 における入射中性子と原子核の反応断面積の評価済核データの例。横軸が中性子入射エネルギー (eV)、縦軸が断面積 (barn)。データは共鳴領域においては核反応モデル CCONE[79] を用いて実験データが再現されており、それ以外の領域に関しては実験データに基づいて評価されている [80, 81]。

### 5.2.3 PHITS シミュレーションのセットアップ

PHITS におけるシミュレーションでは、Geant4 シミュレーションで実装されているような検出器における様々な物理量の取得や、ビーム粒子の詳細なトラッキング情報の取得が困難である。具体的には、ビーム粒子や発生した二次粒子の運動量や PID などの情報すべてを計算結果として取得することができず、加えてそれぞれの検出器の応答 (エネルギーデポジットや入射時間) を条件として他の検出器の計算結果を選択することもできない。また、Geant4 のような自由度の高いデータ出力機能もサポートされていないため、実験のビームトラッキングデータをそのままビーム情報に入力することも困難である。そこで PHITS シミュレーションでは以下のようなセットアップを行った。

## ジオメトリ

PHITS シミュレーションでは、BGO 検出器 (BGO1, BGO2) とその間に設置された Veto 検出器 (VC-Up) のみを再現したジオメトリを構築した。検出器の大きさは実験で用いたものと同じであり、座標系は BGO1 の中心を原点とする相対座標系を用いた。図 5.16 に、PHITS シミュレーションで用いた BGO 検出器周辺のジオメトリを示す。

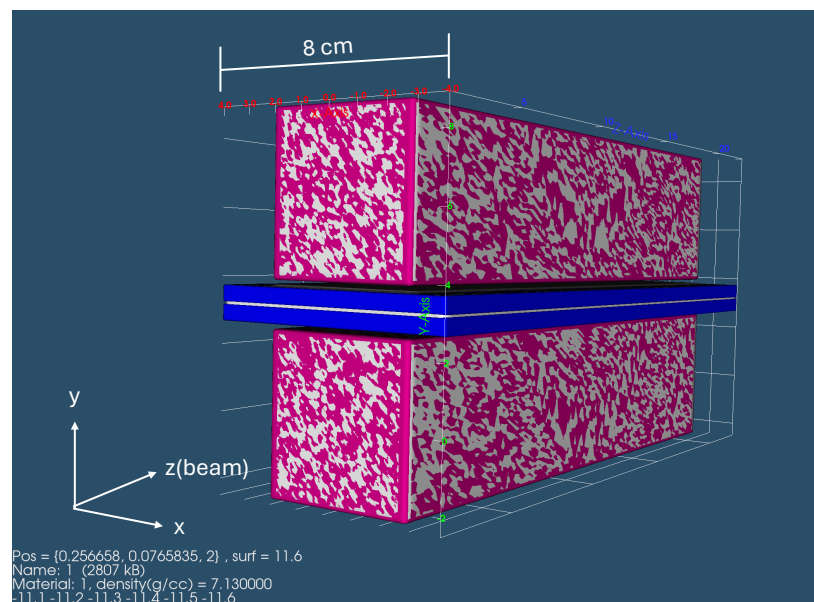


図 5.16: PHITS シミュレーションで用いた BGO 検出器周辺のジオメトリ。桃色が BGO、青色が VC-Up を示す。

## ビーム設定

PHITS シミュレーションでは、入射する  $\pi^-$  ビームの運動エネルギーは Geant4 シミュレーションでの解析結果から、 $170 \pm 10$  MeV の範囲で一様分布とした。ビームの位置分布は BGO1 の xy 面の面積全体に一様分布とし、ビームのスタート位置は BGO1 の 2 cm 上流に設定した。ビームの入射角度は TC がトラッキングできる範囲である  $\pm 10$  度の範囲に一様分布とした。ビーム粒子はこれらの情報からランダムにサンプリングした上で、10 万事象を生成したあと、BGO1 への入射数が約 17000 事象になるように規格化した。

## 解析手法

PHITS シミュレーションでは、Counter という解析機能を用いて BGO1, VC-Up, BGO2 で特定の粒子の入射、脱出をカウントした。Counter では、粒子種を指定した上で、特定の Cell (検出器の物理体積に相当) に対して入射、脱出、非弾性散乱、吸収、崩壊などを起こしたイベント数をカウントすることができる。本研究では、BGO1 に  $\pi^-$  が入射した事象をカウントし、さらに BGO1 から脱出したイベントを除外した。また、VC-Up に入射した粒子をカウントし、VC-Up を中性粒子が通過した場合のみ BGO2 に入射した事象をカウントした。BGO2 では粒子の種類を問わないものに加え、中性粒子の入射のみをカウントしたエネルギースペクトルも取得した。

## 5.2.4 シミュレーション結果

図 5.17 に PHITS シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。 $\pi^-$  中間子が BGO1 に入射して吸収された数は 0 MeV から 300 MeV の範囲で 17325 事象であった。また、図 5.18 に全粒子による BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。図 5.19 に中性子成分による BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。BGO2 に入射した粒子の数は 15 MeV から 300 MeV の範囲で 602 事象であり、そのうち中性子事象の数は 517 であった。

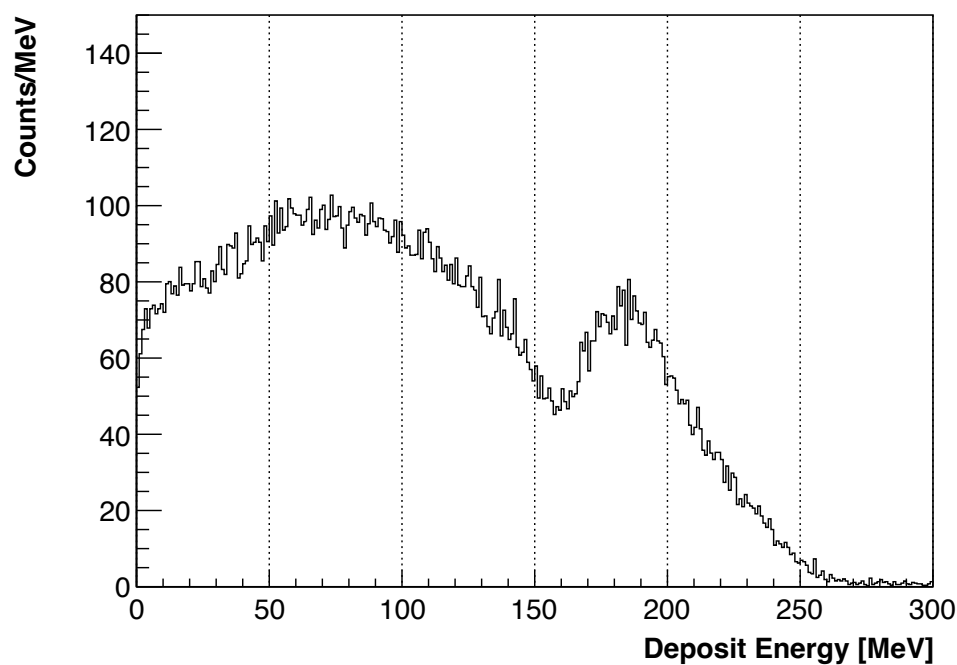


図 5.17: PHITS シミュレーションによる BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

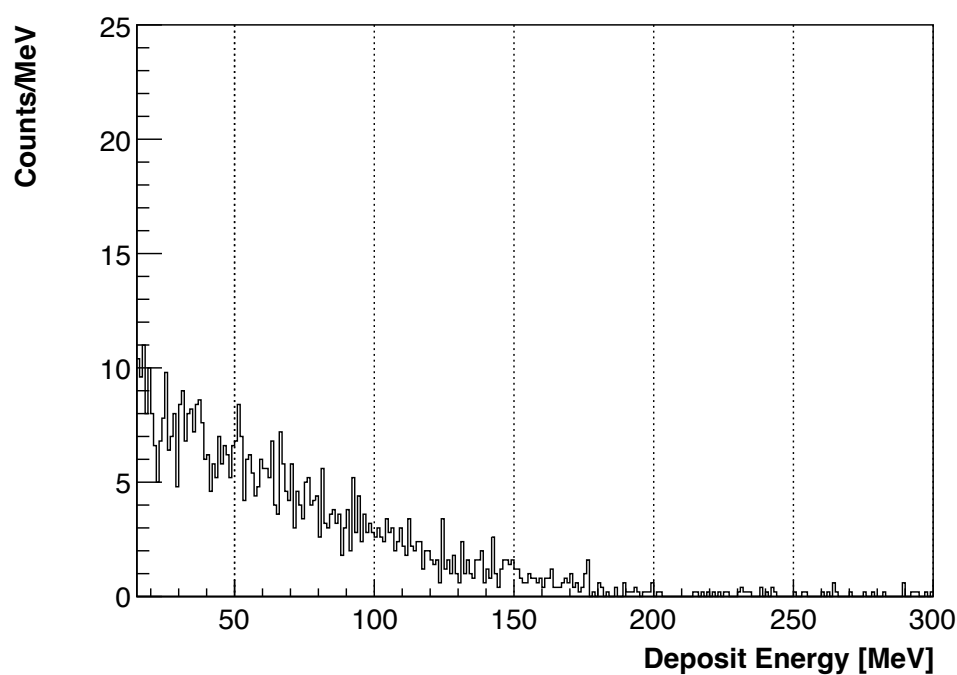


図 5.18: PHITS シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 15 MeV に設定している。

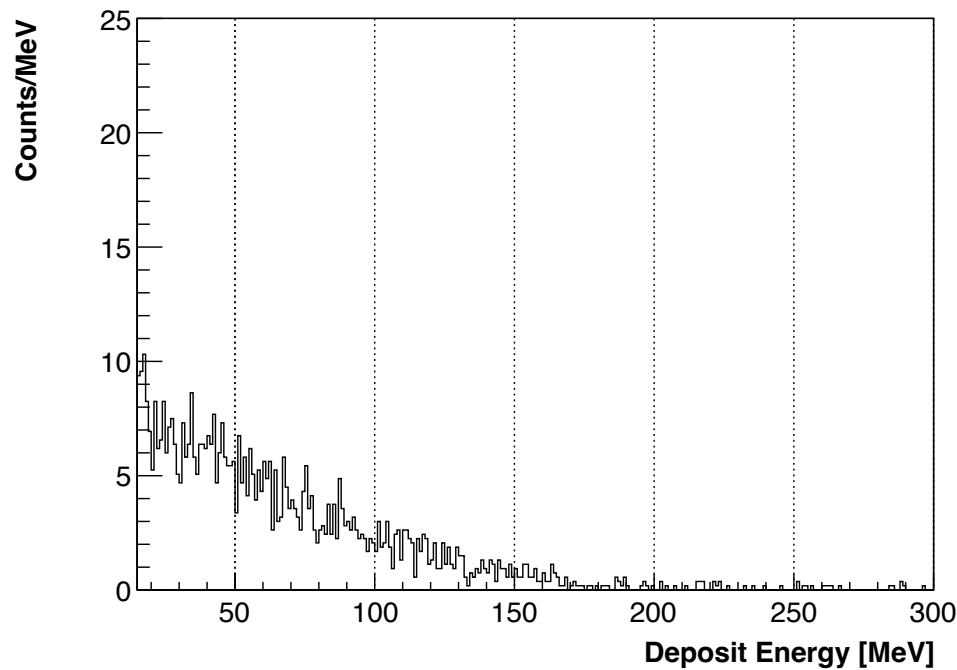


図 5.19: PHITS シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル (中性子成分)。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 15 MeV に設定している。

#### BGO2 のエネルギー閾値の変更による影響

5.1.4 節と同様に、PHITS シミュレーションにおいても BGO2 のエネルギー閾値を変更した場合の BGO2 入射事象数への影響を調査した。図 5.20 に、BGO2 のエネルギー閾値を 3 MeV に変更した場合の BGO2 のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。横軸の範囲は 3 – 50 MeV に設定している。BGO2 のエネルギー閾値を 3 MeV に変更した場合、BGO2 における中性粒子の入射事象数は 1,418 事象となり、5 MeV に変更した場合は 1,014 事象となった。また、表 5.5 に各エネルギー領域における BGO2 の中性粒子の入射事象数を示す。

表 5.5: 各エネルギー領域における BGO2 の中性粒子の入射事象数。

	3 – 5 MeV	5 – 15 MeV	15 – 300 MeV
BGO2 入射事象数	404	412	602

#### 5.2.5 実験結果との比較

図 5.21 に BGO1 のエネルギースペクトルの実験データと PHITS シミュレーション結果の比較を示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。また、図 5.22 に BGO2 のエネルギースペクトルの実験データと PHITS シミュレーション結果の比較を示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。BGO1 では、吸収ピークの位置が実験データとシミュレーションデータで約 20 MeV ほど異なっていることに加え、吸収ピーク右側の飽和特性は Geant4 同様異なっているものの、それ以外の性質に関しては実験データと比較的良好に一致している。BGO2 についても、PHITS での計算結果でも 170 MeV ほどのエネルギーまで線形に減少していることが分かり、実験データとシミュレーショ

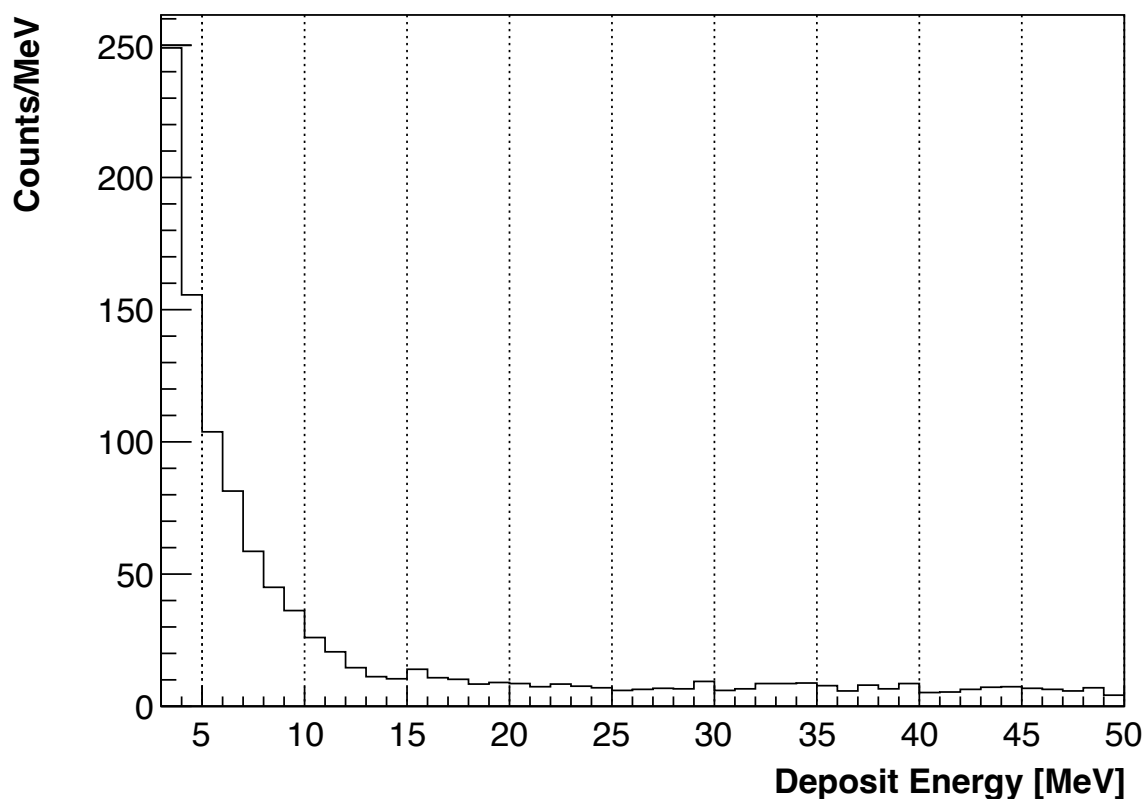


図 5.20: PHITS シミュレーションによる BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 3 MeV に設定している。

ンでエネルギー分布の形状が大まかに一致していることが分かる。

表 5.6 に BGO1 吸収イベント数および BGO2 入射イベント数の実験データと PHITS シミュレーション結果の比較を示す。BGO1 吸収イベントに対して BGO2 で 15 MeV 以上のエネルギーを落とすような中性子が入射するようなイベントの割合は、実験データで 5.99% であったのに対し、PHITS シミュレーションでは 3.47% であり、Geant4 シミュレーションの 2 倍近くの値になっている一方、依然として実験データを下回っている。

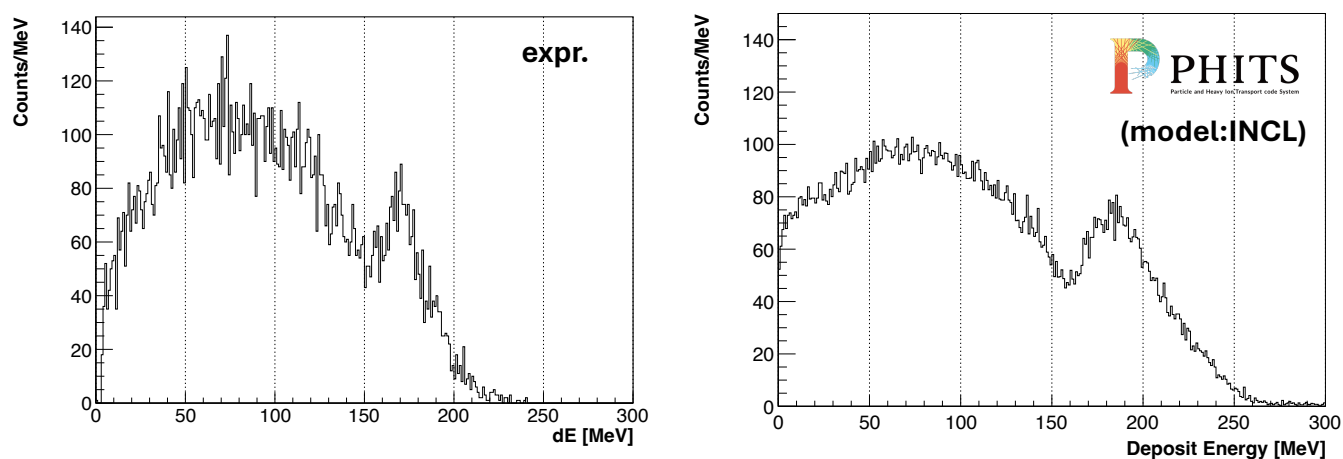


図 5.21: BGO1 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と PHITS シミュレーション結果 (右) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

また、3 – 5 MeV、および 5 – 15 MeV の低エネルギー領域における BGO2 入射事象数  $N_{n,3-5MeV}$  および  $N_{n,5-15MeV}$  に関しては、PHITS シミュレーションにおいても実験データを過大評価している可能性がある。特に、3 – 5 MeV の領域においては 404 事象であり、実験データの約 1.7 倍に相当す

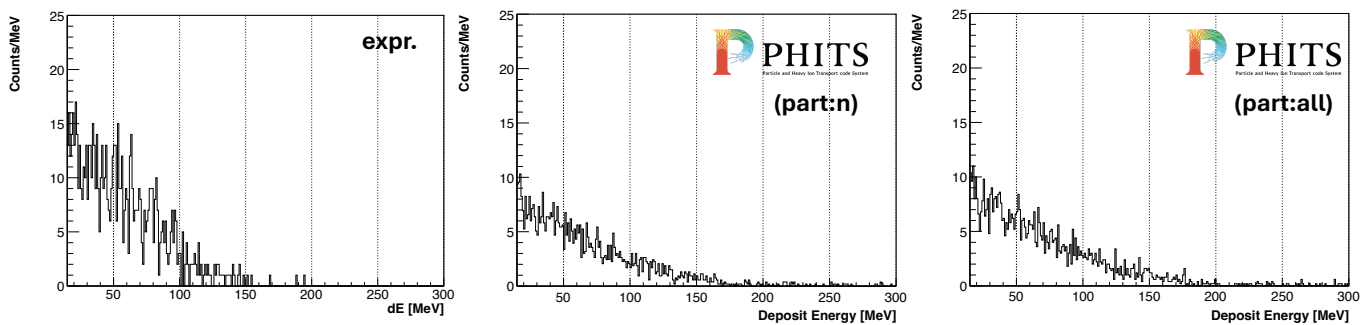


図 5.22: BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と PHITS シミュレーション結果 (中央が中性子のみ、右が全中性粒子) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 15 MeV に設定している。

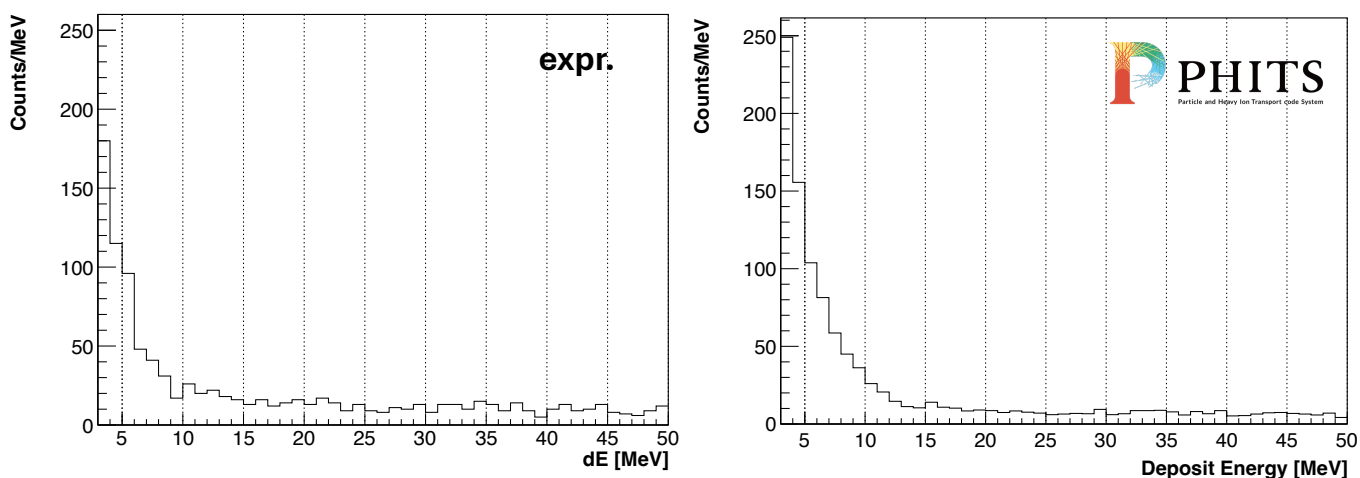


図 5.23: BGO2 のエネルギースペクトルの実験データ (左) と PHITS シミュレーション結果 (右) の比較。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。横軸の始点は 3 MeV に設定している。

表 5.6: BGO1 吸収イベント数および BGO2 入射イベント数の実験データと PHITS シミュレーション結果の比較。

	実験データ	PHITS
BGO1 吸収イベント数 $N_{\pi,abs}$	15486	17325
BGO2 入射イベント数 $N_{n,>15MeV}$	806	602
$N_{n,>15MeV}/N_{\pi,abs}$ [%]	$5.2 \pm 0.2$	$3.5 \pm 0.1$

る。5 – 15 MeV の領域においては、412 事象であり、実験データの約 1.2 倍に相当する。表 5.7 に各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の実験データと PHITS シミュレーション結果の比較を示す。

PHITS シミュレーションにおいては、5 – 15 MeV の領域における BGO2 入射事象数に関して実験値と比較的良好に一致しているものの、3 – 5 MeV の領域においては依然として実験データを過大評価している可能性が高い。

### 5.3 実験結果とシミュレーションを比較してのまとめ

本章では、170 MeV 程度の  $\pi^-$  が BGO 検出器に入射するテスト実験を、Geant4 および PHITS で再現し、BGO1・BGO2 のエネルギースペクトルと事象数を実験結果と比較した。

表 5.7: 各エネルギー領域における BGO2 入射事象数の実験データと PHITS シミュレーション結果の比較。

	実験データ	PHITS
BGO1 吸収イベント数 $N_{\pi,abs}$	15486	17325
BGO2 入射イベント数 (3 – 5 MeV) $N_{n,3-5MeV}$	236	404
BGO2 入射イベント数 (5 – 15 MeV) $N_{n,5-15MeV}$	349	412
$N_{n,3-5MeV}/N_{\pi,abs}$ [%]	$1.5 \pm 0.1$	$2.3 \pm 0.1$
$N_{n,5-15MeV}/N_{\pi,abs}$ [%]	$2.3 \pm 0.1$	$2.4 \pm 0.1$

BGO1 については、Geant4 (Bertini/INCL) および PHITS のいずれでも吸収ピーク位置が実験と  $\sim 20$  MeV 程度ずれ、さらに高エネルギー側の端の形状も一致しない。これは BGO の光量飽和・非線形など検出器応答がシミュレーションに十分反映されていないことが主要因である可能性があり、核反応モデル差のみで理解できないかもしれない。一方で、BGO1 の低エネルギー側 (非弾性散乱成分) の形状には Bertini と INCL で系統的な違いが見られ、モデル依存性がスペクトルに現れている。

BGO2 については差がより顕著である。Geant4 では、実験で見られる 150–170 MeV 付近までの分布を再現できず、BGO2 のスペクトル形状および  $N_{n,>15MeV}/N_{\pi,abs}$  が実験を大きく下回った (実験  $5.2 \pm 0.2\%$  に対し Bertini  $1.6 \pm 0.09\%$ 、INCL  $2.0 \pm 0.1\%$ )。さらに、15 MeV を境に傾向が反転し、低エネルギー側 (3–15 MeV) は相対的に過大、高エネルギー側 ( $> 15$  MeV) は過小となる傾向も見られた。すなわち、Geant4 は BGO2 に到達する中性子のエネルギー分布 (特に  $> 15$  MeV 成分) が実験値に対して系統的にずれている可能性が高い。さらに、この不一致は Bertini/INCL の差を超えて残っており、モデル依存性も含めて Geant4 側の不定性が大きいことを示唆する。

一方 PHITS は、BGO1 の吸収ピーク近傍のずれや飽和未再現は残るものの、BGO1 のスペクトル形状および BGO2 の分布形状は Geant4 より実験に近く、 $N_{n,>15MeV}/N_{\pi,abs}$  も Geant4 より改善した (PHITS  $3.5 \pm 0.1\%$ )。しかし、PHITS もなお実験値を下回っており、シミュレーションと実験の間には残差が存在する。

以上より、本テスト実験の再現においては PHITS が相対的に良好な再現性を示す一方、Geant4 は BGO2 を中心に大きな乖離があり、モデル依存性も含めて結果の信頼性に注意が必要であることが分かった。

## 第6章

# テスト実験の結果を反映させた Geant4 の クラスター解析の不定性の検証

本研究では、テスト実験の結果を  $\beta$  崩壊率測定実験の Geant4 シミュレーションに反映させることで、BGO のクラスター解析の有効性を確認することが最終的な目的である。本章では、そのための手順と結果について述べる。

### 6.1 実験結果の実装

前章までで述べたように、テスト実験の結果から BGO 検出器における  $\pi^-$  吸収過程に伴う中性子生成モデルが Geant4 のデフォルトの物理モデルでは十分に再現されていないことが分かった。そこで、本節では Geant4 の物理パッケージに経験的な補正を加えることで、テスト実験の結果を擬似的に再現した状態で、改めて  $\beta$  崩壊率測定実験のバックグラウンド抑止効果のシミュレーションを行うこととする。

#### 6.1.1 非弾性散乱断面積の変更

図 5.11 にあるように、BGO1 のエネルギースペクトルにおける非弾性散乱領域が占める割合は、Geant4 シミュレーションでは実験データに比べて過小である。このことは、BGO1 に入射した  $\pi^-$  中間子の非弾性散乱断面積が Geant4 シミュレーションで過小評価されている可能性を示唆している。そこで、Geant4 の物理モデルにおける  $\pi^-$  中間子の非弾性散乱断面積を実験データに合わせて増加させることで、BGO1 のエネルギースペクトルを再現することを試みた。

Geant4 では、それぞれの過程の散乱断面積を直接変更することはできないが、値を定数倍することのできる関数 (`MultiplyCrossSectionBy(scaleFactor)`) がデフォルトで実装されている。この機能を用いて、 $\pi^-$  の非弾性散乱 (`pi-Inelastic`) の断面積を任意の定数倍に変更することができる。図 6.1 に、BGO1 の直前かつ BGO1 の入射面の中心で運動量 270 MeV/c の  $\pi^-$  を生成して、BGO シンチレータにおける  $\pi^-$  中間子の非弾性散乱断面積を 0.5 倍、1.0 倍、2.0 倍に変更した場合の BGO1 のエネルギースペクトルを示す。非弾性散乱の断面積を増加させるほど、BGO1 のエネルギースペクトルにおけ

る低エネルギー領域の割合が増加し、かつ最大値が低エネルギー側にシフトすることが分かる。これは非弾性散乱の断面積を大きくすることで、BGO1 に入射した  $\pi^-$  中間子が早い段階で非弾性散乱を起こし、電離損失によるエネルギー損失が小さくなるためと考えられる。一方で、静止吸収ピークのピーク高さは非弾性散乱断面積を大きくするほど僅かに低下する傾向が見られた。これは静止吸収される前に非弾性散乱してしまう  $\pi^-$  中間子の数が増加するためと考えられる。

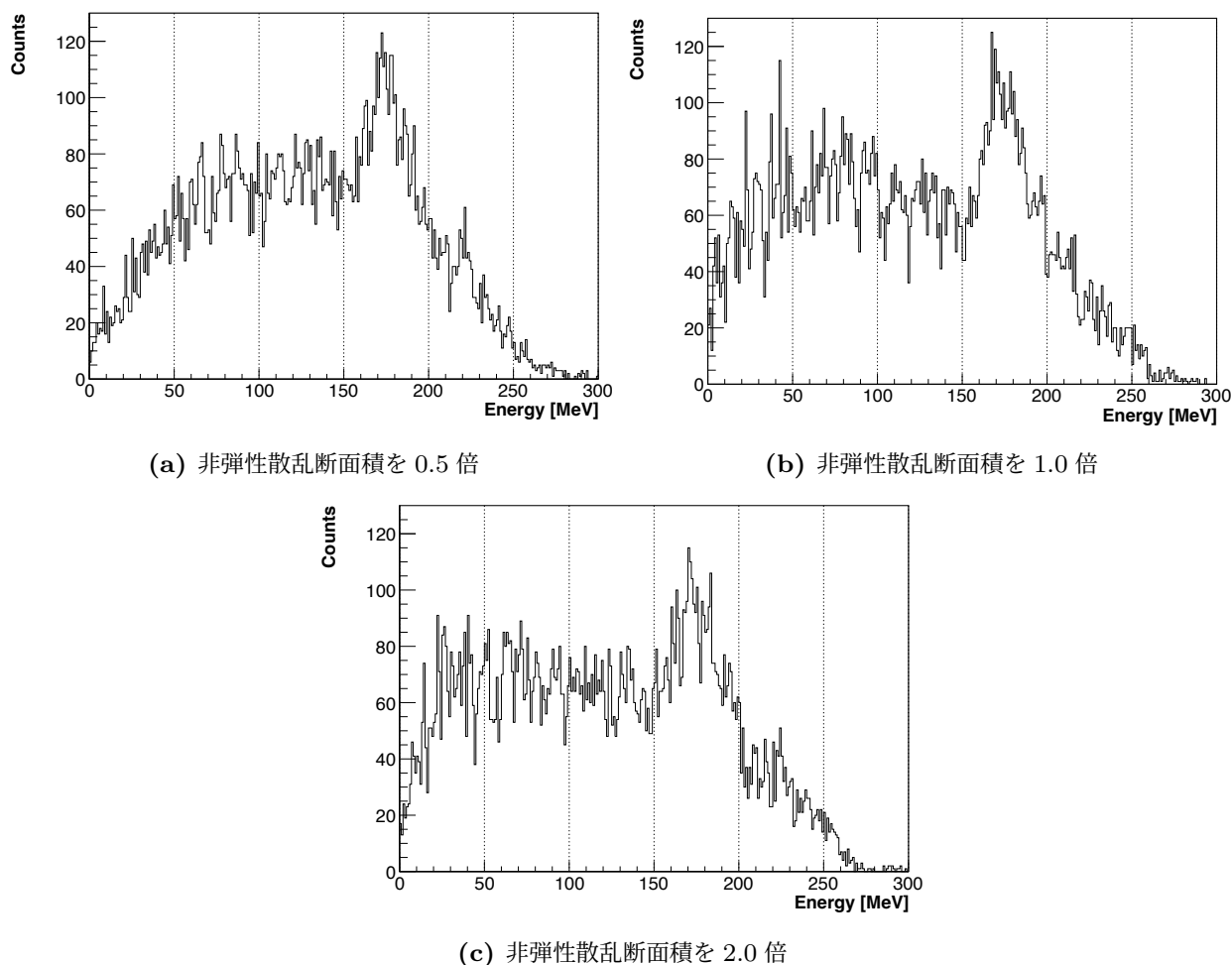


図 6.1:  $\pi^-$  の非弾性散乱断面積を変化させた場合の BGO1 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー、縦軸がカウント数。

一方で、図 6.2 に同様の条件で BGO2 のエネルギースペクトルを示す。また、表 6.1 にそれぞれの条件での BGO1 に入射した  $\pi^-$  の数と BGO2 に入射した中性子の数をそれぞれのエネルギー領域ごとに示す。ビーム粒子の生成方法が異なるので第 5 章での結果と単純な比較はできないが、図 6.2 に示すように、BGO2 のエネルギースペクトルにおいては  $\pi^-$  の非弾性散乱断面積の変化に対する影響はほとんど見られなかった。

### 6.1.2 中性子数の最適化

テスト実験の BGO2 スペクトルを詳細に見ると、15 MeV を境に Geant4 の過不足が反転しており、低エネルギー側 (< 15 MeV) では相対的に過大、高エネルギー側 ( $\geq$  15 MeV) では過小となっていた。この形状差を反映するため、 $\pi^-$  吸収イベントで生成される二次粒子トラックを、粒子種、およびエネルギー領域ごとに複製/打ち切りを行うことで、見かけの生成数を調整した。具体的には、BGO1

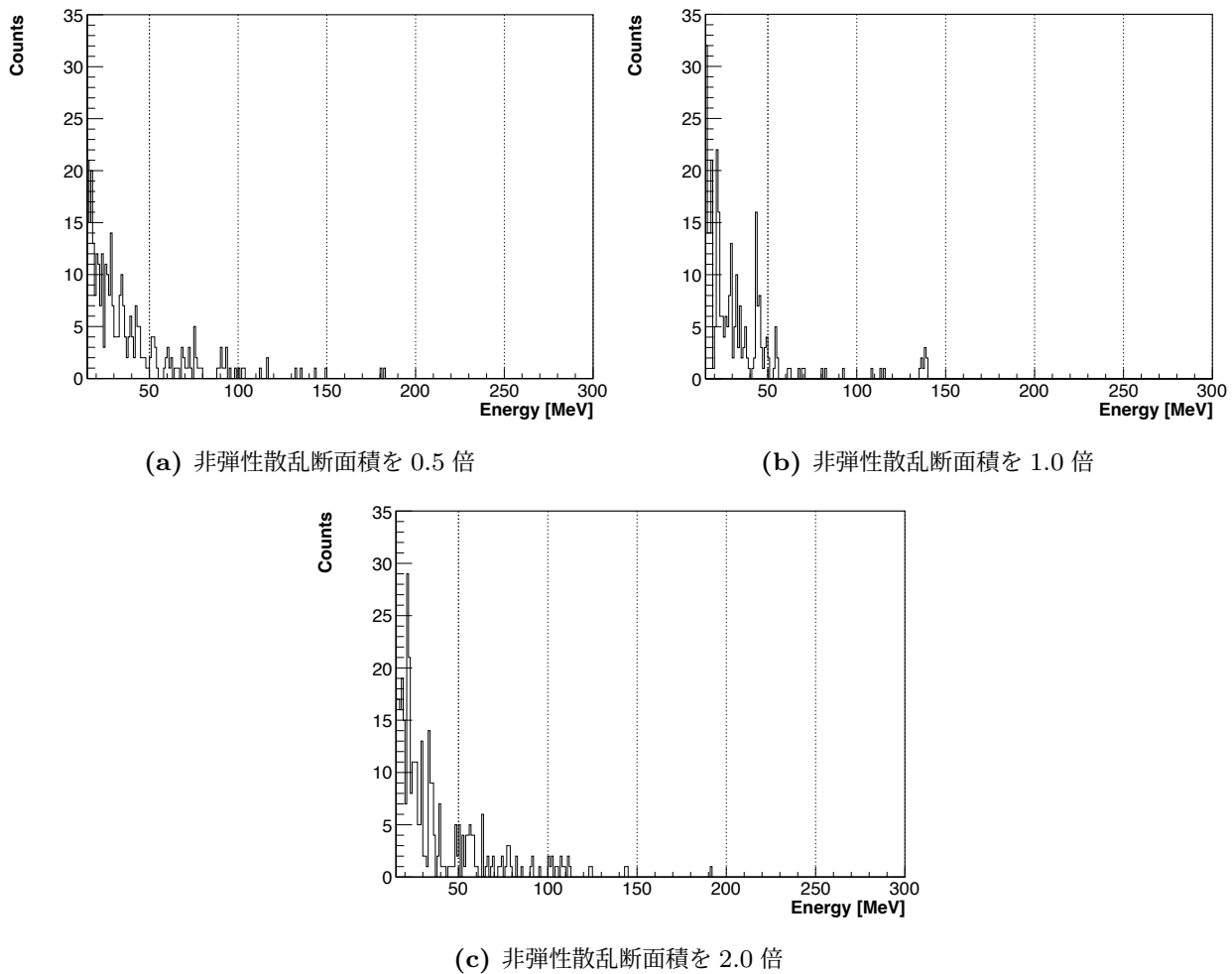


図 6.2:  $\pi^-$  の非弾性散乱断面積を変化させた場合の BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー、縦軸がカウント数。

表 6.1: BGO1 に入射した  $\pi^-$  の数と BGO2 に入射した中性子数の比較

$\pi^-$ 中間子の非弾性散乱断面積	0.5 倍	1.0 倍	2.0 倍
$N_{\pi^-}$	14611	15351	15070
$N_{n,3-5 \text{ MeV}}$	625	588	612
$N_{n,5-15 \text{ MeV}}$	629	605	601
$N_{n,>15 \text{ MeV}}$	327	288	352
$N_{n,3-5 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$	$4.3 \pm 0.2\%$	$3.8 \pm 0.2\%$	$4.1 \pm 0.2\%$
$N_{n,5-15 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$	$4.3 \pm 0.2\%$	$3.9 \pm 0.2\%$	$4.0 \pm 0.2\%$
$N_{n,>15 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$	$2.2 \pm 0.1\%$	$1.9 \pm 0.1\%$	$2.3 \pm 0.1\%$

内の  $\pi^-$  吸収で生成された中性子について運動エネルギーが  $\geq 20 \text{ MeV}$  の成分と  $< 20 \text{ MeV}$  の成分に分け、それぞれ独立な倍率を設定した。また、低エネルギー側で寄与が大きい光子についても同様に倍率を導入した。倍率が 1 より大きい場合はトラックを複製し、倍率が 1 より小さい場合は確率的に打ち切ることで実現している。この補正により、BGO2 に入射する中性子（および低エネルギー側の寄与）のスペクトル形状を、15 MeV を境に同時に整合させることを狙った。

図 6.3 に参考として、 $\pi^-$  の非弾性散乱断面積を変えないまま、BGO1 で  $\pi^-$  吸収過程で放出された

中性子のうち、BGO2 でのエネルギー損失が 15 MeV 以上の中性子数を 1 倍、2 倍、4 倍にした場合の BGO2 のエネルギースペクトルを示す。また、表 6.2 にそれぞれの条件での BGO1 に入射した  $\pi^-$  の数と BGO2 に入射した中性子数を示す。

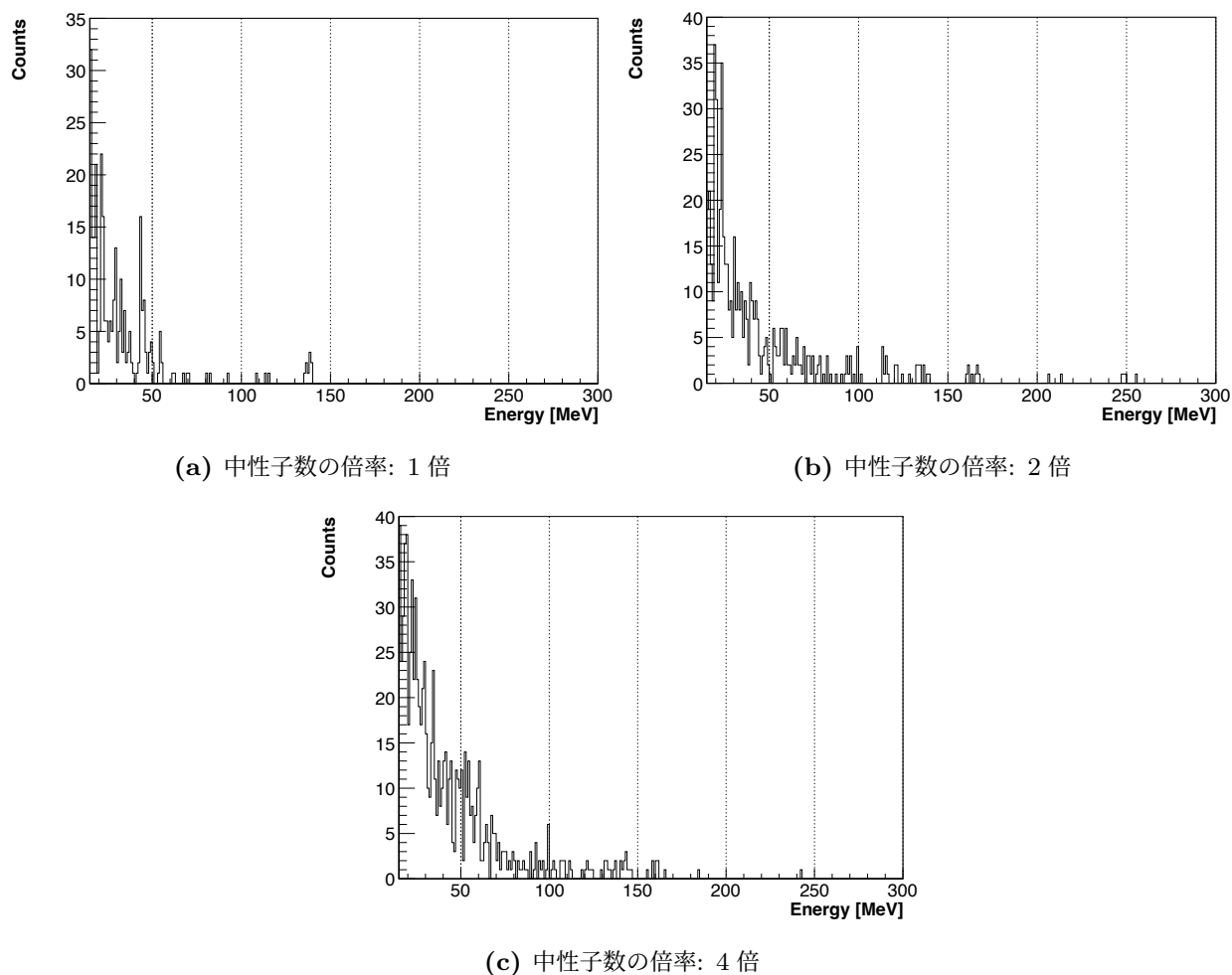


図 6.3: BGO1 で放出される中性子数を変化させた場合の BGO2 のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー、縦軸がカウント数。横軸の始点は 15 MeV。

表 6.2: BGO1 に入射した  $\pi^-$  の数と BGO2 でエネルギー損失が 15 MeV 以上の中性子数の比較

中性子数の倍率	$N_{\pi^-}$	$N_{n,>15 \text{ MeV}}$	$N_{n,>15 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$
1 倍	15351	288	$1.9 \pm 0.1\%$
2 倍	14227	533	$3.7 \pm 0.2\%$
4 倍	13735	855	$6.2 \pm 0.2\%$

### 6.1.3 最適化結果

以上の検討を踏まえ、BGO2 スペクトルでは 15 MeV を境に過不足が反転していたため、BGO1 のエネルギースペクトルを実験データに合わせる目的で  $\pi^-$  中間子の非弾性散乱断面積を 1.6 倍にし、さらに BGO1 で放出される中性子数を  $\geq 20$  MeV 成分で 3 倍、 $< 20$  MeV 成分の中性子数と光子数を 0.5 倍とした。図 6.4a に BGO 検出器内における  $\pi^-$  の非弾性散乱断面積を 1.6 倍にした場合の BGO1

のエネルギースペクトルを示す。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。元の INCL モデル (図 5.7) と比較して、非弾性散乱領域の形状が実験データ (図 6.4b) により近づいていることが分かる。一方で、非弾性散乱領域の占める割合は依然として実験データに比べて小さいままである。これは前章で述べたように、陽子や  $\alpha$  粒子などに対する光量補正が不十分であることや、実験データにおけるキャリブレーション精度が影響している可能性がある。

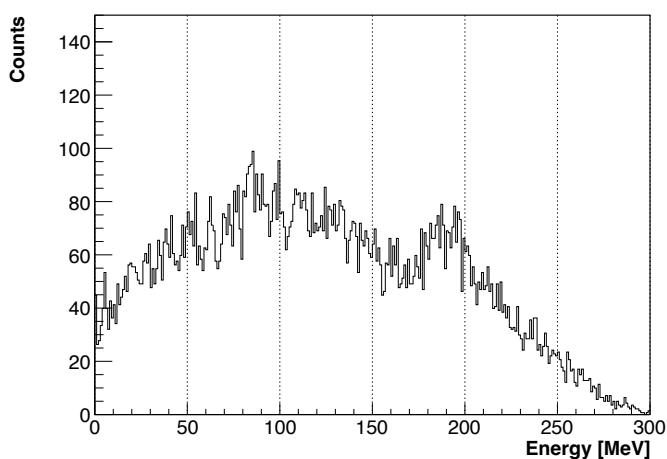
図 6.4c に BGO2 のエネルギースペクトルのうち、15 MeV を始点とするものを示す。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子成分である。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。こちらも、元の INCL モデル (図 5.9) と比較して BGO2 における 15 MeV 以上のエネルギー損失が発生した事象数が増加していることが分かる。一方で、実験データ (図 6.4d) と比較すると、実験データの方がより線形な減少を示しており、シミュレーションでは依然として高エネルギー側でやや過小、低エネルギー側でやや過大となっていることが分かる。これに関しても、10–30 MeV 程度のエネルギー付与を行う遅い陽子や  $\alpha$  粒子、中性子に対する光量補正が不十分であることが原因である可能性が考えられる。

また、図 6.4e に BGO2 のエネルギースペクトルのうち、3 MeV から 50 MeV までを示す。黒が粒子種を問わない全成分、赤が中性子成分である。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数である。こちらは、元の INCL モデル (図 5.8) と比較して、3 MeV から 15 MeV までの中性子成分が減少していることが分かる。実験データ (図 6.4f) と比較すると、全体としてシミュレーションでは依然として過大となっているが、中性子成分の形状は実験データにより近づいていることが分かる。

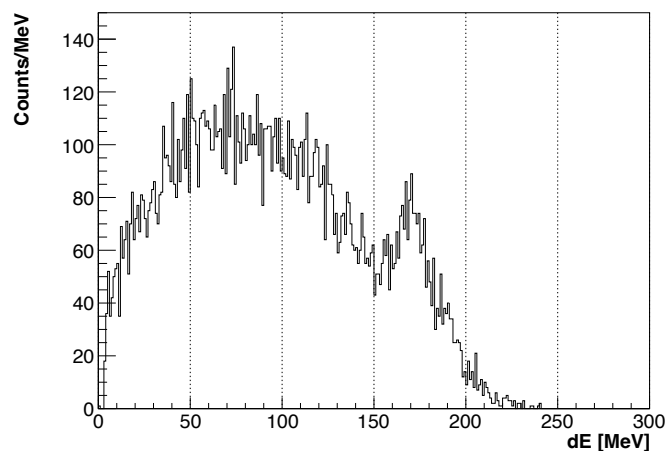
表 6.3 にこの条件での BGO1 に入射した  $\pi^-$  の数と BGO2 に入射した中性子数を示す。この条件では、BGO2 に入射する中性子数が、実験データと比較して高エネルギー側 ( $> 15$  MeV) でわずかに過小、中エネルギー側 (5 – 15 MeV) および低エネルギー側 (3 – 5 MeV) でやや過大となっているが、全体としては実験データを比較的良好に再現していることが分かる。以降のシミュレーションでは、この改良された Geant4 の物理モデルを用いて  $\beta$  崩壊率測定実験のシミュレーションを行う。

表 6.3: 改良された Geant4 物理モデルでの BGO1 に入射した  $\pi^-$  の数と BGO2 に入射した中性子数

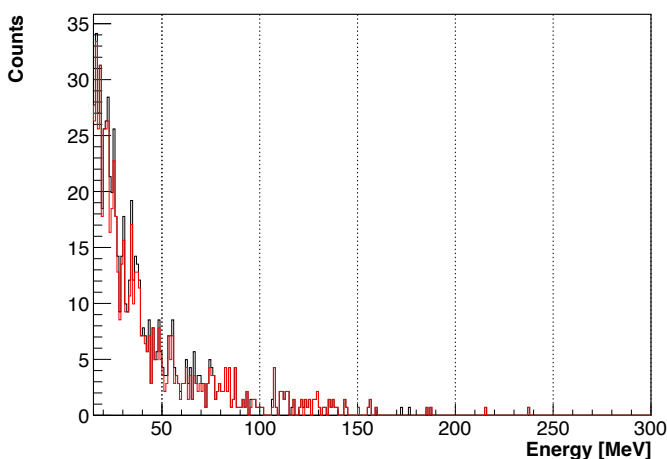
	実験値	改良モデル
$N_{\pi^-}$	15452	15287
$N_{n,>15 \text{ MeV}}$	806	713
$N_{n,5-15 \text{ MeV}}$	349	510
$N_{n,3-5 \text{ MeV}}$	236	331
$N_{n,>15 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$	$5.2 \pm 0.2\%$	$4.7 \pm 0.2\%$
$N_{n,5-15 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$	$2.3 \pm 0.1\%$	$3.3 \pm 0.1\%$
$N_{n,3-5 \text{ MeV}}/N_{\pi^-}$	$1.5 \pm 0.1\%$	$2.2 \pm 0.1\%$



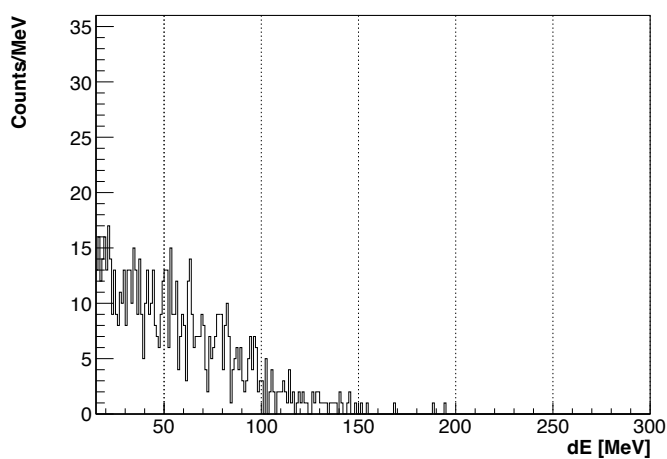
(a) 改良された Geant4 物理モデルでの BGO1 のエネルギースペクトル



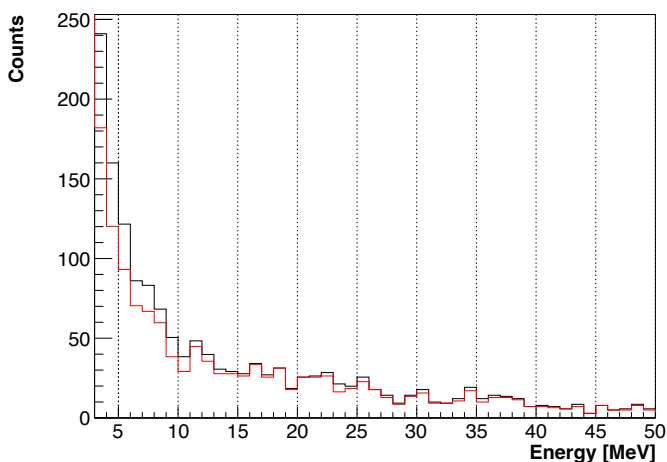
(b) 実験データでの BGO1 のエネルギースペクトル



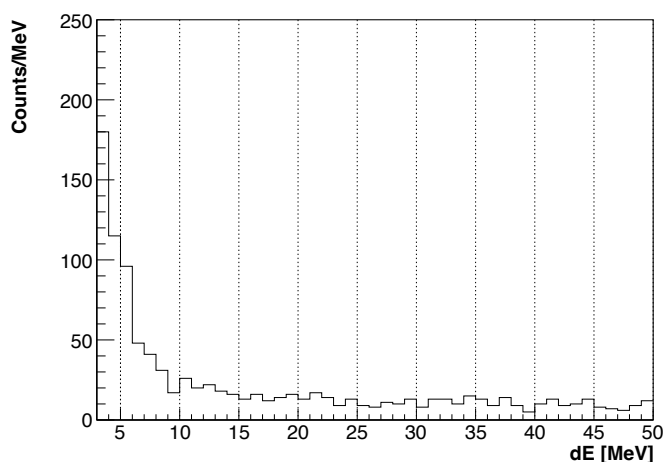
(c) 改良された Geant4 物理モデルでの BGO2 のエネルギースペクトル。黒が全成分、赤が中性子成分。15 MeV を始点とする。



(d) 実験データでの BGO2 のエネルギースペクトル。15 MeV を始点とする。



(e) 改良された Geant4 物理モデルでの BGO2 のエネルギースペクトル。黒が全成分、赤が中性子成分。3 MeV を始点とする。



(f) 実験データでの BGO2 のエネルギースペクトル。3 MeV を始点とする。

図 6.4: 改良された Geant4 物理モデルでの BGO 検出器のエネルギースペクトル。横軸がエネルギー (MeV)、縦軸が事象数。

## 6.2 クラスター解析の有効性の検証

### 6.2.1 $\beta$ 崩壊率測定実験のシミュレーションのセットアップ

核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験におけるセットアップは 1.2.2 節、および図 1.12 に示した通りであるが、本研究では、このうち BGO カロリメータ (BGOC)、プラスチックシンチレータホドスコープ (TH)、アクリルチェレンコフ検出器 (TLC) と Li 標的のみを考慮した。

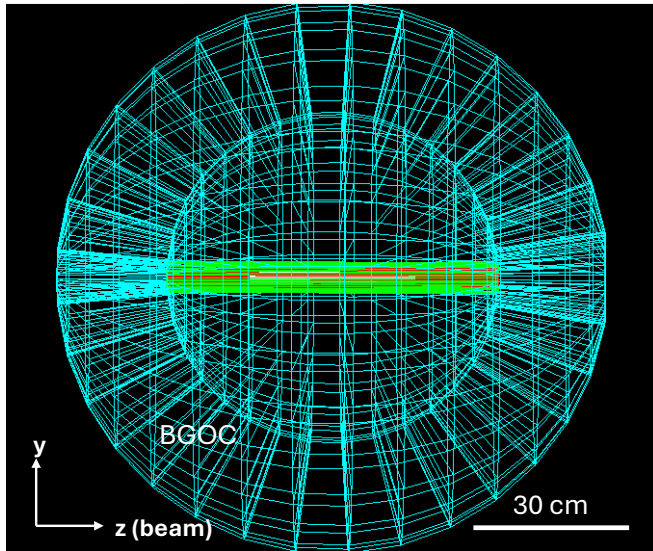


図 6.5: 核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験におけるシミュレーションのセットアップの模式図

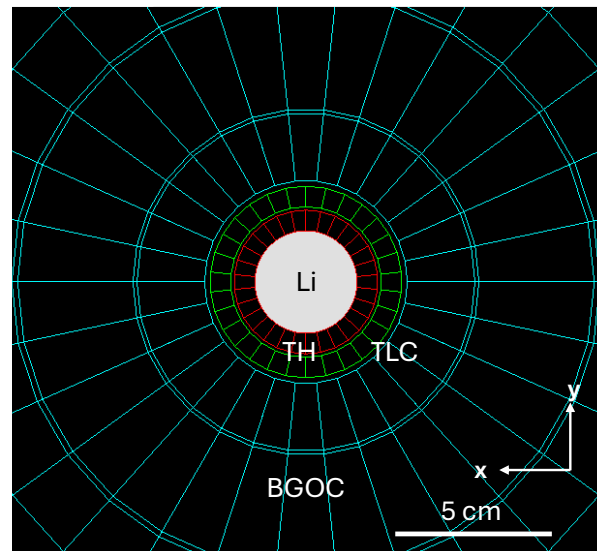
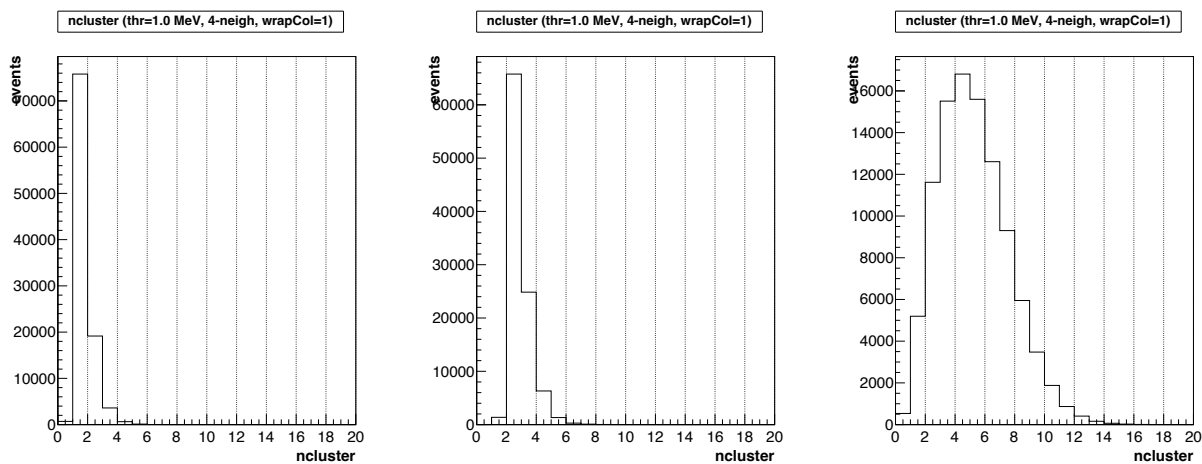


図 6.6: 核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験におけるシミュレーションのセットアップの拡大図

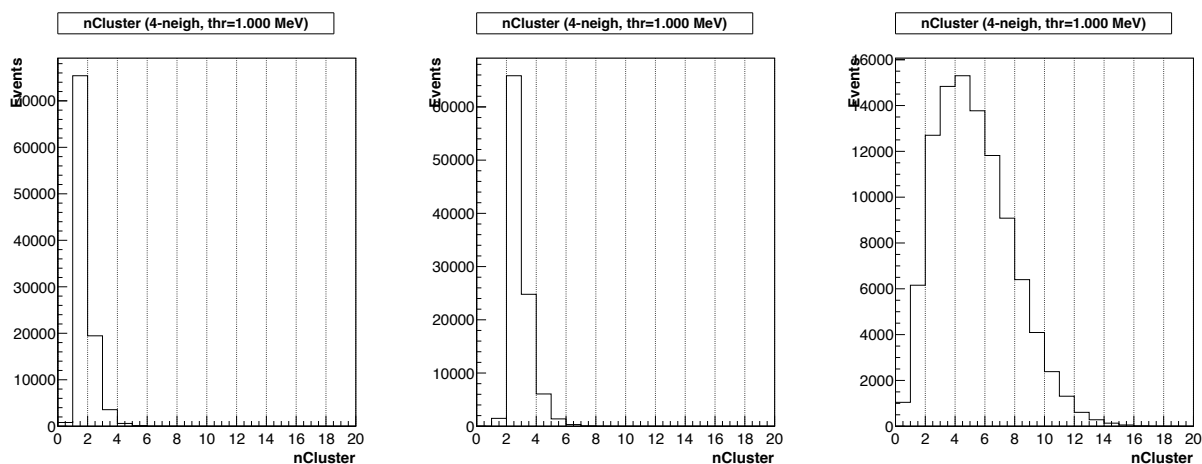
### 6.2.2 Geant4 のバージョン依存性の評価

先行研究 [32] では、Geant4 の v10.5.1 を用いてシミュレーションが行われていたが、現行の v11.2.2 では物理モデルの更新や核反応データベースの変更が行われている。そこで、本研究では、v10.5.1 と v11.2.2 の両方でシミュレーションを実行し、クラスター解析の結果に違いが生じるかを確認した。なお、BGO カロリメータボールの検出閾値は先行研究 [32] と同様に 1 MeV に設定し、発生した粒子の運動量は簡単のため 100 MeV/c で固定した。また、隣接セグメントは面で接しているセグメント (隣接セグメント数: 4) とした。図 6.7 に Geant4 v10.5.1 で行ったシミュレーションの結果を示し、図 6.8 に Geant4 v11.2.2 で行ったシミュレーションの結果を示す。電子と  $\pi^0$  に関しては、両バージョンでクラスター数分布に大きな違いは見られなかった。一方で、 $\pi^-$  に関しては、v11.2.2 でクラスター数が 0, 1 の割合が増加し、クラスター数が 2 以上の割合が減少する傾向が見られた。これは、Geant4 のバージョンが上がる際に物理モデルの改善や新しい核反応データベースの導入が行われたことに起因すると考えられる。それぞれの結果を表 6.4 にまとめる。



(a) Geant4 v10.5.1 で行った、電子 (b) Geant4 v10.5.1 で行った、 $\pi^0$  に (c) Geant4 v10.5.1 で行った、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布 による BGOC のクラスター数分布 による BGOC のクラスター数分布

図 6.7: Geant4 v10.5.1 で行った BGOC のクラスター数分布。横軸がクラスター数、縦軸がそのクラスター数を持つイベント数を表している。



(a) Geant4 v11.2.2 で行った、電子 (b) Geant4 v11.2.2 で行った、 $\pi^0$  に (c) Geant4 v11.2.2 で行った、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布 による BGOC のクラスター数分布 による BGOC のクラスター数分布

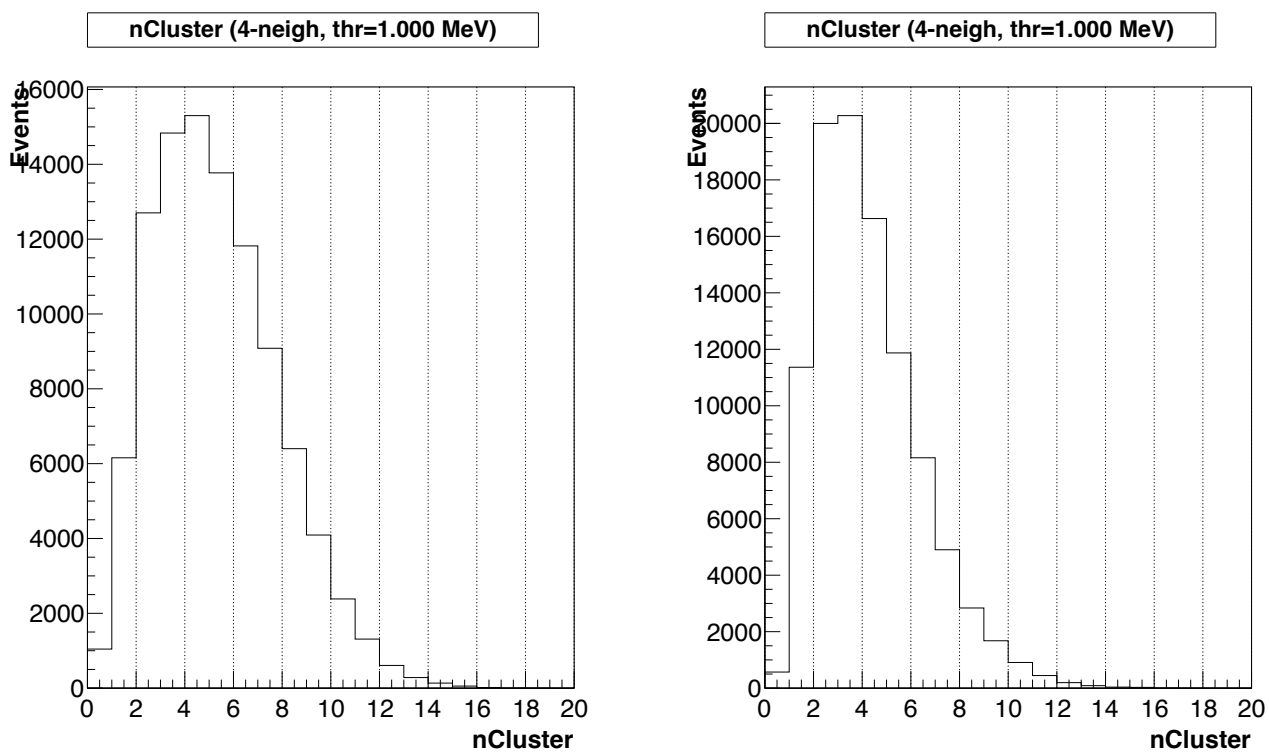
図 6.8: Geant4 v11.2.2 で行った BGOC のクラスター数分布。横軸がクラスター数、縦軸がそのクラスター数を持つイベント数を表している。

表 6.4: Geant4 v10.5.1 と v11.2.2 における BGOC のクラスター数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件  $N = 10^5$ )

粒子種	Geant4 v10.5.1 (FTFP_BERT)			Geant4 v11.2.2 (FTFP_BERT)		
	$N_{clus} = 0$	$N_{clus} = 1$	$N_{clus} \geq 2$	$N_{clus} = 0$	$N_{clus} = 1$	$N_{clus} \geq 2$
$e^-$	$0.6 \pm 0.1\%$	$74.5 \pm 0.1\%$	$24.9 \pm 0.1\%$	$0.8 \pm 0.1\%$	$75.4 \pm 0.1\%$	$23.8 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.4 \pm 0.1\%$	$98.6 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.4 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$0.5 \pm 0.1\%$	$5.2 \pm 0.1\%$	$94.3 \pm 0.1\%$	$1.1 \pm 0.1\%$	$6.0 \pm 0.1\%$	$92.9 \pm 0.1\%$

### 6.2.3 物理モデル依存性の評価

先行研究 [32] では、物理モデルとして FTFP\_BERT を用いてシミュレーションが行われていたため、本研究では、6.1.2 節までで最適化した物理モデルでの結果と比較した。なお、この際、Geant4 v11.2.2 を用いてシミュレーションを実行した。図 6.9 に最適化した物理モデルで行ったシミュレーションの結果と FTFP\_BERT で行った  $\pi^-$  を入射粒子とするシミュレーションの結果を示す。最適化した物理モデル (以下、INCLXX\_MOD と呼ぶ) では、FTFP\_BERT に比べてクラスター数が 0, 1 の割合、特に 1 の割合が増加し、逆にクラスター数が 2 以上の割合が 5.0% 程度減少する傾向が見られた。それぞれの結果を表 6.5 にまとめる。



(a) FTFP\_BERT で行った、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布 (b) INCLXX\_MOD で行った、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布

図 6.9: Geant4 v11.2.2 で行った、物理モデルごとの  $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布の比較。横軸がクラスター数、縦軸がそのクラスター数を持つイベント数を表している。

表 6.5: FTFP\_BERT と INCLXX\_MOD における  $\pi^-$  入射時の BGOC のクラスター数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件  $N = 10^5$ )

物理モデル	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
FTFP_BERT	$1.1 \pm 0.1\%$	$6.0 \pm 0.1\%$	$92.9 \pm 0.1\%$
INCLXX_MOD	$1.1 \pm 0.1\%$	$11.8 \pm 0.1\%$	$87.2 \pm 0.1\%$

クラスター数が 1 のイベントが増加したのは、高エネルギー中性子の増加がクラスター数を増やす方向に働く一方で、低エネルギー中性子と  $\gamma$  線の減少が複数クラスターを抑制し、結果として  $N_{\text{clus}} = 1$  が増加したためと考えられる。

### 6.2.4 クラスター定義依存性の評価

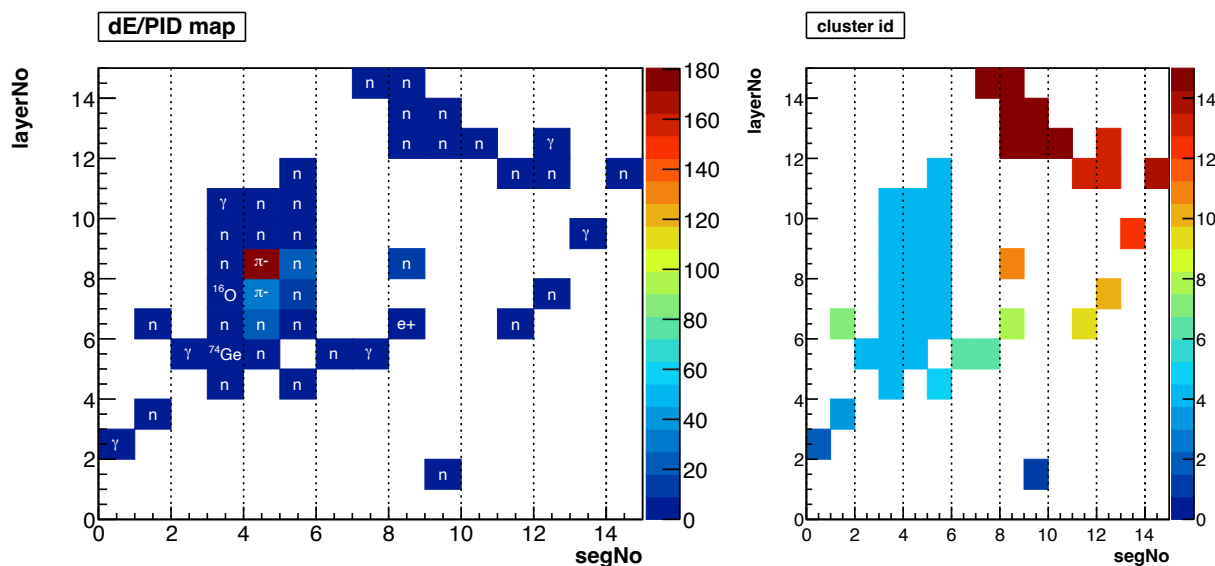
クラスターを決定する際の「隣接するセグメント」を定義する場合、今回の BGO カロリメータにおいては

- 面で接しているセグメント (隣接セグメント数: 4)
- 辺で接しているセグメント (隣接セグメント数: 8)

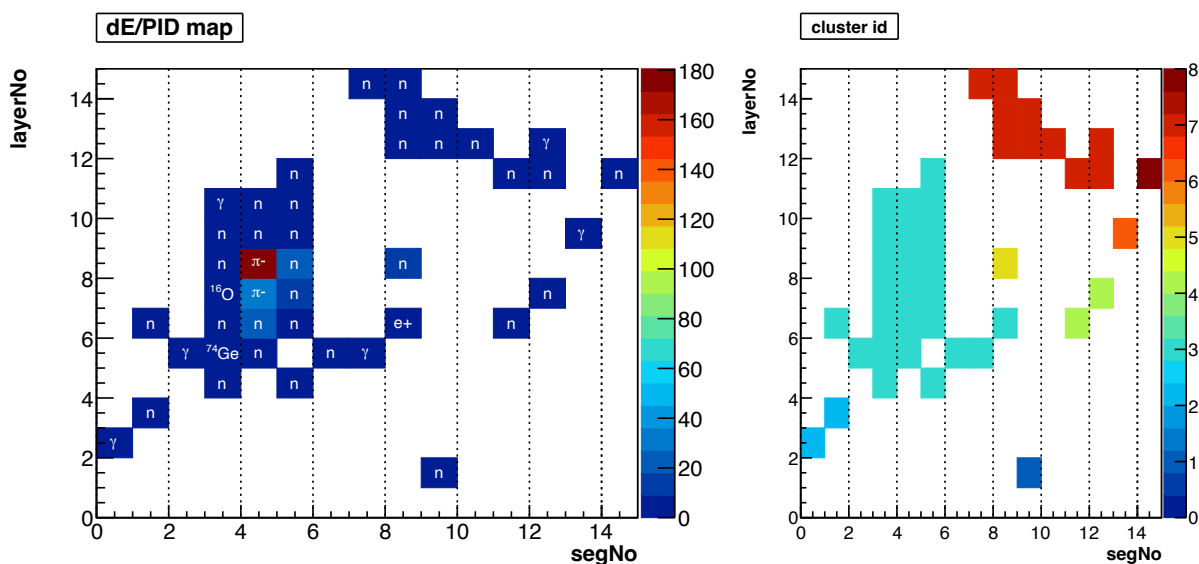
の2通りの設定が可能である。図 6.10 に隣接セグメント数ごとの BGOC におけるイベントディスプレイの例を示す。図 6.10a は隣接セグメント数が4の場合、図 6.10b は隣接セグメント数が8の場合である。左図は各セグメントにおけるエネルギー損失を色の濃淡、最初にヒットがあった粒子の名前を記載し、右図は同じクラスターに属するセグメントを同じ色で示している。図にある通り、隣接セグメント数が4の場合はクラスターが15個に分かれているのに対し、隣接セグメント数が8の場合はクラスターが8個にまとまっていることが分かる。

そこで本研究では、FTFP\_BERT と INCLXX\_MOD について、隣接セグメント数が4の場合と8の場合の条件でクラスター解析を行い、結果の違いを確認した。図 6.11 に FTFP\_BERT で行ったシミュレーションの結果を示し、図 6.12 に INCLXX\_MOD で行ったシミュレーションの結果を示す。なお、隣接セグメント数が8の場合の図では、赤が8セグメント定義、青が4セグメント定義で計算した結果である。電子と  $\pi^0$  に関しては、隣接セグメント数の違いによるクラスター数分布の違いはほとんど見られなかった。一方で、 $\pi^-$  に関しては、隣接セグメント数が8の場合、クラスター数が1のイベントが増加し、クラスター数が2以上のイベントが減少する傾向が見られた。特に INCLXX\_MOD では  $\pi^-$  における  $N_{\text{clus}} \geq 2$  のイベントの割合が89%となり、除去率が90%を下回る結果となった。それぞれの結果を表 6.6 にまとめる。

FTFP\_BERT と INCLXX\_MOD の両方で隣接セグメント数が4の場合と8の場合のクラスター数が1のイベントにおける各セグメントのエネルギー損失の合計およびクラスターサイズの分布を調べた。図 6.13 に FTFP\_BERT での隣接セグメント数ごとのシミュレーションの結果を、図 6.14 に INCLXX\_MOD での隣接セグメント数ごとのシミュレーションの結果を示す。上段が BGOC における各セグメントのエネルギー損失の合計分布、下段がクラスターサイズ (1 クラスターに含まれるセグメント数) 分布である。BGOC のエネルギー分布に関しては、物理モデルの違いにより形状の違いが見られた。INCLXX\_MOD では FTFP\_BERT に比べ、20 MeV 未満のピークが抑制され、20 MeV から 120 MeV 付近にかけての分布が増加する傾向が見られた。これは、INCLXX\_MOD で高エネルギー中性子が増加し、逆に低エネルギー中性子と  $\gamma$  線が減少した影響であると考えられる。一方でクラスター数分布に関しては物理モデル依存性は小さく、隣接セグメント数が8の場合、隣接セグメント数が4の場合と比べてクラスターサイズが大きくなる傾向が見られた。これは、隣接セグメント数が8の場合、より多くのセグメントが同一クラスターにまとめられるためであるが、この効果は特に離れたセグメントまで中性子が到達しなかった場合や、 $\pi^-$  が BGOC に到達する前に崩壊して  $\mu^-$  になり、それが吸収



(a) 隣接セグメント数: 4 の場合の BGOC におけるイベントディスプレイの例



(b) 隣接セグメント数: 8 の場合の BGOC におけるイベントディスプレイの例

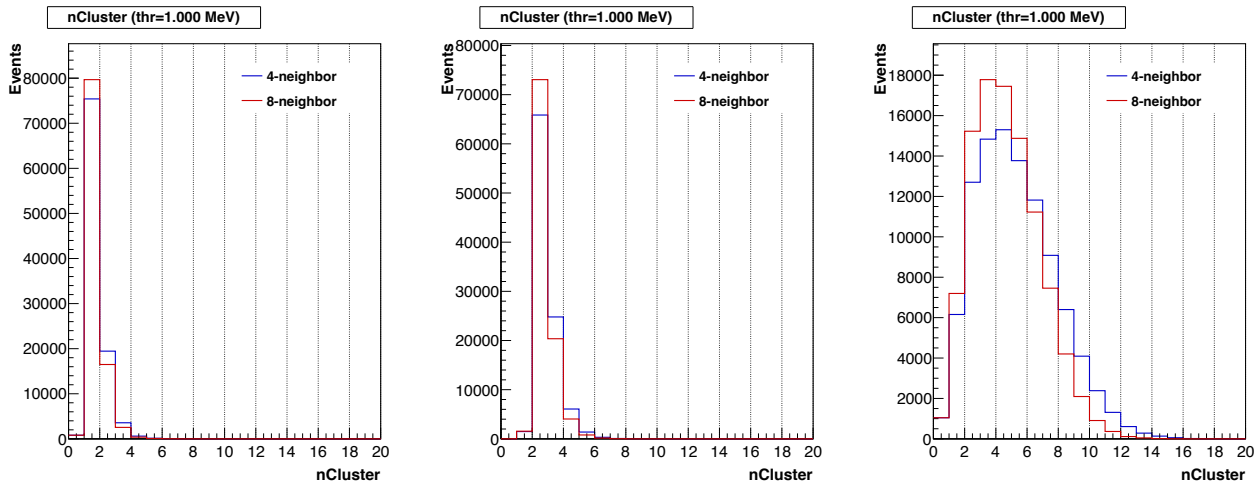
図 6.10: 隣接セグメント数ごとの BGOC におけるイベントディスプレイの例。(左)BGOC 各セグメントにおけるエネルギー損失を色の濃淡、最初にヒットがあった粒子の名前を記載した BGOC のヒットパターン。横軸は  $\theta$  方向、縦軸は  $\phi$  方向のセグメント番号を表す。(右) 同じクラスターに属するセグメントを同じ色で示した BGOC のヒットパターン。縦軸・横軸は左図と同様。

されたイベントなどで顕著に現れると考えられる。図 6.15 にそのようなイベントの例を示す。

### 6.2.5 BGOC のエネルギー閾値依存性

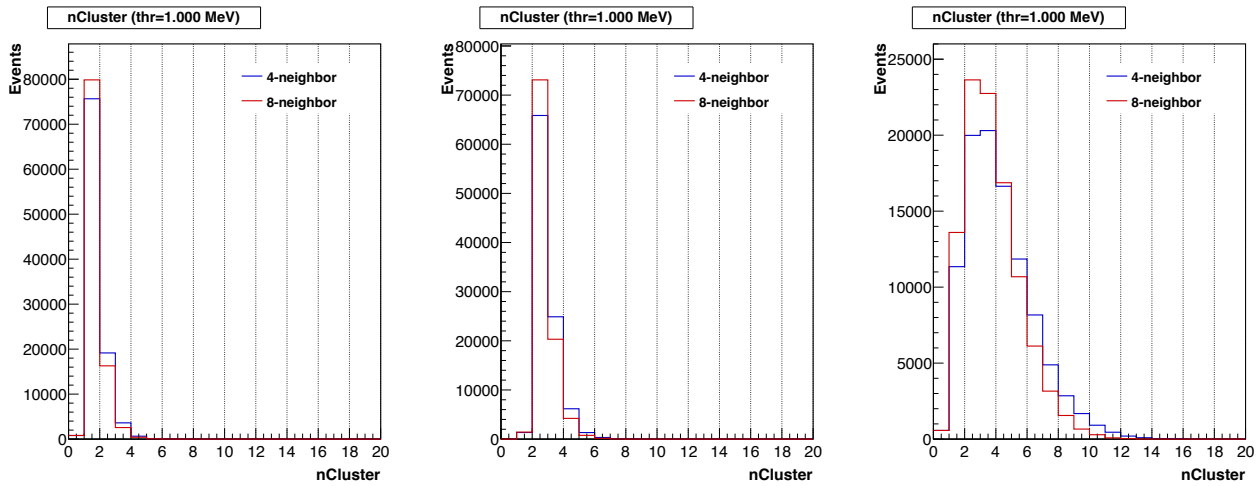
先行研究 [32] では、BGOC の 1 セグメントにおける検出閾値と、クラスター定義における 1 クラスター内の総エネルギー損失の閾値をいずれも 1 MeV に設定してシミュレーションを行った。本研究ではテスト実験の結果をより正確に反映させるため、(1) セグメント検出閾値を 1 MeV、3 MeV、5 MeV に変更した場合と、(2) セグメント検出閾値は 1 MeV のまま総エネルギー損失閾値を 1 MeV、3 MeV、5 MeV に変更した場合のクラスター解析結果を調べた。なお、Geant4 v11.2.2 および INCLXX\_MOD を用いてシミュレーションを実行した。隣接セグメント数は 4 である。

表 6.7 にそれぞれの設定における  $e^-$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスター数分布の比較を示



(a) FTFP\_BERT で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の、電子による BGOC のクラスター数分布 (b) FTFP\_BERT で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の、 $\pi^0$  による BGOC のクラスター数分布 (c) FTFP\_BERT で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布

図 6.11: FTFP\_BERT で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の BGOC のクラスター数分布 (赤: 8 セグメント定義、青: 4 セグメント定義)



(a) INCLXX\_MOD で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の、電子による BGOC のクラスター数分布 (b) INCLXX\_MOD で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の、 $\pi^0$  による BGOC のクラスター数分布 (c) INCLXX\_MOD で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布

図 6.12: INCLXX\_MOD で行った、隣接セグメント数が 8 の場合の BGOC のクラスター数分布 (赤: 8 セグメント定義、青: 4 セグメント定義)

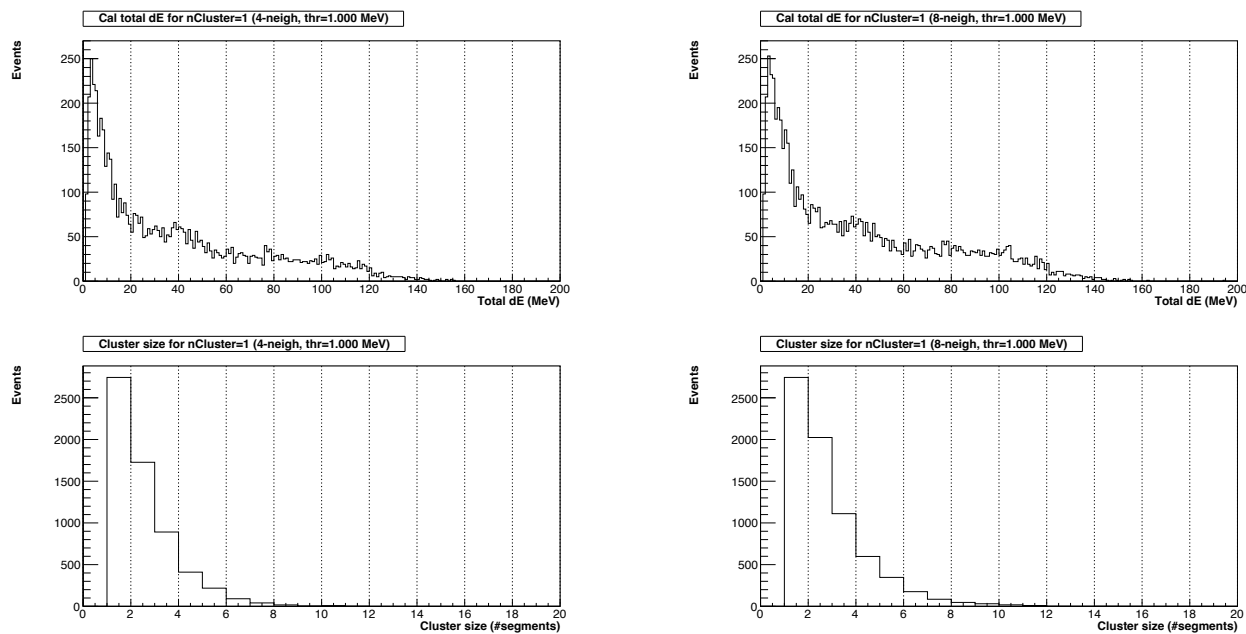
す。 $\pi^0$  に関しては、セグメント検出閾値およびクラスター定義における総エネルギー損失閾値のいずれの場合でもほとんど変化が見られなかった。どちらの場合でも、閾値を上げるにつれて複数クラスターを検出する割合がわずかに減少する傾向が見られたが、その変化は最大で 0.50% 程度と十分に小さいものであった。一方で、電子および  $\pi^-$  に関しては、セグメント検出閾値およびクラスター定義における総エネルギー損失閾値のいずれの場合でも、閾値を上げるにつれてクラスター数が 1 のイベントの割合が増加し、クラスター数が 2 以上のイベントの割合が減少する傾向が見られた。電子に関しては、セグメント検出閾値を 1 MeV から 5 MeV に上げた場合、クラスター数が 2 以上のイベントの割合が約 19% から約 4.0% に減少した。これは電磁シャワーにより  $\beta$  崩壊電子自身がヒットしたセグメントから離れたセグメントまで到達した二次粒子のエネルギーが低くなるため、セグメント検出閾値を上げることでこれらのセグメントがヒットしなくなり、結果としてクラスター数が減少したためであると考

表 6.6: クラスタを定義する隣接セグメント数ごとの BGOC におけるクラスタ数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件  $N = 10^5$ )

FTFP_BERT						
粒子種	隣接セグメント数: 4			隣接セグメント数: 8		
	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
$e^-$	$0.8 \pm 0.1\%$	$75.4 \pm 0.1\%$	$23.8 \pm 0.1\%$	$0.8 \pm 0.1\%$	$79.7 \pm 0.1\%$	$19.5 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.4 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.4 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$1.1 \pm 0.1\%$	$6.0 \pm 0.1\%$	$92.9 \pm 0.1\%$	$1.0 \pm 0.1\%$	$7.2 \pm 0.1\%$	$91.8 \pm 0.1\%$

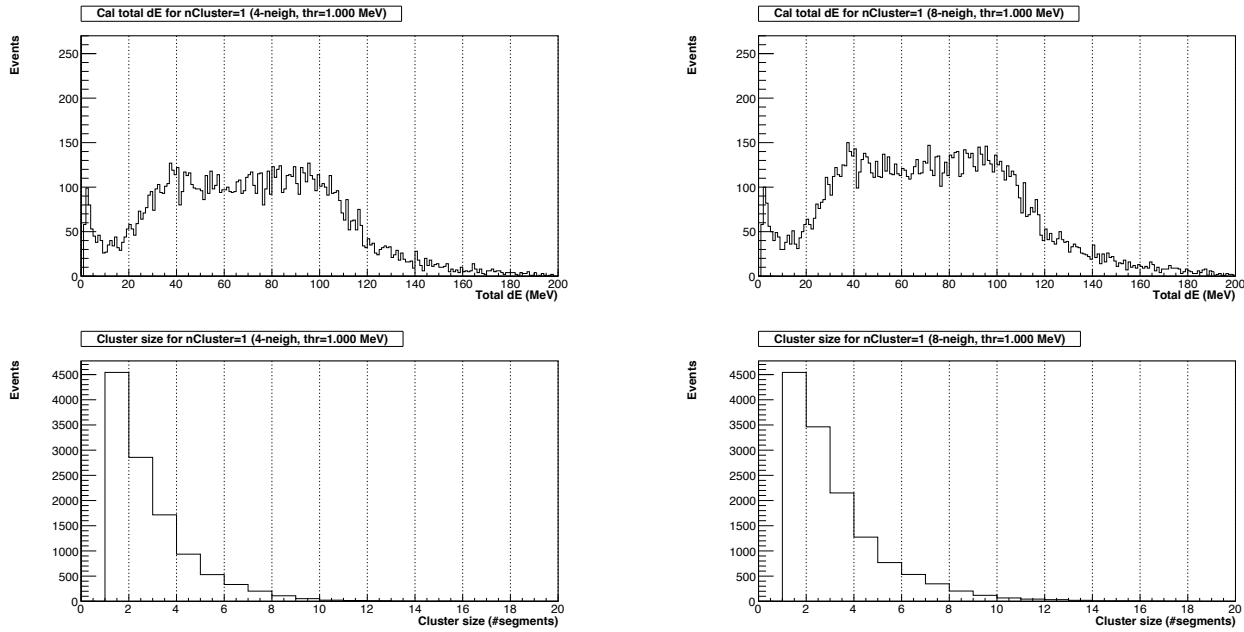
  

INCLXX_MOD						
粒子種	隣接セグメント数: 4			隣接セグメント数: 8		
	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
$e^-$	$0.8 \pm 0.1\%$	$75.7 \pm 0.1\%$	$23.5 \pm 0.1\%$	$0.8 \pm 0.1\%$	$79.9 \pm 0.1\%$	$19.3 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.5 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.4 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$1.1 \pm 0.1\%$	$11.8 \pm 0.1\%$	$87.2 \pm 0.1\%$	$1.1 \pm 0.1\%$	$13.9 \pm 0.1\%$	$85.1 \pm 0.1\%$



(a) 隣接セグメント数 = 4 の場合の、FTFP\_BERT での  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスタ数 1 のイベント (b) 隣接セグメント数 = 8 の場合の、FTFP\_BERT での  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスタ数 1 のイベント

図 6.13: FTFP\_BERT で行った、隣接セグメント数ごとの  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスタ数 1 のイベント。上段はエネルギー損失合計分布、下段はクラスタサイズ分布。



(a) 隣接セグメント数 = 4 の場合の、INCLXX\_MOD での  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスター数 1 のイベント (b) 隣接セグメント数 = 8 の場合の、INCLXX\_MOD での  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスター数 1 のイベント

図 6.14: INCLXX\_MOD で行った、隣接セグメント数ごとの  $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスター数 1 のイベント。上段はエネルギー損失合計分布、下段はクラスターサイズ分布。

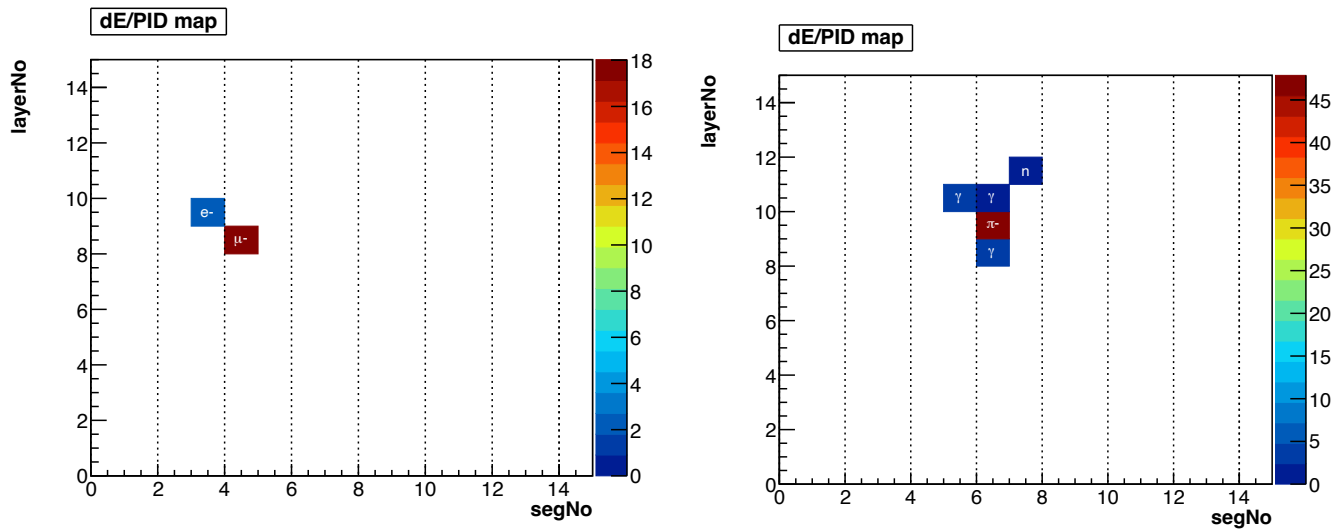


図 6.15: INCLXX\_MOD で隣接セグメント数が 8 の場合の、 $\pi^-$  入射時の BGOC におけるクラスター数 1 のイベントの例

えられる。 $\pi^-$  に関しては、セグメント検出閾値を 1 MeV から 5 MeV に上げた場合、クラスター数が 2 以上のイベントの割合が約 87% から約 60% に減少した。これは主に蒸発過程により生じた低エネルギー中性子や、それらが他の原子核とさらに非弾性衝突することで生じた中性子などの孫粒子、 $\gamma$  線などのエネルギーが低くなるため、セグメント検出閾値を上げることでこれらのセグメントがヒットしなくなり、結果としてクラスター数が減少したためであると考えられる。クラスター定義における総エネルギー損失閾値を上げた場合も同様の傾向が見られたが、セグメント検出閾値を上げた場合に比べてクラスター数が 2 以上のイベントの割合の減少は小さかった。これは 2 つのセグメントが 1.5 MeV ずつエネルギー損失をした場合など、セグメント検出閾値を上げた場合には両方のセグメントがヒットしなくなるが、クラスター定義における総エネルギー損失閾値を上げた場合には 1 クラスター内の総エネルギー

ギー損失が閾値を超えるためクラスタとして検出される場合があるためであると考えられる。

表 6.7: BGOC のセグメント検出閾値およびクラスタ定義における総エネルギー損失閾値ごとのクラスタ数分布の比較 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件  $N = 10^5$ )

粒子種	セグメント閾値: 1 MeV			クラスタ閾値: 1 MeV		
	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
$e^-$	$0.8 \pm 0.1\%$	$75.7 \pm 0.1\%$	$23.5 \pm 0.1\%$	$0.8 \pm 0.1\%$	$75.7 \pm 0.1\%$	$23.5 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.5 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.5 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$1.1 \pm 0.1\%$	$11.8 \pm 0.1\%$	$87.2 \pm 0.1\%$	$1.1 \pm 0.1\%$	$11.8 \pm 0.1\%$	$87.2 \pm 0.1\%$
粒子種	セグメント閾値: 3 MeV			クラスタ閾値: 3 MeV		
	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
$e^-$	$1.1 \pm 0.1\%$	$90.4 \pm 0.1\%$	$8.5 \pm 0.1\%$	$1.1 \pm 0.1\%$	$91.9 \pm 0.1\%$	$7.0 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.9 \pm 0.1\%$	$98.1 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.4 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$1.7 \pm 0.1\%$	$27.4 \pm 0.1\%$	$70.9 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$27.9 \pm 0.1\%$	$70.5 \pm 0.1\%$
粒子種	セグメント閾値: 5 MeV			クラスタ閾値: 5 MeV		
	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
$e^-$	$1.5 \pm 0.1\%$	$94.2 \pm 0.1\%$	$4.3 \pm 0.1\%$	$1.4 \pm 0.1\%$	$95.6 \pm 0.1\%$	$3.0 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$2.0 \pm 0.1\%$	$98.0 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$2.0 \pm 0.1\%$	$98.0 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$2.3 \pm 0.1\%$	$37.4 \pm 0.2\%$	$60.4 \pm 0.2\%$	$2.0 \pm 0.1\%$	$37.6 \pm 0.2\%$	$60.3 \pm 0.2\%$

BGOC の検出閾値とクラスタ定義における総エネルギー損失閾値は、実際の実験環境での信号確認やノイズレベル評価を踏まえて最適化する必要がある。したがって現時点では、どの閾値設定が最適かを決定できない。物理モデルのみによる不定性の評価のために、まずセグメントの検出閾値とクラスタ定義における総エネルギー損失閾値の両方を 1 MeV に設定した場合の  $\pi^-$  の  $\beta$  崩壊電子に対する残存率を計算した。最終的な  $\beta$  崩壊電子に対する  $\pi^-$  の残存率  $R_{\pi^-}$  は、TH、TLC、BGOC の各検出器の除去率  $\epsilon$  を掛け合わせて求められるため、

$$\begin{aligned}
 R_{\pi^-} &= \frac{BR_{\pi^-} \times (1 - \epsilon_{TH}) \times (1 - \epsilon_{TLC}) \times (1 - \epsilon_{BGOC})}{BR_{\beta}} \\
 &= \frac{0.4 \times (1 - 0.999) \times (1 - 0.955) \times (1 - 0.872)}{0.00048} \\
 &= 0.0042 \quad (0.42\%)
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

となり、 $\pi^-$  の  $\beta$  崩壊電子に対する残存率は 0.42% となった。これは先行研究 [32] で得られた 0.26% と比較して約 1.6 倍である。ここでは  $\pi^0$  の残存率は先行研究と同じ 3.6% と仮定すると、 $\pi$  中間子全体での  $\beta$  崩壊電子に対するバックグラウンド残存率は約 4.0% となり、要求された精度である 4.0% 以下を満たす結果となった。なお、 $\pi^0$  の崩壊生成物は  $\gamma$  線のみであり、BGOC における電磁シャワーの発展は電磁相互作用のみに依存するため、Geant4 による  $\pi^0$  のバックグラウンド残存率の見積もりは、

強い相互作用が関与する  $\pi^-$  の場合と比較して信頼性が高く、系統誤差は小さいと考えられる。 $\pi^0$  の 3.6% の残存率は主に  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の崩壊  $\gamma$  線の一方が BGO の開口部から逃げることに起因しており、フォトンカウンターの検出効率の改良や BGO の開口部の幾何学的配置の最適化により、 $\pi^0$  の残存率をさらに低減できる可能性がある。

実際のテスト実験では BGO2 におけるエネルギー損失が 1 – 3 MeV の領域における、BGO2 に入射した中性粒子を測定できなかったため、より現実的な評価のためにセグメント検出閾値が 3 MeV である場合の値を採用した場合の  $\pi^-$  の  $\beta$  崩壊電子に対する残存率も同時に計算する。

$$\begin{aligned} R_{\pi^-} &= \frac{BR_{\pi^-} \times (1 - \epsilon_{TH}) \times (1 - \epsilon_{TLC}) \times (1 - \epsilon_{BGO})}{BR_{\beta}} \\ &= \frac{0.4 \times (1 - 0.999) \times (1 - 0.955) \times (1 - 0.705)}{0.00048} \quad (6.2) \\ &= 0.011 \quad (1.1\%) \end{aligned}$$

となり、 $\pi^-$  の  $\beta$  崩壊電子に対する残存率は 1.1% となった。これは先行研究 [32] で得られた 0.26% の約 4 倍である。ここでも  $\pi^0$  の残存率は先行研究と同じ 3.6% と仮定すると、 $\pi$  中間子全体での  $\beta$  崩壊電子に対するバックグラウンド残存率は約 4.7% となるため、要求された精度である 4.0% 以下をわずかに超える結果となった。しかし、上述のようなフォトンカウンターの改良や BGO の開口部の最適化により  $\pi^0$  の残存率を例えば 3% 以下に低減できれば、 $\pi^-$  の残存率が 1% 程度であっても合計で 4% 以下に抑えることが可能である。

BGO 検出器のエネルギー閾値をどこまで下げられるかは、実際の実験条件でのバックグラウンドや計数率によって決まるが、閾値を十分に下げられない場合に備えて、一層バックグラウンドを抑止するような解析法も検討しておく必要があると考えられる。加えて、上述のような検出器セットアップの改良によるバックグラウンド抑制効果の向上も併せて検討したい。

## 第7章

# まとめと今後の展望

### 7.1 まとめ

自由空間と原子核内においてバリオンの性質がどのように変化するかを調べるために、我々は  $\Lambda$  ハイパー核である  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  や  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を用いて核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊分岐比と寿命を測定し、そこから崩壊率を導出することで、その値が自由空間での値からどのように変化するかを調べる計画を立てている。4% の高精度で核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率を導出するためには、それより  $10^4$  ほど分岐比が大きいバックグラウンド (MWD:  $\Lambda \rightarrow p\pi^-/n\pi^0$ 、および NMWD:  $\Lambda N \rightarrow NN$ ) を  $\beta$  崩壊事象と同程度かそれより少なくなるように抑制する必要がある。そのために我々は、実験標的周辺にプラスチックシンチレータホドスコープ (TH)、ルサイトチェレンコフ検出器 (TLC)、そして BGO カロリメータ (BGOC) を配置し、これらの検出器群を用いてバックグラウンド事象を抑制する計画を立てた。この中でも BGO カロリメータは、核内  $\Lambda$  粒子の MWD および NMWD 事象を抑制するために重要な役割を果たし、それぞれのセグメントでのエネルギー測定とヒット位置測定からヒットクラスターを決定し、クラスターの個数を調べることで  $\pi$  中間子由来のバックグラウンドをそれぞれ 90% 以上抑制することが期待される。Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより、TH、TLC、BGOC を用いたバックグラウンド抑制効果を評価した結果、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊分岐比を十分な精度で測定し、崩壊率を 4% の精度で導出可能であることが確認された。

しかし、BGOC に  $\pi^-$  が入射したイベントに関しては、BGO シンチレータが  $\pi^-$  を吸収した際に放出される中性子の数やエネルギー分布に関する情報が不足しているため、シミュレーションの信頼性に不安が残る。Geant4 の物理モデルの不定性により、先行研究で見積もられていた  $\pi^-$  の BGOC 除去効率が大幅に低下し、 $\beta$  崩壊率測定実験の feasibility が損なわれる可能性が懸念されていた。そこで我々は、BGO シンチレータに低運動量の  $\pi^-$  を入射させ、その際に放出される中性子による BGO 検出器のエネルギースペクトルを隣接する BGO シンチレータで測定する実験を行った。実験は J-PARC の K1.8 ビームラインで行い、ビームラインの最下流に BGO テスト実験のセットアップを設置し、BGO シンチレータに約 250 MeV/c の  $\pi^-$  を入射させた。上流において 400 MeV/c の  $\pi^-$  ビームは電子や  $\mu^-$  粒子の混入が多く、また下流へ運ばれるにつれてビームのプロファイルが広がるため、BGO 直前におけるビームの位置測定のためにトラッキングカウンター (TC) を設置し、またビーム粒子が BGO の

外に逸脱していないことを確認するため、BGO 検出器の周りに荷電粒子 Veto 検出器 (VC) を設置した。また、ビームラインの K1.8 スペクトロメータおよび S-2S スペクトロメータを用いてビーム粒子の同定を行った。BGO シンチレータに入射した  $\pi^-$  の数  $N_{\pi^-}$  は最終的に 15,486 個であり、この時隣接した BGO シンチレータで 15 MeV 以上のエネルギー損失が検出された中性子の数  $N_{n,>15\text{MeV}}$  は 806 個で、 $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi^-}$  の値は  $5.2 \pm 0.2\%$  であった。一方で 15 MeV より小さいエネルギー損失の中性粒子に関しては、BGO2 の検出閾値が 3 MeV だったため、3 – 5 MeV、5 – 15 MeV の 2 つのエネルギー領域に分けて測定を行った。その結果、3 – 5 MeV の中性粒子は 236 個、5 – 15 MeV の中性粒子は 349 個検出され、それぞれの  $N_{\pi^-}$  に対する割合は  $1.5 \pm 0.1\%$ 、 $2.3 \pm 0.1\%$  であった。

中性子による BGO のエネルギースペクトルについて、シミュレーションコード Geant4 および PHITS を用いての再現を試みた。Geant4 では実験で測定されたビーム粒子の位置分布や入射角度分布を考慮したシミュレーションを行い、中性子の検出効率を評価した。その結果、Geant4 では中性子による BGO のエネルギースペクトルの形状も再現できず、15 MeV 以上のエネルギーを付与した中性子に関しては実験値の約 1/3 程度、3 – 15 MeV のエネルギーを付与した中性子に関しては逆に実験値の約 2 倍程度であった。一方 PHITS では、中性子による BGO のエネルギースペクトルの形状は実験値を良く再現し、15 MeV 以上に関しては実験値の約 60% 程度、3 – 15 MeV に関しては実験値の約 1.5 倍程度であった。これらの結果から、BGO シンチレータに低運動量の  $\pi^-$  が入射した際に放出される中性子は、PHITS が相対的によく再現できているものの、いずれのシミュレーションコードにおいても実験値を完全には再現できていないことが分かった。

このテスト実験の結果を再現するために、Geant4 のソースコードを改良し、新たな中性子生成モデルを実装した。改良した Geant4 を用いて再度シミュレーションを行った結果、中性子のエネルギースペクトルの形状が変更前の Bertini モデルや INCL++ モデルに比べて実験値を良く再現し、 $N_{n,>15\text{MeV}}/N_{\pi^-}$  の値も実験値の約 90% 程度になった。この改良した物理モデルを用いて、我々は核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験における BGOC のバックグラウンド抑制効果を再評価した。その結果、先行研究 [32] と同様のエネルギー閾値を採用した場合、BGOC の  $\pi^-$  除去効率は 87.19% と先行研究値を 5% ほど下回るものの大幅な悪化ではなく、TH および TLC と組み合わせた全体のバックグラウンド抑制効果は  $4.01 \times 10^{-4}$  となり、これは  $\beta$  崩壊分岐比を測定し崩壊率を 4% の精度で導出するために必要なバックグラウンド抑制効果を満たしている。一方で  $\pi^-$  除去効率は BGOC のセグメントごとの検出閾値に大きく依存し、閾値を 3 MeV に上げた場合で除去率が 70.5% 程度、閾値を 5 MeV に上げた場合で除去率が 60.3% 程度まで低下することが分かった。これらの場合では TH および TLC と組み合わせた全体のバックグラウンド抑制効果も必要値を満たせなくなるため、バックグラウンドや計数率で決まる実際の BGO 検出器のエネルギー閾値によっては、さらなるバックグラウンド抑制手法の検討が必要となることがわかった。しかしながら、本研究によるテスト実験データの取得とそれに基づく Geant4 の物理モデルの改良により、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験は実現可能であることが確認された。

## 7.2 今後の展望

今後の展望として、まず本研究で改良した Geant4 の物理モデルを用いて、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験における BGOC のバックグラウンド抑制効果をさらに詳細に評価する必要がある。特に BGOC のセグメントにおける検出閾値やクラスター定義における総エネルギー損失の閾値に対する依存性が  $\pi^-$  は非常に大きく、これらのパラメータを最適化する必要がある。そのために、今回行ったテスト実験と同様のセットアップで、BGO シンチレータに  $\pi^-$  を吸収した際の、隣接する BGO シンチレータでの、特に 1–3 MeV 程度の低エネルギー中性子の応答を詳細に測定する実験を行う必要がある。

また  $\pi^-$  吸収とは独立に、BGO シンチレータに 0 – 200 MeV 程度の中性子や  $\gamma$  線を入射させた際の応答を測定する実験も行う必要がある。これらの実験データを用いて、Geant4 における中性子や  $\gamma$  線の応答モデルを検証・改良することで、BGOC のバックグラウンド抑制効果の評価における不確かさをさらに低減できると期待される。

また、本研究では  $\pi^-$  由来のバックグラウンドに着目したが、 $\pi^0$  由来のバックグラウンドに関しても改善の余地がある。 $\pi^0$  の残存率は主に  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の崩壊  $\gamma$  線の一方が BGOC の開口部から逃げることに起因しており、BGOC の開口部に設置されるフォトンカウンターの検出効率の改良や開口部の幾何学的配置の最適化により、 $\pi^0$  の残存率をさらに低減できる可能性がある。特にセグメント検出閾値が高い場合には  $\pi^-$  の残存率が増大するため、 $\pi^0$  の残存率を低減することで全体のバックグラウンド残存率を要求精度以下に抑えることが重要となる。

検出閾値の最適化に加えて、BGOC のセグメントサイズの最適化も検討する必要がある。本研究で用いた BGOC は、1 セグメントあたり約 5 cm 角の大きさであるが、セグメントサイズをより小さくすることで、特に  $\pi^-$  吸収により放出される中生子による多重クラスター事象の識別能が向上し、バックグラウンド抑制効果が改善される可能性がある。これらの検討を進めることで、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験における BGOC のバックグラウンド抑制効果をさらに向上させることができると期待される。

## 付録 A

# QMC model を用いた $g_A$ の原子核密度依存性

本付録では、本論文で用いた Quark–Meson Coupling (QMC) model による束縛バリオンの性質変化、とりわけ  $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  崩壊に対応する軸性ベクトル結合定数  $g_A^\Lambda \equiv g_1(0)$  の密度依存性について、必要最小限の理論的背景をまとめる。本付録の目的は理論的導出ではなく、実験的議論に必要な範囲で「媒質中で何が変化し、何が保存されるか」を明確にすることにある。

### A.1 QMC model の概要

#### A.1.1 MIT Bag model と QMC model

QMC (Quark–Meson Coupling) model は、バリオン内部構造を MIT Bag model で記述しつつ、原子核媒質中では bag 内のクォークが平均中間子場と直接相互作用する効果を取り入れた枠組みである [7–9]。MIT Bag model においてバリオンは有限領域 (bag) に閉じ込められたクォーク基底状態として記述され、bag の境界条件により bag の半径が決定され、クォーク波動関数が得られる [10]。

QMC model では、原子核内のバリオン間相互作用を媒介する場としてスカラー中間子場  $\sigma$  とベクトル中間子場 ( $\omega, \rho$ ) を導入し、bag 内部のクォークがこれらの場と結合すると仮定する。典型的には  $u, d$  クォークに対して

$$m_q^* = m_q - g_\sigma^q \sigma, \quad (\text{A.1})$$

$$V_q = g_\omega^q \omega + g_\rho^q \rho I_{3q}, \quad (\text{A.2})$$

のように、有効質量  $m_q^*$  とベクトルポテンシャル  $V_q$  が中間子場により修正される。これにより、bag の閉じ込めポテンシャル  $V_c$  が

$$V_c^* = V_c - g_\sigma^q \sigma \quad (\text{A.3})$$

のように減少し、これにより、境界条件で決定される bag 半径が増大する。これに伴い、平均場下でのクォーク波動関数が広がる。一方で  $s$  クォークは  $\sigma, \omega$  場と結合しない (あるいは結合が非常に弱い) ため、閉じ込めの bag 半径は変わらず、 $s$  クォーク波動関数も変化しない、そのため  $u, d$  成分を多く含む

バリオンほど媒質効果を強く受ける。

### A.1.2 相対論的平均場近似 (RMFT)

原子核のような多体系においてクォーク運動と中間子場のダイナミクスを完全に時空依存で解くことは一般に困難である。そのため QMC model では、核物質 (あるいは有限核の局所密度近似) において中間子場を平均場として扱う相対論的平均場近似 (RMFT; Relativistic Mean Field Theory) を採用する。

静的で一様な核物質中では、 $\sigma, \omega, \rho$  場を定数として扱い、自己無撞着条件によりそれらを決定する。例えば  $\sigma$  場は系全体のエネルギー密度を最小化する条件、すなわち変分法

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \sigma} = 0 \quad (\text{A.4})$$

から求められる。QMC model の重要な特徴は、この最小化プロセスにおいてバリオン質量  $M_B^*(\sigma)$  自体が  $\sigma$  に依存して変化する点にある。これは核子内部構造変化 (スカラー分極率) が、密度依存の有効相互作用として多体効果の一部を吸収していると解釈できる。

本論文では、場の量子論的な厳密解法には立ち入らず、媒質密度  $\rho$  の増加により  $\sigma$  場が増大し、その結果として  $u, d$  クォーク波動関数に変形するという定性的描像と、そこから導かれる形状因子の変化に焦点を当てる。

## A.2 $\beta$ 崩壊の理論

### A.2.1 電弱相互作用と Lagrangian

標準模型における荷電カレント相互作用は、 $W$  ボソンを介して以下の Lagrangian で記述される。

$$\mathcal{L}_{\text{CC}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left( J_\mu^{(+)} W^{+\mu} + J_\mu^{(-)} W^{-\mu} \right) \quad (\text{A.5})$$

ここで荷電カレント  $J_\mu^{(+)}$  は次式で与えられる。

$$J_\mu^{(+)} = \bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e + \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (V_{ud} d + V_{us} s + \dots) \quad (\text{A.6})$$

semi-leptonic 崩壊においては、ハドロン部分に CKM 行列要素 (本研究では主に  $V_{us}$ ) が現れることが特徴的である (図 A.1 参照)。

### A.2.2 有効相互作用と Fermi / Gamow–Teller 遷移

$\beta$  崩壊においては、運動量移行が  $W$  ボソン質量に対して十分小さい ( $|q^2| \ll M_W^2$ ) ため、相互作用は点状とみなす。このとき有効 Hamiltonian (Fermi 相互作用) は以下のようなになる。

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us} [\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e] [\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) s] + \text{h.c.} \quad (\text{A.7})$$

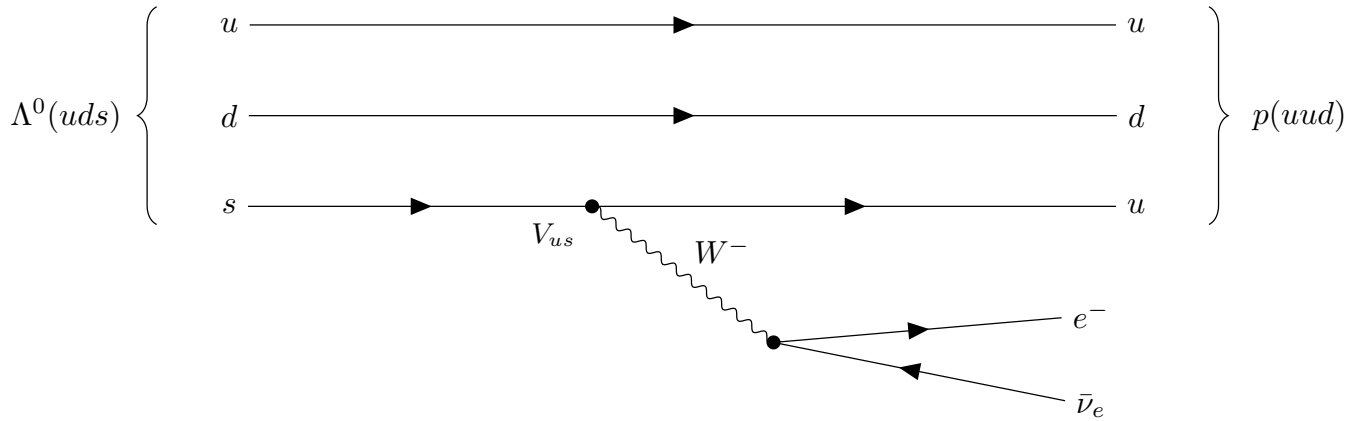


図 A.1:  $\Lambda \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  崩壊のファイマン図 (クォークレベル)。ストレンジクォークが弱相互作用によりアップクォークへ遷移する。他の  $u, d$  クォークはスペクテーターとして振る舞う。

ここで  $G_F$  はフェルミ結合定数であり、 $V_{us}$  は CKM 行列要素である。長波長近似 (allowed 近似) では、許容遷移 (Fermi 遷移と Gamow–Teller 遷移) のみが残るが、 $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊においては、レプトンの運動量が最大 160 MeV/c と大きいと、長波長近似の条件から外れてしまい、禁止遷移の寄与も無視できない。しかしながら、自由空間における  $\Lambda$  や、 $0^+$  の原子核内に束縛された  $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊では、軌道角運動量移行が  $\Delta L = 0$  のため、allowed 近似が支配的である。

allowed 近似では、ハドロン電流のベクトル成分と軸性ベクトル成分は、それぞれ Fermi 遷移と Gamow–Teller (GT) 遷移を引き起こし、遷移振幅は以下のように表される。

$$\mathcal{M} \sim g_V \langle f | \sum_i \tau_i^\pm | i \rangle + g_A \langle f | \sum_i \sigma_i \tau_i^\pm | i \rangle \quad (\text{A.8})$$

ハイパー核の  $\Lambda \rightarrow p$  崩壊においても、アイソスピン演算子  $\tau$  が  $V$ -spin 等のフレーバー変換演算子に置き換わる点を除けば、ベクトル型・軸性型の寄与で崩壊率が決まる構造は同様である。

### A.2.3 軸性ベクトル結合定数 $g_A$

バリオン間遷移におけるハドロン行列要素は、ローレンツ共変性に基づき形状因子でパラメータ化される。

$$\langle B_f(p_f) | V^\mu | B_i(p_i) \rangle = \bar{u}_f \left[ f_1(q^2) \gamma^\mu + f_2(q^2) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{M} + f_3(q^2) \frac{q^\mu}{M} \right] u_i, \quad (\text{A.9})$$

$$\langle B_f(p_f) | A^\mu | B_i(p_i) \rangle = \bar{u}_f \left[ g_1(q^2) \gamma^\mu \gamma_5 + g_2(q^2) \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{M} \gamma_5 + g_3(q^2) \frac{q^\mu}{M} \gamma_5 \right] u_i, \quad (\text{A.10})$$

ここで、 $q = p_i - p_f$  である。通常の  $\beta$  崩壊の allowed approximation においては  $q^2 = 0$  として良い。 $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊においても  $q^2 \rightarrow 0$  として考え、本論文では以下の値を定義する。

$$g_V^\Lambda \equiv f_1(0), \quad g_A^\Lambda \equiv g_1(0) \quad (\text{A.11})$$

通常の原子核  $\beta$  崩壊の研究では、核構造計算の不定性や中間子交換流 (MEC) の効果を現象論的に取り込むため有効結合定数  $g_A^{\text{eff}}$  が用いられ、これが自由空間の中性子の  $\beta$  崩壊の  $g_A$  に比べて小さいことを  $g_A$  クエンチングと呼んで議論されている。しかしながら、本研究で議論する  $g_A^{\Lambda p}$  の密度依存性は、

QMC model により記述される「束縛バリオン内部のクォーク波動関数の変形」に起因する単一バリオンの形状因子変化であり、核構造や MEC を起源とするクエンチングとは概念的に区別されるべき効果である (詳細は 1.1.2 節参照)。

#### A.2.4 ベクトル結合 $g_V$ の安定性と Ademollo–Gatto 定理

中性子・陽子間の  $\beta$  崩壊では、アイソスピン対称性 ( $u, d$  quark の対称性) により、ベクトル結合定数  $g_V$  は保存される (CVC; Conserved Vector Current)。1 からの破れは、クォーク質量差  $m_d - m_u$  に比例する二次の効果として現れる。 $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊では、 $g_V^\Lambda = 1$  からの破れは  $s$  クォークと  $u$  クォークの質量差の 2 乗に比例するので、 $g_V^\Lambda$  ほどではないにせよ、依然として小さい。したがって  $g_V^\Lambda$  は  $g_A^\Lambda$  に比べて媒質効果や対称性の破れに対して鈍感であると期待される。

実際、QMC model による計算でも  $g_V$  の密度依存性は小さいという結果が得られている (本論文 図 1.2)。このため本論文では、媒質中での崩壊率変化を議論する上で、 $g_A^\Lambda$  の変化を最も重要な物理量として位置づけている。

### A.3 QMC model による $g_A$ の密度依存性の解釈

#### A.3.1 クォーク波動関数の変形と重なり積分

QMC model において、束縛バリオン中の  $u, d$  クォークはスカラー場  $\sigma$  との結合により有効質量  $m_q^*$  が減少する。これに伴い bag 内部のクォーク基底状態波動関数は空間的に外側へ広がるように変形し、Dirac スピノルの下成分 (小成分) の割合も変化する。一方、 $s$  クォークは中間子場との結合が弱いいため、その波動関数は自由空間中のものから大きくは変化しない。

$g_A^{\Lambda p}$  は、始状態 ( $\Lambda$  中の  $s$  クォーク) と終状態 ( $p$  中の  $u$  クォーク) の波動関数の重なり積分に依存する。QMC model の枠組みでは、媒質中で  $u$  クォーク波動関数が変形する一方で  $s$  クォークがほとんど変化しないため、両者の空間的な重なりが減少し、その結果として  $g_A^{\Lambda p}$  が減少する。これが媒質中において  $g_A^{\Lambda p}$  が低下する主要な微視的メカニズムである。

#### A.3.2 崩壊率への定量的影響

Guichon らの計算 [11] では、核物質密度  $\rho_0$  付近において  $g_A^{\Lambda p}$  は真空中の値から約 10% 程度減少すると予言されている。 $\beta$  崩壊の崩壊率は結合定数の二乗に比例するため、 $g_A$  の減少は崩壊率に対してより大きな減少 (最大で約 20% 程度) として反映され得る。自由空間の  $\Lambda$  や、現在実験を計画している  $0^+$  の原子核の  $0s$  軌道にある  $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊では、崩壊率は  $|g_V|^2 + 3|g_A|^2$  に比例するため、 $g_V^\Lambda = 1$ 、 $g_A^\Lambda \approx 0.718$  (自由空間値) を用いると、 $g_A$  が 10% 減少した場合、崩壊率は約 12% 減少することになる。

## 付録 B

# EMC 効果の詳細

本付録では、第 1 章で概説した EMC 効果を補足し、DIS における構造関数の意味、EMC 比の定義、そして Bjorken 変数  $x$  の領域ごとの物理過程の違いを整理する。

### B.1 DIS と構造関数

#### B.1.1 DIS の運動学とスケール

深部非弾性散乱 (deep inelastic scattering; DIS) は、高エネルギーのレプトンが核標的に散乱する過程であり、レプトンが仮想光子 (電磁相互作用の場合) や弱ボソン (ニュートリノ DIS の場合) を介して、標的内部の電荷を持つ自由度 (クォーク) を分解して観測する実験である。

入射レプトンの四元運動量を  $k = (E, \vec{k})$ 、散乱後のレプトンを  $k' = (E', \vec{k}')$  とすると、交換される仮想光子の四元運動量は

$$q \equiv k - k' \quad (\text{B.1})$$

である。慣習的に

$$Q^2 \equiv -q^2 > 0 \quad (\text{B.2})$$

を「硬いスケール」と呼ぶ。さらに、エネルギー移行  $\nu$  と Bjorken 変数  $x$  を

$$\nu \equiv \frac{P \cdot q}{M}, \quad x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} \simeq \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (\text{B.3})$$

で定義する ( $P$  は標的核子の四元運動量、 $M$  は核子質量)。パートン模型の極限では、 $x$  は「散乱に関与したパートンが運ぶ運動量分率」と解釈される。

また、生成されるハドロン系の不変質量  $W$  は

$$W^2 \equiv (P + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (\text{B.4})$$

で与えられる。一般に、共鳴励起領域 (小さな  $W$ ) や準弾性領域を避け、十分大きい  $Q^2$  と  $W^2$  を満たす領域を「DIS 領域」とみなして構造関数の議論を行う。

### B.1.2 断面積と構造関数

非偏極の電子（ミュオン）散乱では、微分断面積はレプトンテンソルとハドロンテンソルの縮約で表され、標的の応答は2つの独立な構造関数（例えば  $F_1(x, Q^2)$ ,  $F_2(x, Q^2)$ ）にまとめられる。例えば

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \propto \left[ 2F_1(x, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{F_2(x, Q^2)}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (\text{B.5})$$

の形で現れ、 $F_2$  は電荷をもつパートン分布に直接関係する量として重要である。（実験では、縦・横偏極の寄与比  $R = \sigma_L/\sigma_T$  や  $F_L$  を介した補正・系統も議論されるが、本付録では主に  $F_2$  に着目する。）

パートン模型の先導近似では

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)] \quad (\text{B.6})$$

と書ける。ここで  $q, \bar{q}$  は（核子または核の）パートン分布関数 (PDF) であり、 $e_q$  はクォーク電荷である。QCD では  $Q^2$  依存性（スケーリング違反）が DGLAP 方程式に従って生じるが、核効果の議論では「同じ  $Q^2$  で核標的と基準標的を比べたときの差」が主な関心となる。

### B.1.3 独立核子近似と核構造関数

ある原子核  ${}^A_Z X$  の構造関数  $F_2^A(x, Q^2)$  は実験的に求めることができる。一方、核子の内部構造が核内で変化しない（独立核子近似）と仮定すると、1核子あたりの構造関数は

$$\frac{F_{2,\text{free}}^A(x, Q^2)}{A} = \frac{Z}{A} F_2^p(x, Q^2) + \frac{A-Z}{A} F_2^n(x, Q^2) \quad (\text{B.7})$$

と表される。これは、核子の内部構造が自由空間と同一であるという仮定の下で得られる関係式である。ここで、 $F_2^p$  は陽子の構造関数、 $F_2^n$  は中性子の構造関数である。陽子の構造関数は水素標的における DIS 実験から、中性子の構造関数は重水素標的における DIS 実験からそれぞれ決定されている。

ただし厳密には、重水素も束縛系であり、 $F_2^n$  抽出には束縛・運動学的スミアリング・オフシェルなどの補正が関与する。したがって「重水素=自由な ( $p+n$ )」は高精度では近似であるが、歴史的に EMC 比の基準標的として広く用いられてきた。

素朴には、DIS のエネルギースケール (数 GeV) は原子核の典型的なエネルギースケール (数 MeV) よりもはるかに大きいため、自由核子と束縛核子の構造関数はほとんど同じと期待される。違いが現れるとしても、クォークの Fermi motion (フェルミ運動) の極めて高運動量成分に限られると考えられる。さらに、異なる原子核内における核子の構造関数も同じであると予想される。しかし、1983年に European Muon Collaboration (EMC) が行ったミュオンビームを用いた DIS 実験では、重水素標的と鉄標的における核子構造関数の比が1から大きく乖離し、それが独特の  $x$  依存性を持つことが発見された [6]。この「核に入ると、 $F_2$  が単なる核子の足し算では説明できない形で変化する」現象が EMC 効果である。

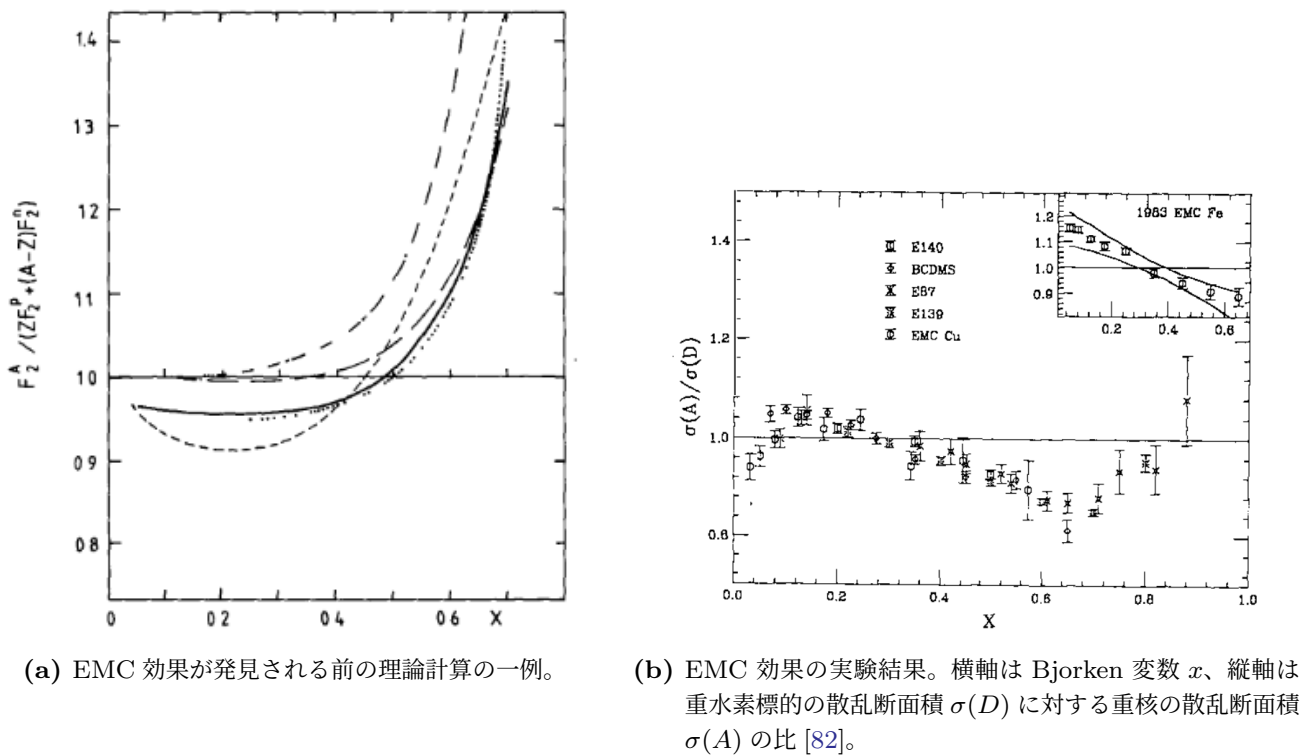


図 B.1: EMC 効果の理論計算と実験結果の比較。

## B.2 EMC 比と Bjorken 変数 $x$ 領域ごとの特徴

### B.2.1 EMC 比の定義と実験上の注意

EMC 効果はしばしば、重水素標的に対する 1 核子あたりの構造関数比

$$R_{\text{EMC}}^A(x, Q^2) \equiv \frac{F_2^A(x, Q^2)/A}{F_2^D(x, Q^2)/2} \quad (\text{B.8})$$

で定量化される。多くのデータでは、陽子・中性子比の違い（非等核性）を除くための isoscalar 補正を施した比が用いられ、これに加えて放射補正や受理・分解能補正などを含めた精密評価が行われる。また、 $Q^2$  依存性は DIS 領域では比較的弱い、完全にゼロではなく、特に小  $x$  ではスケーリング違反と核シャドウイングの  $Q^2$  依存性が絡み得る点に注意が必要である。

### B.2.2 $x$ 領域ごとの典型的な振る舞い

一般に、DIS 領域（十分大きな  $Q^2$  とエネルギー移行）では、 $x$  の値に応じて以下のような構造が現れる：

- $x \lesssim 0.1$  :  $R_{\text{EMC}}^A < 1$  (shadowing)。
- $0.1 \lesssim x \lesssim 0.3$  :  $R_{\text{EMC}}^A \gtrsim 1$  (antishadowing)。
- $0.3 \lesssim x \lesssim 0.7$  :  $R_{\text{EMC}}^A < 1$  (狭義の EMC 領域)。
- $x \gtrsim 0.7$  :  $R_{\text{EMC}}^A > 1$  (フェルミ運動領域)。

以下では、各領域で支配的な物理過程を代表的な見方に沿って補足する。

#### 小 $x$ : シャドウイング ( $x \lesssim 0.1$ )

小  $x$  では、仮想光子が「散乱直前に  $q\bar{q}$  対などのハドロニックな状態へ揺らぐ」描像（ベクトル中間子優勢や、より一般のコヒーレントな多重散乱の描像）で理解されることが多い。このとき、核内の複数核子にわたるコヒーレントな相互作用により有効断面積が変化し、1 核子あたりの応答が抑制されるため  $R_{\text{EMC}}^A < 1$  となる。

直感的には、核の大きさと関係する「コヒーレンス長（または形成長）」が核半径より長くなると、入射した仮想光子（またはその揺らぎ）が核を一体として見て散乱する成分が増え、独立核子近似が破れると解釈できる。この領域は核の幾何（ $A$  依存性）や多重散乱の効果が強く、核 PDF の言葉では「核シャドウイング」と呼ばれる。

#### 中小 $x$ : アンチシャドウイング ( $0.1 \lesssim x \lesssim 0.3$ )

次に、シャドウイングの直後の領域では、比が 1 をやや上回る「アンチシャドウイング」がしばしば観測される。機構は一意には定まっていないが、(i) 小  $x$  で抑制された強度が別の  $x$  領域に再配分される、(ii) 複数散乱振幅の干渉が符号を変える、(iii) 核内のメソン雲や交換電流が有効に寄与する、などの説明が議論される。

核 PDF の立場では、運動量和則（核内のパートンが担う運動量の総和）を満たすために、小  $x$  での減少分がどこかで補われる必要があるという「全体制約」も動機づけとしてしばしば挙げられる。ただし、どの自由度（グルーオン、海クォーク、価クォーク）がどの程度補うかは過程依存の情報を要し、この領域の理解は現在も整理が続いている。

#### 中 $x$ : 狭義の EMC 領域 ( $0.3 \lesssim x \lesssim 0.7$ )

さらに、EMC 効果の核心は  $0.3 \lesssim x \lesssim 0.7$  における系統的な抑制である。この領域では「単なる核子の運動学的スミアリング（束縛とフェルミ運動）」だけでは形状を再現しにくい場合が多く、核内の核子（あるいはバリオン）の内部構造変化を含む可能性が長年議論されてきた。

代表的には、以下の要素が挙げられる：

- 束縛と運動学的スミアリング：核子が核内で運動しているため、観測される  $x$  は核子の運動量分布で畳み込まれた「有効  $x$ 」として現れる。これにより  $F_2$  がなだらかに変形する（convolution モデル）。束縛エネルギーやスペクトル関数の詳細が反映される。
- オフシェル効果：核内核子は一般にオンシェル条件  $P^2 = M^2$  からずれており、その結果、核子の構造関数自体が  $P^2$  依存で変化し得ると仮定し、パラメータ化する。これは「核子の内部自由度が環境で変わる」ことを最も直接にパラメータ化する方法である。
- メソン雲（パイオン過剰など）・交換電流：核力の媒介（パイオン交換など）に由来する  $q\bar{q}$  成分が核の海クォークを増やし、ある  $x$  領域の  $F_2$  を変えるという描像であり、Drell-Yan や半包括反応など他過程との整合が論点になる。

- 平均場によるクォーク分布の修飾：核内のスカラー場・ベクトル場（有効平均場）が核子内部のクォーク束縛条件を変え、結果として価クォーク分布の形（すなわち  $F_2$ ）が変わるとする模型 (QMC model など)。内部波動関数の変形として理解される。
- 短距離相関 (SRC) との関連：高運動量成分を持つ核子対（主に  $pn$  相関）が一定割合で存在し、それらの核子が強く重なった局所高密度環境にあるため内部構造がより修飾される、という考え方。実験的には、EMC 領域の「抑制の強さ（例えば中  $x$  での傾き）」と SRC 指標の間に相関が報告されており [83]、両者が共通の起源（局所密度や強い相互作用）を反映している可能性が議論されている。

本論文で関心のある「核内バリオンの性質変化」は、まさにこの領域で問題となる束縛バリオンの内部自由度（クォーク波動関数、分布関数、サイズや有効質量など）の変化と同型の問いとして位置付けられる。

#### 大 $x$ ：フェルミ運動領域 ( $x \gtrsim 0.7$ )

最後に  $x \gtrsim 0.7$  では、核子運動量分布の裾野（高運動量成分）が比に顕著に反映され、 $R_{\text{EMC}}^A > 1$  となることが多い。これは主に運動学的な効果として理解され、核種が重いほどフェルミ運動の典型運動量が大きくなり、比の上昇が強まる傾向が現れる。

ただし、非常に大きい  $x$  では統計精度や系統（放射補正、受理、分解能）も難しくなるため、実験条件に依存した注意深い比較が必要である。

### B.2.3 まとめ：核効果の「分類」と未解決性

EMC 効果はその後、様々な原子核を用いた DIS 実験で確認され [84–88]、比は Bjorken 変数  $x$  の領域によって特徴的な振る舞いを示すことが知られている。小  $x$  ではコヒーレントな多重散乱（核シャドウイング）、大  $x$  ではフェルミ運動という比較的明快な運動学的理解がある一方、中  $x$ （狭義 EMC 領域）では「束縛・運動学」だけでなく「内部構造修飾」を含む可能性が絡み、統一的理解には未だに決着がついていない。

また、EMC 効果とは別に、原子核内において核子が「膨張している」(swelling) ことを示唆する実験結果も報告されている [89]。この種の議論は、核内でのバリオンの有効半径・分布関数・形状因子の変化と関係し得るため、EMC 領域での内部構造修飾の可能性と併せて、核内ハドロン物性の観点から重要な手がかりとなる。

## 付録 C

# $^{13}_{\Lambda}\text{C}$ を用いた $\Lambda$ の $\beta$ 崩壊率測定実験の検討状況

1.2.1 節で述べたように、核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験は、 $^5_{\Lambda}\text{He}$  を用いる方法と  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を用いる方法の 2 つが検討されている。本章では、 $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を用いた  $\beta$  崩壊率測定実験の検討状況について述べる。

### C.1 生成方法と実験概要

$^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を生成するには、主に  $(K^-, \pi^-)$  反応と  $(\pi^+, K^+)$  反応の 2 つの方法がある。 $(\pi^+, K^+)$  反応を用いる場合は、1.2.1 節で述べたように、 $\pi^+$  のビームスルーによる大量のバックグラウンドが問題となる。そのため、本章では  $(K^-, \pi^-)$  反応を用いた場合について述べる。

K1.1 ビームラインでは、0.9 GeV/c の  $K^-$  ビームを用いることで、図 1.8b に示すように、 $\Lambda$  生成断面積が最大になるため、高い生成率で  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を生成できると期待されている。加えて、K1.8 ビームラインにおいても、1.5 GeV/c の  $K^-$  ビームを用いることで、spin-flip, spin-nonflip とともに比較的高い生成断面積で  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  を生成できる。表 C.1 に、K1.1 ビームラインと K1.8 ビームラインを用いた場合の  $^{13}_{\Lambda}\text{C}$  標的を用いた核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験の概要を示す。なおビームタイムは双方ともに 60 日を想定している。

BGOC を除く標的周辺の検出器群の配置やバックグラウンド抑制方法は  $^5_{\Lambda}\text{He}$  を用いた場合と基本的には同様である。

#### C.1.1 BGOC の検討

BGOC はビーム入射部分の 30.7 msr を除去し、ビームが通りかつビーム由来のバックグラウンドが多い領域を避けた構造となっているが、K1.8 ビームラインを使った場合、標的位置での典型的なビームプロファイルが図 C.1 に示す通り、特に  $x$  軸方向に広がっている。外径 50 cm、内径 30 cm の BGOC の開口部半径は、BGOC の内径側で 30 mm、外径側で 50 mm ほどであるが、このビームプロファイルの場合、 $x$  方向に最大で  $\pm 60$  mm 程度まで広がってしまうため、 $K^-$  ビームが直接 BGOC に入射してしまう可能性が高い。そのため、BGOC のビーム入射部分の開口部を広げ、ビーム由来のバックグ

表 C.1:  $^{13}\text{C}$  標的を用いた核内  $\Lambda$  粒子の  $\beta$  崩壊率測定実験の概要 [90]

	K1.1 beamline	K1.8 beamline
beam	-0.9 GeV/c $K^-$ 96 k/spill	-1.5 GeV/c $K^-$ 1.25 M/spill
total Kaon	$1.15 \times 10^{11}$	$1.5 \times 10^{12}$
target	$^{13}\text{C}$ シンチレータ (厚さ: 20 g/cm <sup>2</sup> )	
有効立体角 $\Delta\Omega$	53 msr (SKS)	37 msr (S-2S)
生成断面積	300 $\mu\text{b/sr}$	100 $\mu\text{b/sr}$ (-1.8 GeV/c 参考値)
$BR_\beta$	$8 \times 10^{-4}$ (自由空間値)	
Pauli effect factor	~ 0.3	
電子の検出効率	0.7	
予想生成数	294 個	603 個

ラウンドを低減させた際の BGOC の性能評価を行う必要がある。

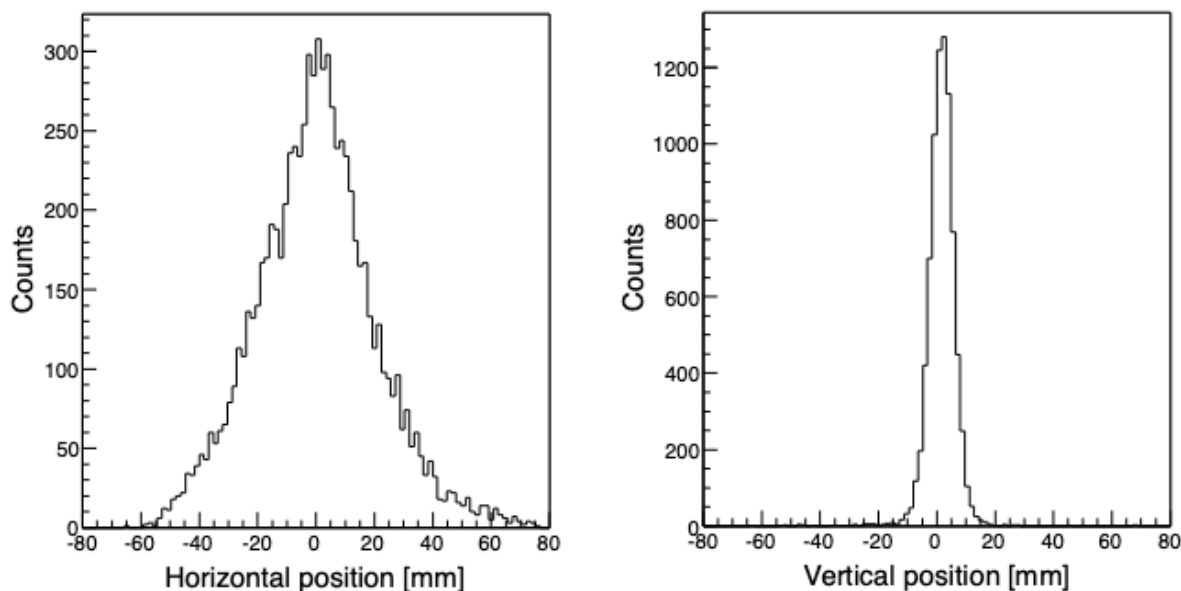
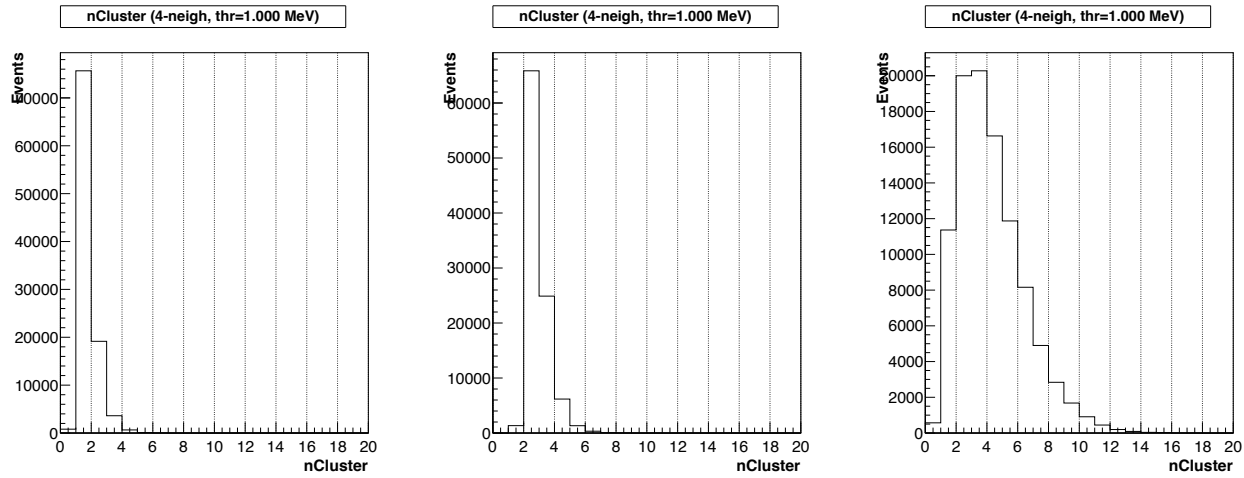


図 C.1: K1.8 ビームラインを用いた場合の標的位置での典型的なビームプロファイル [34]

仮にビーム入射側の開口部半径を内径側で 50 mm になるまで広げた場合、開口部の立体角は 87.9 msr となり、散乱側の開口部とほぼ同じ大きさになる。この場合の BGOC の性能評価を Geant4 シミュレーションで行った。図 C.2 に、ビーム入射側の開口部を広げた場合の BGOC のクラスター数分布を示す。また表 C.2 に、ビーム入射側の開口部を広げた場合と広げなかった場合の BGOC のクラスター数の割合を示す。電子、 $\pi^0$ 、 $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布をそれぞれ示しているが、電子と  $\pi^-$  に関しては、開口部を広げた場合でもクラスター数分布にほとんど変化は見られなかった。一方、 $\pi^0$  に関しては、開口部を広げた影響でクラスター数が 1 の割合がわずかに増加し、クラスター数が

2以上の割合がわずかに減少していることが分かる。これは $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 崩壊で生成される2つの $\gamma$ 線のうち、1つが開口部から外れてBGOCに入射しなくなる確率が増えるためであると考えられる。しかし、いずれの粒子種においてもクラスター数分布の変化は非常に小さく、BGOCの性能に大きな影響はないと考えられる。



(a) 電子による BGOC のクラスター数分布 (b)  $\pi^0$  による BGOC のクラスター数分布 (c)  $\pi^-$  による BGOC のクラスター数分布

図 C.2: ビーム入射側の開口部を広げた場合の BGOC のクラスター数分布

表 C.2: ビーム入射側の開口部を広げた場合と広げなかった場合の BGOC のクラスター数の割合 (誤差は二項分布に基づく統計誤差、各条件  $N = 10^5$ )

粒子種	$\Delta\Omega = 30.7$ msr			$\Delta\Omega = 87.9$ msr		
	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$	$N_{\text{clus}} = 0$	$N_{\text{clus}} = 1$	$N_{\text{clus}} \geq 2$
$e^-$	$0.7 \pm 0.1\%$	$74.4 \pm 0.1\%$	$24.9 \pm 0.1\%$	$0.7 \pm 0.1\%$	$74.1 \pm 0.1\%$	$25.2 \pm 0.1\%$
$\pi^0$	$0.0 \pm 0.1\%$	$1.6 \pm 0.1\%$	$98.5 \pm 0.1\%$	$0.0 \pm 0.1\%$	$2.2 \pm 0.1\%$	$97.8 \pm 0.1\%$
$\pi^-$	$0.6 \pm 0.1\%$	$11.4 \pm 0.1\%$	$88.1 \pm 0.1\%$	$0.6 \pm 0.1\%$	$11.5 \pm 0.1\%$	$87.9 \pm 0.1\%$

## 参考文献

- [1] L. Delves et al., *Phys. Lett. B* **28**, 472 (1969).
- [2] S. C. Pieper and R. B. Wiringa, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **51**, 53 (2001).
- [3] F. Coester et al., *Phys. Rev. C* **1**, 769 (1970).
- [4] M. Kohno, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2015**, 123D02 (2015).
- [5] P. B. Demorest et al., *Nature* **467**, 1081 (2010).
- [6] J. Aubert et al., *Phys. Lett. B* **123**, 275 (1983).
- [7] P. Guichon, *Phys. Lett. B* **200**, 235 (1988).
- [8] P. A. Guichon et al., *Nucl. Phys. A* **601**, 349 (1996).
- [9] K. Saito, K. Tsushima, and A. Thomas, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58**, 1 (2007).
- [10] A. Chodos et al., *Phys. Rev. D* **9**, 3471 (1974).
- [11] P. Guichon and A. Thomas, *Phys. Lett. B* **773**, 332 (2017).
- [12] R. L. Workman et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022**, 083C01 (2022).
- [13] J. Suhonen, *Journal of Physics: Conference Series* **1056**, 012056 (2018).
- [14] W.-T. Chou, E. K. Warburton, and B. A. Brown, *Phys. Rev. C* **47**, 163 (1993).
- [15] F. Khanna, I. Towner, and H. Lee, *Nuclear Physics A* **305**, 349 (1978).
- [16] S. Kameoka, “Study of mesonic decay of  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  and  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ”, PhD. thesis (Tohoku University, 2005).
- [17] J. J. Szymanski et al., *Phys. Rev. C* **43**, 849 (1991).
- [18] T. Motoba et al., *Nucl. Phys. A* **534**, 597 (1991).
- [19] I. Kumagai-Fuse, S. Okabe, and Y. Akaishi, *Phys. Rev. C* **54**, 2843 (1996).
- [20] K. Kamada, M. Fujita, and H. Tamura, *Modification of baryon structure in nuclear matter studied from  $\beta$ -decay rate of a  $\Lambda$  hypernucleus*, LoI submitted to the J-PARC PAC 2021.
- [21] R. Bertini et al., *Nucl. Phys. A* **368**, 365 (1981).
- [22] H. Kohri et al., *Phys. Rev. C* **65**, 034607 (2002).
- [23] S. Ajimura et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4255 (2001).
- [24] O. Hashimoto and H. Tamura, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **57**, 564 (2006).
- [25] S. Ajimura et al., *Nucl. Phys. A* **639**, 93c (1998).
- [26] M. May et al., *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1106 (1981).

- [27] 加速器施設 | J-PARC | 大強度陽子加速器施設 | J-PARC | 大強度陽子加速器施設, (visited on 2025/10/20).
- [28] ハドロン実験施設 | J-PARC | 大強度陽子加速器施設 | J-PARC | 大強度陽子加速器施設, (visited on 2025/10/20).
- [29] ハドロン実験施設拡張検討委員会, *J-PARC ハドロン実験施設の拡張計画*, 2016.
- [30] T. Fukuda et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **361**, 485 (1995).
- [31] H. Tamura et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5963 (2000).
- [32] K. Kamada, “Feasibility study for measurement of beta-decay rates of  $\Lambda$  hypernuclei”, Master thesis (Tohoku University, 2021).
- [33] C. Seong, “核内  $\Lambda$  の  $\beta$  崩壊率測定用検出器の研究”, Master thesis (Tohoku University, 2023).
- [34] T. O. Yamamoto, “Charge symmetry breaking in  $\Lambda N$  interaction studied via the  $\gamma$ -ray spectroscopy of  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ”, PhD. thesis (Tohoku University, 2016).
- [35] Geant4 Collaboration, *Geant4 Physics Reference Manual: Pion Absorption At Rest*, Online documentation, 2025.
- [36] R. Madey et al., *Phys. Rev. C* **25**, 3050 (1982).
- [37] K. Nakayama et al., *Phys. Rev. C* **33**, 1002 (1986).
- [38] R. D. Ransome et al., *Phys. Rev. C* **45**, R509 (1992).
- [39] D. Ashery and J. P. Schiffer, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36**, 207 (1986).
- [40] I. Navon et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1465 (1979).
- [41] D. Ashery et al., *Phys. Rev. C* **23**, 2173 (1981).
- [42] I. Navon et al., *Phys. Lett. B* **95**, 365 (1980).
- [43] M. K. Jones et al., *Phys. Rev. C* **48**, 2800 (1993).
- [44] K. H. Hicks et al., *Phys. Rev. C* **31**, 1323 (1985).
- [45] K. Agari et al., *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2012**, 02B009 (2012).
- [46] T. Nagae et al., *Proposal for the next E05 run with the S-2S spectrometer*, Proposal submitted to the J-PARC PAC 2018.
- [47] T. Gogami et al., *EPJ Web Conf.* **271**, 11002 (2022).
- [48] R. Honda, “Study of  $\Sigma N$  interaction in nuclei using meson beams”, PhD. thesis (Tohoku University, 2014).
- [49] M. Nakagawa, “J-PARC E10 実験用トリガーカウンターの性能評価”, Master thesis (Osaka University, 2013).
- [50] Y. Matsumoto, “J-PARC 大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発”, Master thesis (Tohoku University, 2013).
- [51] *BC418-420-422 Data Sheet*, Luxium Solutions, (visited on 2026/1/10).
- [52] *EJ-550 and EJ-552 Silicone Grease*, Eljen Technology, (visited on 2025/11/16).
- [53] *MPPC S13361-6050 Series datasheet - Photodetectors*, Hamamatsu Photonics K.K.

- 
- [54] *MPPC S13360 Series datasheet - Photodetectors*, Hamamatsu Photonics K.K.
- [55] *S10362-11-100P from Hamamatsu*, Electronics Datasheets.
- [56] *Hamamatsu PMT*, Hamamatsu Photonics K.K.
- [57] R. Honda, *Hadron universal logic module user guide*, Open-it HUL Project, (visited on 2025/12/17).
- [58] M. J. Oreglia, "A study of the reactions  $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$ ", PhD thesis (Stanford University, 1980).
- [59] D. Reyna, "A Simple Parameterization of the Cosmic-Ray Muon Momentum Spectra at the Surface as a Function of Zenith Angle", 2006.
- [60] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A **506**, 250 (2003).
- [61] J. Allison et al., IEEE Transactions on Nuclear Science **53**, 270 (2006).
- [62] Geant4 Collaboration, *Geant4 Physics Reference Manual*.
- [63] I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, and G. Friedlander, Phys. Rev. **116**, 683 (1959).
- [64] A. Boudard et al., Phys. Rev. C **87**, 014606 (2013).
- [65] S. Lo Meo et al., Eur. Phys. J. A **51**, 160 (2015).
- [66] P. Kaitaniemi et al., Prog. Nucl. Sci. and Tech. (2011).
- [67] A. Heikkinen et al., in CHEP 2007 (proc.) (2007).
- [68] A. Kelić, M. V. Ricciardi, and K.-H. Schmidt, arXiv:0906.4193 (2009).
- [69] T. Sato et al., Journal of Nuclear Science and Technology **61**, 127 (2024).
- [70] Y. Iwamoto et al., Journal of Nuclear Science and Technology **59**, 665 (2022).
- [71] S. Furihata, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B **171**, 251 (2000).
- [72] T. Sato et al., *Features of PHITS3.35*, 2025.
- [73] K. Shibata et al., Journal of Nuclear Science and Technology **48**, 1 (2011).
- [74] O. Iwamoto et al., eds., *Overview of JENDL-4.0/HE and benchmark calculations* (JAEA, Tokai-mura, Ibaraki, Japan, 2014), pp. 41–46.
- [75] O. Iwamoto et al., Journal of Nuclear Science and Technology **60**, 1 (2023).
- [76] C. Konno et al., Journal of Nuclear Science and Technology **9**, 1046 (2023).
- [77] Japan Atomic Energy Agency (JAEA) Nuclear Data Center, *JENDL-5 Cross Section Graph (F1):  $n + {}^{209}\text{Bi}$* , Graphs of Cross Sections given in JENDL-5 (fig1), JPEG figure (F1). JENDL-5 release: Dec 2021., Dec. 2021.
- [78] Japan Atomic Energy Agency (JAEA) Nuclear Data Center, *JENDL-5 Cross Section Graph (Fig1/F1):  $n + {}^{74}\text{Ge}$* , Graphs of cross sections given in JENDL-5 (fig1), JPEG figure (Fig1/F1). JENDL-5 release: December 2021., Dec. 2021.
- [79] O. Iwamoto et al., Nuclear Data Sheets **131**, Special Issue on Nuclear Reaction Data, 259 (2016).

- 
- [80] N. Iwamoto, *JENDL-5 Comment File:  $n + {}^{209}\text{Bi}$  (83-Bi-209)*, JENDL-5, JAEA Nuclear Data Center, Header indicates EVAL-MAR19 (20190325) and DIST-DEC21. Plain-text comment file., Mar. 2019.
- [81] O. Iwamoto et al., *JENDL-5 Comment File:  $n + {}^{74}\text{Ge}$  (32-Ge-74)*, JENDL-5, JAEA Nuclear Data Center, Header indicates BNL,JAERI EVAL-AUG04 and DIST-DEC21; revised Nov 2021. Plain-text comment file., Aug. 2004.
- [82] D. F. Geesaman, K. Saito, and A. W. Thomas, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **45**, 337 (1995).
- [83] B. Schmookler et al., *Nature* **566**, 354 (2019).
- [84] J. Gomez et al., *Phys. Rev. D* **49**, 4348 (1994).
- [85] S. Dasu et al., *Phys. Rev. D* **49**, 5641 (1994).
- [86] A. Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **189**, 483 (1987).
- [87] J. Ashman et al., *Z. Phys. C* **57**, 211 (1993).
- [88] J. Ashman et al., *Phys. Lett. B* **202**, 603 (1988).
- [89] R. Wang et al., *Phys. Rev. C* **99**, 035205 (2019).
- [90] H. Tamura et al., *Study of  $\Lambda$ 's beta decay in hypernuclei –physics interest–*, (visited on 2025/12/28).



# 謝辞

本論文は大変多くの方々のご支援、ご指導のもとに完成することができました。誠に感謝申し上げます。

まず、指導教官である田村裕和教授には、研究の企画立案から実験の設計、データ解析に至るまで、常に的確なご指導と温かいご支援を賜りましたこと、心より感謝申し上げます。実験分野に来て日の浅い私に対し、基礎から丁寧にご指導いただき、研究を進める上での多くの示唆をいただきました。ハイパー核を研究する魅力を教えてくださり、研究に対する情熱を持ち続けることができました。また、学会発表や書類作成の際など、外向けの資料を作成する際にはいつも丁寧に迅速なご助言をいただき、大変助かりました。何より、研究で行き詰まった時に、自分の考えを親身に聞いてくださり、その上で適切なアドバイスをくださった上で、何度も励ましていただいたことに、深く感謝申し上げます。修士論文を完成させることができたのは、田村教授のご指導とご支援のおかげであり、心より御礼申し上げます。

また、三輪浩司教授にも大変お世話になりました。三輪教授には、学部4年のゼミから修士課程1年で行ったオープンキャンパスの企画・運営まで、実験の基礎的な技術から研究活動全般にわたり、多くのご指導を賜りました。検出器の触り方から ROOT の使い方まで、実験を行う上で必要な基礎的な技術を丁寧に指導いただきました。また修士研究においても、特に MPPC や EASIROC の取り扱いに関して、多くのご助言をいただきました。ここに深く感謝申し上げます。

市川裕大准教授には、解析やシミュレーションに関して、多くのご指導を賜りました。私が中途半端な理解であった解析内容やシミュレーション結果について、理解が不十分な点を的確に指摘してくださり、改めて考える機会を与えてくださいました。解析を行ううちに迷子になりやすい私に対し、何を求められているのか、何のために解析を行っているのかを常に意識させてくださり、研究を進める上での大きな助けとなりました。本当にありがとうございました。

金田雅司准教授には、修士課程1年の早い段階から、オープンキャンパスの準備を通じて多くのご指導を賜りました。桐箱の作成や展示物の設置など、細かい部分まで丁寧に指導いただき、大変助かりました。また、修士研究においても、実験装置の設計やデータ解析に関して、ミーティングで多くのご助言をいただきました。ここに深く感謝申し上げます。

早川修平助教には、analyzer の設計や DAQ システムに関して、多くのご指導を賜りました。analyzer の使い方からデータ解析の方法まで、K1.8 実験に関する基礎的な技術を丁寧に指導いただき、大変助かりました。また、テストベンチの作成に関して、モジュールの準備から運搬まで、多くのご助力を

いただきました。本当にありがとうございました。

七村拓野助教には、データ解析やシミュレーションに関して、多くのご指導を賜りました。実験データやシミュレーションに行き詰まった際には、次取るべき方針を的確に示してくださり、大変助かりました。特に、PHITS や Geant4 の物理モデルに関して、私が調べきれなかった範囲まで丁寧にご説明いただき、理解を深めることができました。ここに深く感謝申し上げます。

技術職員の梅津裕生氏には、実験装置の設計・製作に関して、多くのご助力を賜りました。私の作った情報量が不十分な設計図がもとであるにもかかわらず、梅津氏は常に親切に対応してくださり、私の意図を汲み取って、より良い設計に改良してくださいました。また実際に装置を製作する際にも、ちょっとした疑問点や不明点に対しても丁寧に対応してくださり、大変助かりました。実験以外でも、研究室の備品の管理や鍵の管理など、様々な面でお世話になりました。梅津氏のご助力がなければ、実験装置を無事に完成させることはできませんでした。ここに深く感謝申し上げます。

研究室秘書の高橋あゆみ氏には、研究活動全般にわたり、多くのご助力を賜りました。学会参加の手続きや出張の手続きなど、研究活動に関する様々な事務手続きを迅速に対応してくださり、大変助かりました。また、研究室の備品の管理や会計処理など、様々な面でお世話になりました。高橋氏のご助力がなければ、研究活動を円滑に進めることはできませんでした。ここに深く感謝申し上げます。

KEK の鶴養美冬氏、JAEA の谷田聖氏、山本剛史氏、東京大学の藤田真奈美氏には、J-PARC での実験従事、データ取得、データ解析に関して、多くのご助力を賜りました。Ge ミーティングでのご指導や実験現場でのサポートなど、様々な面でお世話になりました。鶴養氏には、最初 BGO のデータがうまく取れなかった際に、立ち止まって考える機会を与えてくださり、大変助かりました。厳しいながらも温かいご助力により、大きく成長することができました。山本氏には、実験装置の運用やデータ取得に関して、多くのご助力を賜りました。現場での迅速な対応により、実験を円滑に進めることができました。また本研究における PHITS を用いたシミュレーション計算は、山本氏のご協力により計算されました。ここに改めて謝意を表します。藤田氏には、データ解析やシミュレーションに関して、多くのご助力を賜りました。 $\beta$ 崩壊に関する過去実験など、様々な情報を提供してくださり、大変助かりました。また、K1.8 に入ったばかりで不慣れな私に対し、皆様とても親切に対応してくださり、心より感謝申し上げます。

京都大学の後神利志氏、原田健志氏、江端健悟氏、谷口智弘氏には、J-PARC での実験準備から解析に至るまで、多くのご助力を賜りました。原田氏には、J-PARC での実験準備に関して、多くのご助力を賜りました。実験設備の設置や調整、データ取得など、様々な面でお世話になりました。パラサイト実験として行った BGO テスト実験ながら、大変親身に対応してくださり、心より感謝申し上げます。また谷口氏には、同期として実験準備やデータ取得の際にたくさん助けていただきました。丁寧で確実な仕事ぶりは、私の良いお手本となりました。実験以外でも、食事会を企画して下さったり、研究室の雰囲気や和ませて下さったりと、様々な面でお世話になりました。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、鎌田健人氏、大浦文也氏、木野量子氏、石毛達大氏、成済秀氏、渡辺大護氏、今本亮氏、倉田綸太郎氏、斎藤隆太氏にも大変お世話になりました。梶川氏には、普段の研究室生活において気さくに話しかけてくださり、また、修論執筆に際しても、気にかけておいた方がいいポ

イントなど、多くのご助言を賜りました。鎌田氏には、J-PARCでの実験準備やデータ解析に関して、多くのご助力を賜りました。特に $\beta$ 崩壊率測定実験のクラスターシミュレーションに関して、お忙しい中ながらご対応いただき、大変助かりました。大浦氏には、東北大でのテストベンチの製作やJ-PARCでの実験準備に関して、多くのご助力を賜りました。データ収集でうまくいかない点があった際に、的確なアドバイスをいただいたり、解析で行き詰まった際に、次を取るべき方針を示してくださったりと、大変助かりました。成氏には、言葉では表せないくらいたくさんお世話になりました。先行研究を実際に行ってくださった先輩として、研究内容に関して多くのご助言をいただきました。J-PARCでの実験準備でも、解析やシミュレーションでも、常に親身に対応して下さり、大変助かりました。また、積極的に絡んでくださり、私が研究室に馴染む上で大きな助けとなりました。石毛氏にも、シミュレーションや解析手法の議論など、大部屋で多くのご助力を賜りました。常に的確な指摘をしてくださり、私の理解を深めることができました。今本氏にも、シミュレーションや解析手法の議論などをたくさんしていただきました。今本氏との議論を通じて、私の理解が深まっただけでなく、研究に対するモチベーションも高まりました。皆さん大変親身で、温かく対応して下さりました、心より感謝申し上げます。

同輩の雨宮功来氏、嶋崎開斗氏、高野然氏、遠山翔太氏、原谷あかり氏は、研究活動を進める上で大きな支えとなりました。この研究室に入ったばかりで不慣れな私に対し、皆さんとても親切に対応して下さり、心より感謝申し上げます。また、研究を進めるにも、修士論文を完成させるにも、皆さんは良き手本であり、良きライバルでもありました。皆さんと切磋琢磨しながら研究活動を進めることができ、大変幸運であったと感じております。

後輩の赤尾亮伍氏、佐々木瑠璃氏、中山雄介氏、吉田美柚氏にもお世話になりました。赤尾氏や吉田氏には同じ大部屋で生活しながら、研究のことだけでなく、私的な話も多くさせていただきました。大部屋での何気ない日常が、私の心の支えとなりました。佐々木氏や中山氏には、J-PARCで一緒に実験を行う機会があり、大変助かりました。

この他にも、多くの方々にご支援、ご協力のもとで、本研究を進めることができました。ここに改めて深く感謝申し上げます。

最後に、家族には、日頃から多大なる理解と支援を賜りましたこと、心より感謝申し上げます。私の生活を支えてくれたことはもちろん、研究活動に対しても常に温かい励ましを与えてくれました。また、友人たちも研究活動を続ける上で大きな支えとなりました。たわいのない話から結婚の報告まで、皆との交流の時間は束の間の息抜きでもあり、同時に一生の宝物でもありました。ここに改めて深く感謝申し上げます。

本論文をもって、私の修士課程での研究活動を締めくくることができるのは、ひとえに皆様のご支援、ご指導のおかげであり、心より御礼申し上げます。これからも、皆様から賜りましたご指導、ご助力を糧に、博士課程での研究活動に邁進して参る所存です。

2026年1月

洪雨寧

