

修士論文
ハイパー核 γ 線分光実験のための
核種同定検出器の研究
Detectors to identify nuclides
for a hypernuclear γ -ray spectroscopy experiment

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻
石川勇二

平成 30 年

目次

第1章	序章	1
1.1	ハイパー核の研究	1
1.2	ハイパー核 γ 線分光	1
1.3	A=4 体系のハイパー核の構造研究	2
1.4	${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線分光 (J-PARC E63)	3
1.5	本研究の目的	4
第2章	J-PARC E63 実験	5
2.1	実験原理	5
2.1.1	${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成	5
2.1.2	γ 線遷移の同定方法	6
2.2	J-PARC K1.1 ビームライン	8
2.3	E63 実験セットアップ	9
2.3.1	(K^- , π^-) 反応同定用検出器システム	10
2.3.2	γ 線検出用ゲルマニウム検出器群	10
2.3.3	2次ハイパー核同定用検出器システム	10
第3章	(K^-, π^-) 反応同定用検出器システム	14
3.1	(K^- , π^-) 反応同定の原理	14
3.2	位置測定用ファイバー検出器 (BFT)	15
3.2.1	要求性能	15
3.2.2	BFT の構成	16
3.3	宇宙線を用いた BFT の性能評価	22
3.3.1	実験セットアップ	23
3.3.2	光量	24
3.3.3	時間分解能	26
3.4	まとめと今後	26
第4章	2次ハイパー核同定用検出器システム	29
4.1	検出器のデザイン	29
4.1.1	検出器への要求	29
4.1.2	検出器の構成	30
4.2	飛程検出器による2次ハイパー核同定のシミュレーション	31
4.2.1	シミュレーションの目的	32
4.2.2	π^- の運動エネルギーと飛程の関係	32
4.2.3	層のヒット情報を用いた同定	33

4.2.4	各層でのエネルギー損失の情報を用いた同定	40
4.3	まとめと今後	43
第5章	まとめ	44

表 目 次

2.1.1 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線の収量の見積	8
3.2.1 K1.8 ビームラインの BFT の性能 [10]	16
3.2.2 kuraray 社製のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバー (SCSF-78M) の性能	17
3.2.3 kuraray 社製のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバー の材質	17
3.2.4 MPPC (S10362-11-100P) の仕様。開口率はピクセル中で受光部の占める 割合のことである。また、検出効率の値は最大感度波長に対するものであ る。	18

目次

1.2.1 Λ ハイパー核の準位構造	2
1.4.1 鏡像核である ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の準位構造	3
1.4.2 $A=3$ 体系の Λ ハイパー核の準位構造と崩壊様式	4
2.1.1 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の準位構造	6
2.1.2 BNL で行われた ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いた γ 線分光実験で得られた γ 線スペクトル [7]	7
2.1.3 E63 実験の反応図 (${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線測定の場合)	8
2.2.1 K1.1 ビームライン	9
2.3.1 E63 実験セットアップ	11
2.3.2 Ge 検出器群 Hyperball-J と 2 次ハイパー核同定検出器システムの位置関係	12
2.3.3 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ から生成し得る 2 次ハイパー核からの主な弱崩壊 π^- のエネルギースペクトル	13
3.2.1 計数率 10M/spill (5 MHz) 時のマルチヒットの確率とタイミングゲートの関係	16
3.2.2 kuraray 社製のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバーの構造	17
3.2.3 VME-EASIROC 基板	20
3.2.4 EASIROC の内部回路	21
3.2.5 BFT の構造	21
3.2.6 MPPC 基板と中継基板の設計図	22
3.2.7 MPPC 基板と中継基板の配線図	22
3.3.1 実験セットアップ図	23
3.3.2 回路セットアップ図	24
3.3.3 1 つの MPPC チャンネルの宇宙線通過事象に対する光電子数分布	25
3.3.4 各 MPPC チャンネルの宇宙線通過事象に対する平均光電子数	25
3.4.1 BFT の TDC(leading-edge) 分布	27
3.4.2 BFT の TOT 分布	27
3.4.3 TOT による補正	28
3.4.4 TOT 補正とクラスタリングを行った後の 時間分布	28
4.1.1 2 次ハイパー核同定用検出器群	31
4.2.1 π^- の運動エネルギーと飛程検出器内での飛程の関係 (電磁相互作用のみ)	33
4.2.2 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ の 2 体の弱崩壊による π^- の飛程	33
4.2.3 シミュレーションのセットアップ (検出器の配置)	34

4.2.4 解析手順	35
4.2.5 エネルギー損失がある一番奥の層の分布 (π^- の入射方向 : x 軸方向、標的無し、層の厚み : 1 cm)	36
4.2.6 各層でのエネルギー損失の例 (π^- の入射方向 : x 軸方向、標的無し、層の厚み : 1 cm)	36
4.2.7 エネルギー損失がある一番奥の層の分布。 (π^- の入射方向 : 一様、標的無し、層の厚さ : 1 cm。)	36
4.2.8 π^- のレンジカウンター内の飛程の分布	37
4.2.9 π^- のレンジカウンター内での飛程の分布 (π^- の入射方向 : 一様、標的あり、層の厚さ : 1 cm)	37
4.2.10 π^- の飛程から求めた飛程検出器内でのエネルギー損失の分布。	38
4.2.11 π^- の各運動エネルギーで位置検出器 (0.4 cm のプラスチックシンチレータ) を通過したときのエネルギー損失の関係	39
4.2.12 π^- の標的内での飛行距離とエネルギー損失の関係	39
4.2.13 位置検出器と標的でのエネルギー損失を補正した後の π^- の運動エネルギースペクトル	40
4.2.14 π^- エネルギースペクトルのピークの σ と層の厚さとの関係	40
4.2.15 エネルギー損失比の概念図	41
4.2.16 π^- が静止した層での飛程とエネルギー損失比の関係 (層の厚さ : 1 cm)	42
4.2.17 π^- エネルギースペクトルのピークの σ と層の厚さとの関係	42

第1章 序章

1.1 ハイパー核の研究

通常の原子核は u 、 d クォークのみからなる陽子、中性子（核子： N ）で構成されている。これに対して s クォークを含むバリオン、すなわちハイペロン（ Y ）が束縛した原子核をハイパー核とよぶ。ハイパー核の研究の目的のひとつは核力をハイペロンを含むバリオン間相互作用に拡張して統一的に理解することである。核力は短距離斥力など現象論的にしか理解できていない部分が多い。核力の問題に対して、核子とは異なる粒子であるハイペロンを含んだハイパー核を用いて調べる方法がある。これまで最も軽いハイペロンである Λ 粒子を含んだ Λ ハイパー核と核子の相互作用の研究が盛んに行われてきた。 Λ 粒子は核内でパウリ効果を受けず、コア核との間の相互作用が比較的弱いためコア核の構造をほとんど変化させない。そのため、 Λ ハイパー核の構造から ΛN 相互作用の情報を引き出すことができる。

1.2 ハイパー核 γ 線分光

これまで Λ ハイパー核の分光実験が盛んに行われてきた。ハイパー核の構造研究の手法として、反応分光や γ 線分光などがある。反応分光では、 (K^-, π^-) 反応、 (π^+, K^+) 反応、 $(e, e' K^-)$ 反応などによりハイパー核を生成する。入射、散乱粒子の運動量解析を行い、運動学的にハイパー核の質量を求めることで準位構造が調べられる（ミッシングマス法）。こうした研究により、核内で Λ が感じるポテンシャルの深さが核子の感じるポテンシャルの $2/3$ 程度であることが分かった。しかし、2次粒子ビームを用いる (K^-, π^-) 反応や (π^+, K^+) 反応ではエネルギー分解能は 1.5 MeV （FWHM）が限界である。また、1次粒子である電子ビームを用いた $(e, e' K^+)$ 反応でもエネルギー分解能は 0.5 MeV （FWHM）が限界である。このため ΛN 間のスピンの依存する相互作用が作り出す数十～数百 keV のスピン二重項の間隔を観測することはできない（図 1.2.1）。これに対して γ 線分光では、束縛状態のハイパー核が脱励起するとき放出する γ 線のエネルギーを測定する。ゲルマニウム（Ge）検出器を用いた γ 線分光では γ 線エネルギーを 0.2% の分解能で測定でき、スピン二重項の間隔も測定することが出来る。 Λ ハイパー核の低励起状態は強い相互作用に対して安定で γ 遷移によって脱励起して基底状態に至るため、 γ 線分光による構造研究が可能である。

これまで、我々のグループは KEK-PS や米国ブルックヘブン国立研究所（BNL）において、Ge 検出器を用いたハイパー核 γ 線分光を行い、p-shell ハイパー核 (${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$, ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$) の精密構造を明らかにしてきた。これらの情報から、2体の ΛN 相互作用

用のポテンシャルを表す 1.2.1 式の各項のパラメータが決定された。

$$V_{\Lambda N}(r) = V_0(r) + V_\sigma \mathbf{s}_N \mathbf{s}_\Lambda + V_\Lambda \mathbf{l}_{N\Lambda} \mathbf{s}_\Lambda + V_N \mathbf{l}_{N\Lambda} \mathbf{s}_N + V_T [3(\mathbf{s}_N \mathbf{r})(\mathbf{s}_\Lambda \mathbf{r})/r^2 - \mathbf{s}_N \mathbf{s}_\Lambda] \quad (1.2.1)$$

1.2.1 式の第 1 項はスピン平均した中心力、第 2 項はスピンスピン力、第 3 項は Λ のスピ
ンに依存するスピン軌道力、第 4 項は核子のスピに依存するスピン軌道力、第 5 項はテ
ンソル力である。このうち第 2 項以降がスピン依存力であり、スピン二重項の間隔を測定
することで決定できる。

2015 年には J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインにおいて ${}^4_\Lambda\text{He}$ と ${}^{19}_\Lambda\text{F}$ の γ 線
分光が行われた (J-PARC E13)。 ${}^4_\Lambda\text{He}$ の γ 線分光では基底 2 重項の間隔が高精度で測定
され、 ΛN 相互作用における荷電対称性の破れが実証された。 ΛN 相互作用における荷電
対称性の破れについては次節で詳しく述べる。sd-shell ハイパー核である ${}^{19}_\Lambda\text{F}$ の γ 線分光
では、こちらも基底 2 重項の間隔の精密測定に成功した。測定した値は軽いハイパー核と
同様の理論モデルによる計算とよく一致している。このことは、我々の ΛN 相互作用に対
する理解が正しいことを示している。

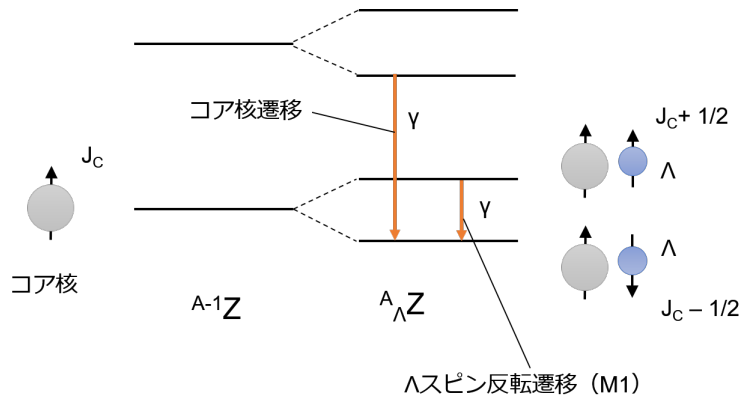


図 1.2.1: Λ ハイパー核の準位構造。 Λ ハイパー核の低励起状態は、 $s_{1/2}$ 軌道の Λ 粒子がコ
ア核の各準位に結合し、 Λ 粒子スピンの向きによってそれぞれが 2 重項に分離した構造を
持つ。

1.3 A=4 体系のハイパー核の構造研究

図 1.4.1 は $A=4$ 体系のハイパー鏡像核 (${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{He}$) の準位構造である。 $A=4$ 体系のハイ
パー核の構造研究は 1960 年代から行われている。1960 年代の原子核乾板を用いた実験に
よってそれぞれの基底状態の Λ の束縛エネルギー (B_Λ) が測定され、その値はそれぞれ
 2.04 ± 0.04 MeV (${}^4_\Lambda\text{H}$)、 $2.39 \pm$ (${}^4_\Lambda\text{He}$) と報告された [1]。この基底状態での B_Λ の差は 350
keV \pm 50 keV あり、この値はコア核である ${}^3\text{H}$ と ${}^3\text{He}$ のクーロン相互作用の効果を除いた
ときの束縛エネルギーの差 ~ 70 keV よりも 5 倍程度も大きい。このことから、 ΛN 相互作用
における荷電対称性の破れがあることが示唆されてきた。1970~1990 年代には、NaI 検
出器を用いた ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^4_\Lambda\text{He}$ の γ 線分光が行われている。 ${}^4_\Lambda\text{H}$ の基底 2 重項間隔は 3 回測定さ
れており、その平均値は 1.09 ± 0.02 MeV である [2-4]。これに対して ${}^4_\Lambda\text{He}$ の基底 2 重項間

隔については1度だけ測定されており、その値は 1.15 ± 0.04 MeV と報告されていた。しかし、これらの実験での γ 線の統計量は少なく、再検証する必要があった。2015年に我々のグループが行った J-PARC E13 実験では Ge 検出器を用いて ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の基底 2 重項間隔を再測定し $1.406 \pm 0.002 \pm 0.002$ MeV [5] と決定し、この値が ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の基底 2 重項間隔と大きく異なることから、 $A=4$ 体系のハイパー核における荷電対称性の破れの効果が実証された。現在我々は、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の基底 2 重項間隔についても Ge 検出器で精密測定する実験を計画している (J-PARC E63)。

1.4 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線分光 (J-PARC E63)

J-PARC E63 実験は現在建設中である K1.1 ビームラインで行われるハイパー核 γ 線分光実験である。この実験の主な目的は以下の通りである。

${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線測定による ΛN 相互作用における荷電対称性の破れの大きさの検証

J-PARC E13 実験では ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の基底 2 重項間隔を高精度で測定した。しかし、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の基底 2 重項間隔は NaI で測定された 3 つのデータの平均値になっている。これらの 3 つの実験データは中心値にばらつきがあり、誤差も数十 keV と大きい。4 体系ハイパー核は厳密計算も可能であり、実験データと理論計算を比較してこの荷電対称性の破れの起源を解明するためにはより高精度の実験データが必要である。そこで ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ についても Ge 検出器を用いた γ 線分光を行い、基底 2 重項の間隔を数 keV の精度で決定することを目指す。

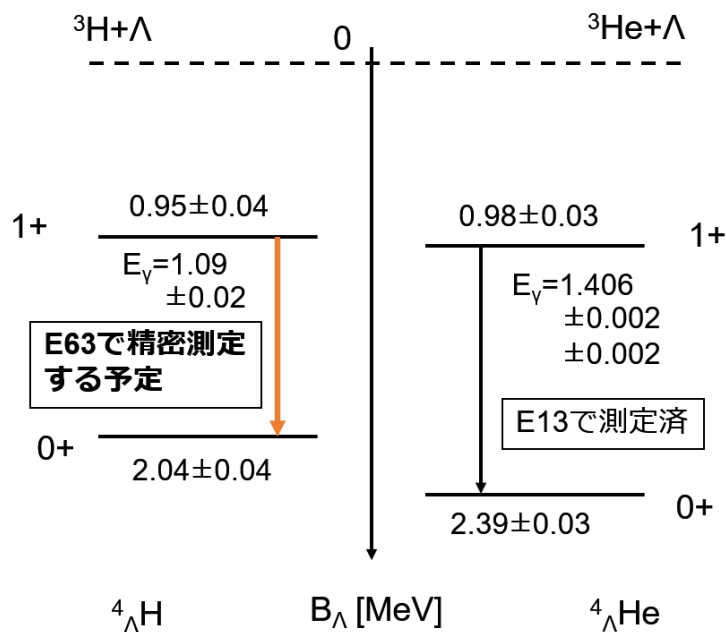


図 1.4.1: 鏡像核である ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の準位構造

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線遷移探索

2体の核子系は、np のアイソスピン $T=0$ 状態である重陽子のみが束縛している。 $T=1$ 状態の束縛状態は存在しないが、np($T=1$) はわずか 60 keV で非束縛となっている。同様に、 Λ 粒子を1つ加えた3体系 Λ ハイパー核では、束縛状態が観測されているのは重陽子をコア核とする ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の基底状態のみである。近年、GSIにおける重イオン反応によるハイパー核生成実験で $nn\Lambda$ 系の束縛状態を示唆するデータが報告されている [6]。図 1.4.2 は、 $nn\Lambda$ が束縛する場合の3体系 Λ ハイパー核の準位構造を示しており、 $T=1$ の $np\Lambda$ 系も np($T=1$) Λ のしきい値より軽くなる可能性がある。この場合、強い相互作用のアイソスピン保存則により、 $np\Lambda$ ($T=1$) は、 $d+\Lambda$ ($T=0$) への崩壊が抑制されるため、基底二重項状態に γ 遷移する分岐比が大きくなる。この γ 線を観測することができれば $nn\Lambda$ の束縛状態の存在を支持することができ、さらに ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の準位構造から YN 相互作用の情報を引き出すことができる。

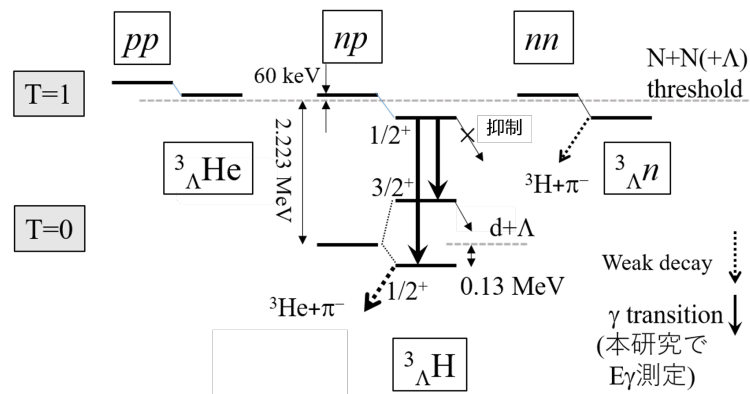


図 1.4.2: $A=3$ 体系の Λ ハイパー核の準位構造と崩壊様式

1.5 本研究の目的

E63 実験では ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いてハイパー核を生成する。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ は高励起状態の ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の強い相互作用による ${}^3\text{He}$ 、 α 粒子放出崩壊を経由して生成される。直接反応により生成した1次ハイパー核から粒子放出崩壊を経て作られるハイパー核を2次ハイパー核と呼ぶ。E63 実験において ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成事象を標識化するためには (K^-, π^-) 反応の同定と2次ハイパー核の同定が必要である。本研究では (K^-, π^-) 反応の同定用検出器システムのうちのひとつであるファイバー検出器の製作と性能評価、および2次ハイパー核同定用検出器システムのデザインを行った。

第2章 J-PARC E63 実験

この章では、J-PARC の K1.1 ビームラインで計画しているハイパー核 γ 線分光実験 (E63 実験) の原理とセットアップについて述べる。

2.1 実験原理

2.1.1 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成

E63 実験における ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成方法を説明する。中性子を Λ に変える反応には (K^-, π^-) 反応や (π^+, K^+) 反応がある。これらの反応は、これまでのハイパー核 γ 線分光実験で用いられてきたものである。しかし、これらの反応を用いて ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の直接生成はできない。また、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の直接生成では ${}^3\text{H}$ を大量に必要とするため実験の実現は困難である。一方、陽子を Λ に変える反応には、 $(e, e'K^+)$ 反応や (π^-, K^0) 反応がある。これらの反応では ${}^4\text{He}$ 、 ${}^3\text{He}$ 標的を使用した直接生成が可能だが、収量が少ないため、こちらも実験的に困難である。これらの理由により ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を 2 次ハイパー核として生成する手法を導入する。

${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ を 2 次ハイパー核として効率よく生成できる反応は ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)$ 反応である。図 2.1.1 は、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の準位構造と崩壊閾値を示している。高励起状態の ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ は強い相互作用により崩壊し、様々な 2 次ハイパー核に遷移する。19.3 MeV 以上の励起エネルギー領域では ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、6.9 MeV 以上では ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ が生成できる。さらに、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ のミッシングマスを測定し、励起エネルギーに制限をかけることで ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成事象をエンハンスできる。 ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-){}^7_{\Lambda}\text{Li}$ 反応を経由した ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 生成の詳細について説明する。

${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の生成

1983 年に 0.82 GeV/c の K^- ビームによる ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いた γ 線分光実験が BNL で行われている。図 2.1.2 はこの実験で得られた γ 線スペクトルである。(c) の γ 線スペクトルは、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ の励起エネルギーに 22-39 MeV の領域で制限をかけたものである。この γ 線スペクトルの 1.1 MeV のピークは ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の両方の γ 線によるものであると報告されている。これは当時、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の γ 線のエネルギーが、1.15 MeV とされていたためである。しかし、E13 実験での ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ の γ 線のエネルギーが 1.406 MeV であることが分かったため、図 2.1.2 の (c) の 1.1 MeV のピークは ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ からのものであると考えられる。E63 実験ではこの反応機構を採用する。

${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成

実験標的として用いる ${}^7\text{Li}$ は $\alpha + t$ のクラスター構造をもつため (t は ${}^3\text{H}$ クラスターを示す)、 $t(K^-, \pi^-)$ 反応により、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ が生成されやすい。図 2.1.1 に示したように ${}^7_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow {}^3_{\Lambda}\text{H}$

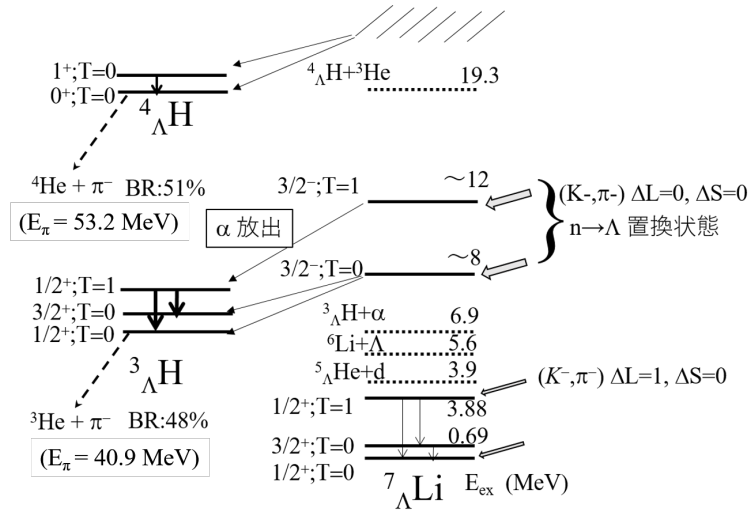


図 2.1.1: ${}^7_{\Lambda}Li$ の準位構造

$H + {}^4He$ の崩壊閾値は励起エネルギー (E_{ex}) が 6.9 MeV で、ビーム運動量 1 GeV/c 領域の ${}^7Li(K^-, \pi^-)$ 反応で強く励起される $E_{ex} \sim 8, 12$ MeV の Λ 置換状態 ($\Delta L, \Delta S = 0$ 。L、S はそれぞれ軌道角運動量の大きさ、スピンの大きさを表す。) は、 α 放出による ${}^3_{\Lambda}H$ への崩壊が支配的であると予想される。特に、 $E_{ex} \sim 12$ MeV の $T=1$ 状態を生成すると、 α 放出によって $T=0$ の基底 2 重項状態には遷移できず、 $T=1, 2/3^+$ 状態にのみ遷移するため、 ${}^3_{\Lambda}H$ からの γ 線の測定が期待できる。

これらの理由により、E63 実験では、運動量 1 GeV/c 領域の K^- ビームを用いた ${}^7Li(K^-, \pi^-)$ 反応により、2 次ハイパー核として ${}^4_{\Lambda}H$ 、 ${}^3_{\Lambda}H$ を生成する手法をとる。

2.1.2 γ 線遷移の同定方法

E63 実験の反応図 (${}^4_{\Lambda}H$ の γ 線測定の場合) を図 2.1.3 に示す。 ${}^7Li(K^-, \pi^-){}^7_{\Lambda}Li$ 反応によって 2 次ハイパー核として ${}^4_{\Lambda}H$ や ${}^3_{\Lambda}H$ を生成し、それらの γ 線のエネルギーを測定する。前小節で述べたように、ミッシングマス法で得られる ${}^7_{\Lambda}Li$ の励起エネルギーに制限をかけ、 ${}^4_{\Lambda}H$ 、 ${}^3_{\Lambda}H$ の生成領域を選択する。しかし、図 2.1.1 を見てわかるように、 ${}^7_{\Lambda}Li \rightarrow {}^4_{\Lambda}H + {}^3He$ や ${}^7_{\Lambda}Li \rightarrow {}^3_{\Lambda}H + {}^4He$ の崩壊閾値の下には、ほかの 2 次ハイパー核の崩壊しきい値がある。そのため、ミッシングマスだけでは観測した γ 線がどの 2 次ハイパー核からのものであるかは完全に同定することはできない可能性がある。この問題を解決するために、ハイパー核の弱崩壊時に生成される π 中間子を利用する。 ${}^4_{\Lambda}H$ や ${}^3_{\Lambda}H$ の 2 体崩壊の場合、単一の運動エネルギーをもった π^- が放出されるため、この π^- のエネルギーも同時に測定することで 2 次ハイパー核の同定を行うことができる。

E63 実験の主な目的は、 ${}^4_{\Lambda}H$ の γ 線分光と ${}^7_{\Lambda}Li$ ($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$) の寿命測定である。 ${}^4_{\Lambda}H$ の γ 線分光には高純度の 7Li 標的を用い、 ${}^7_{\Lambda}Li$ の寿命測定には Li_2O 標的を用いる。それぞれの標的に対する総ビーム量の見積り、 ${}^4_{\Lambda}H$ 、 ${}^3_{\Lambda}H$ ハイパー核の γ 線の収量、2 体弱崩壊事象の収量を表 4.1.1 に示す。 ${}^4_{\Lambda}H$ の生成量は、前述の実験の γ 線収量から見積もった。表中

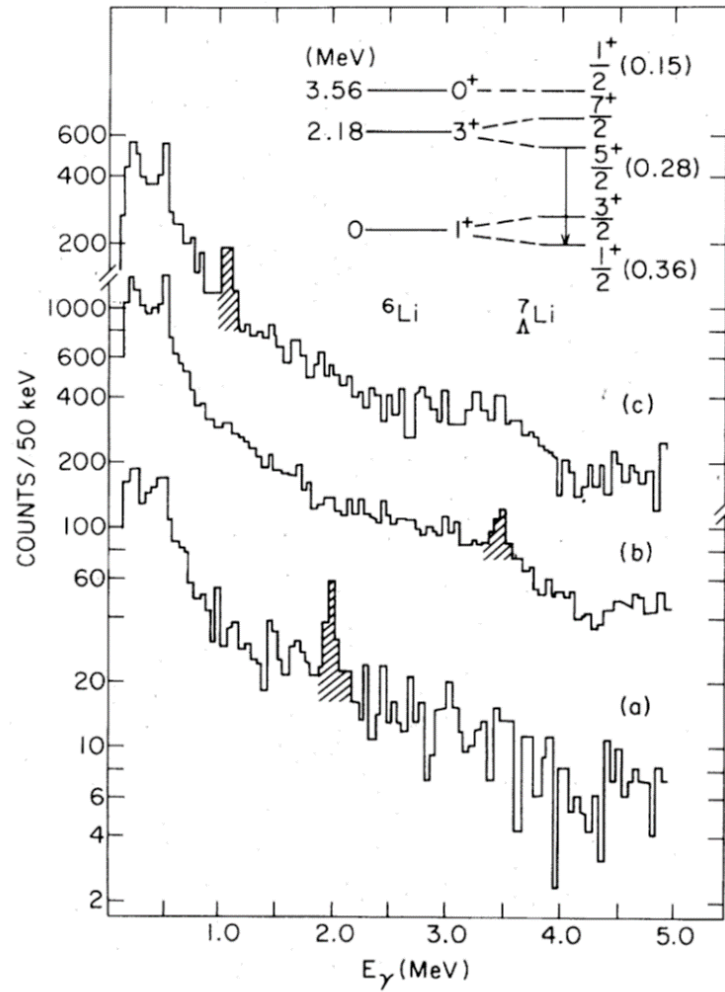


図 2.1.2: BNL で行われた ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)$ 反応を用いた γ 線分光実験で得られた γ 線スペクトル [7]

の ${}^3_\Lambda\text{H}$ の γ 線の収量は、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の $T=1, 1/2^+$ 状態で、100% γ 遷移した場合（アイソスピンが完全に破れず、重陽子放出を起こさない）を仮定した値である。 γ -弱崩壊のコインシデンス事象は γ 線を出した 2 次ハイパー核を同定するためだけに使い、 γ 線のエネルギーの中心値の決定には使用しない。

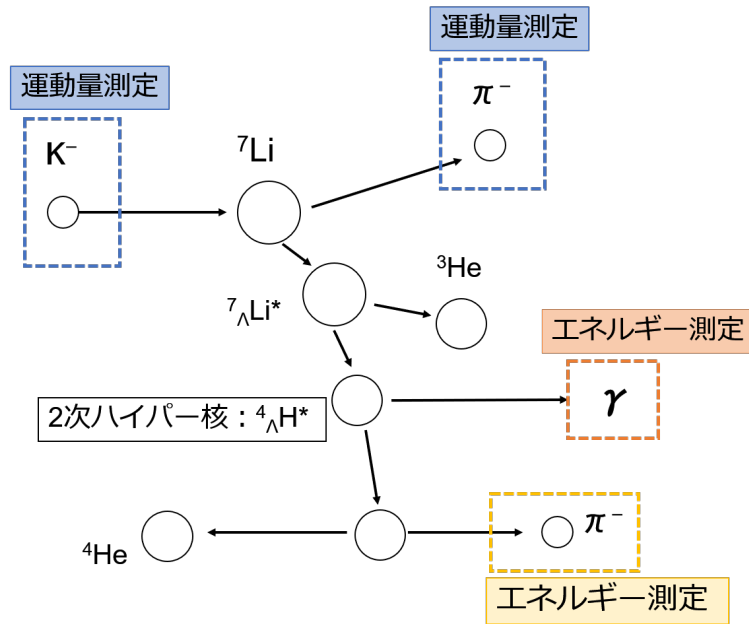


図 2.1.3: E63 実験の反応図 (${}^4_\Lambda\text{H}$ の γ 線測定の場合)

表 2.1.1: ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の γ 線の収量の見積り [8]。収量に γ 線に対する検出効率 ($\sim 3\%$) はかかっていない。これら収量に弱崩壊 π^- に対する立体角込みの検出効率 ($\sim 10\%$) がかったものが γ -弱崩壊コインシデンス事象の収量となる。また、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ が π^- をだす放出する 2 体弱崩壊の分岐比はそれぞれ 51%、49%である。[9]

	標的 ${}^7\text{Li}$ 厚 [g/cm ³]	ビーム K^- の数	${}^4_\Lambda\text{H}$ 2 体 π^- 崩壊	${}^3_\Lambda\text{H}$ 2 体 π^- 崩壊	${}^4_\Lambda\text{H}$ γ 遷移 $1^+ \rightarrow 0^+$	${}^3_\Lambda\text{H}$ γ 遷移 $1/2^+; T=1 \rightarrow$ $1/2^+; T=0$	${}^3_\Lambda\text{H}$ γ 遷移 $1/2^+; T=1 \rightarrow$ $3/2^+; T=0$
${}^7\text{Li}$	15	5×10^9	8400	6100	5000	4100	1800
Li_2O	8.7	30×10^9	30000	21400		14200	6200

2.2 J-PARC K1.1 ビームライン

2.1.1 節で述べたように、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の生成には 1 GeV/c 領域の高強度 K^- ビームが必要である。このようなビームを利用できる実験施設は、J-PARC ハドロン施設の K1.1 ビームラインだけであるため E63 実験はこの K1.1 ビームラインで行う。

大強度陽子加速施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は、素粒子物理、原子核物理、物質科学、生命科学、原子力など幅広い分野の最先端研究を行うための陽子加速器群と実験施設群である。J-PARC の陽子加速器群は 400 MeV リニアック、3 GeV シンクロトロン、30 GeV シンクロトロンで構成されている。ハドロン実験施設では 30 GeV シンクロトロンから取り出される 1 次陽子ビームを 2 次粒子生成標的に照射し、生成した K 中間子や π 中間子等の二次ビームを複数の実験エリアに輸送し、様々な実験を行っている。

K1.1 ビームラインの全体図 2.2.1 に示す。K1.1 ビームラインは最大 $1.2 \text{ GeV}/c$ の高純度 K^- ビームを輸送できるように設計されている。30 GeV シンクロトロンで加速された陽子と 2 次粒子生成標的 (T1) の反応により、 K 中間子や π 中間子などが生成される。生成された様々な 2 次粒子は実験エリアに輸送されるが、その過程で 2 段の静電セパレータ (ESS) によって目的の粒子が選別される。ESS では 2 枚の対向平面電極間に高電場とそれに直交する磁場を発生させることで粒子を選別する。 K^- ビームの予想強度と純度は IF スリットと 2 つのマススリットによって決まる。シミュレーションから得られた K^- ビームの強度は 30 GeV シンクロトロン 50 kW 運転において、運動量 1.1 GeV で $1.76 \times 10^5/\text{spill}$ 、 0.9 GeV で $0.56 \times 10^5/\text{spill}$ である。

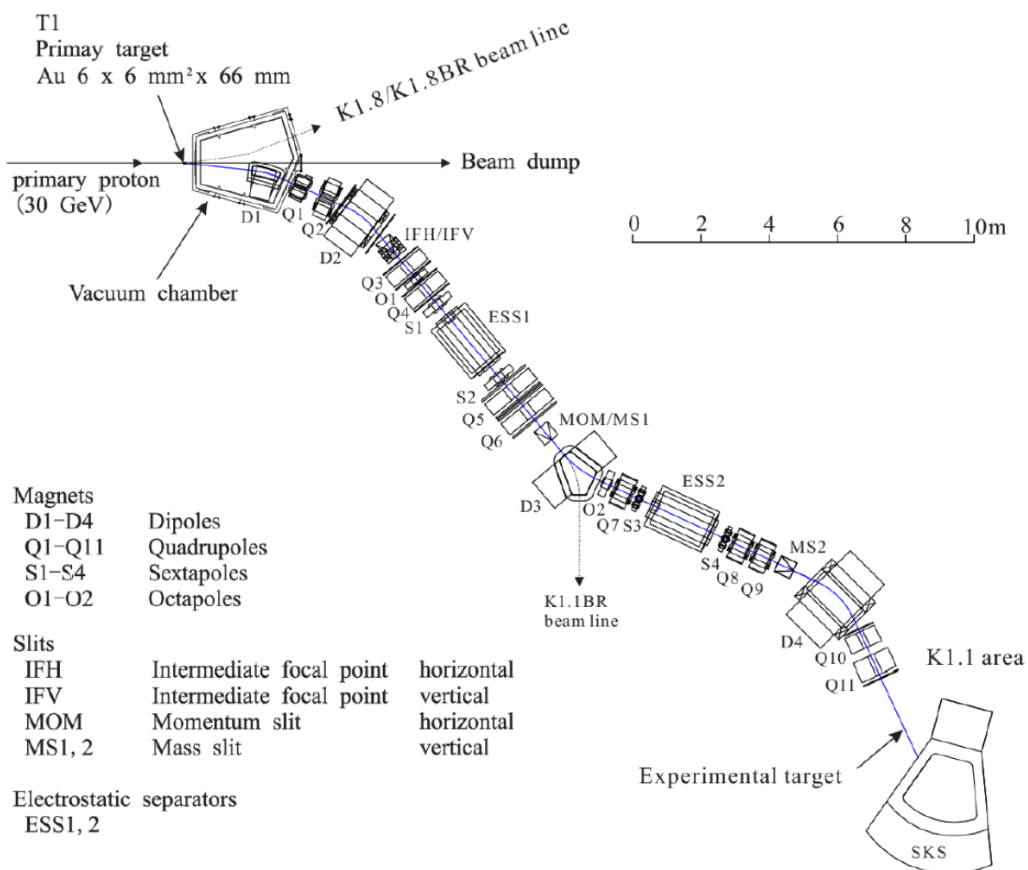


図 2.2.1: K1.1 ビームライン

2.3 E63 実験セットアップ

E63 実験のセットアップを図 2.3.1 に示す。E63 実験では (K^- , π^-) 反応の同定およびミッシングマス測定、 γ 線エネルギーの測定、2 次ハイパー核の同定を同時に行う。この節ではそれぞれについて説明する。

2.3.1 (K^- , π^-) 反応同定用検出器システム

${}^7\text{Li}$ (K^- , π^-) 反応により 1 次ハイパー核である ${}^7_\Lambda\text{Li}$ を生成する。標的上流のビームスペクトロメータで K^- の粒子識別および運動量測定、下流の SKS スペクトロメータで π^- の粒子識別および運動量測定を行う。ミッシングマス法により ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起エネルギーを再構成できる。詳しい (K^- , π^-) 反応同定とセットアップについては第 3 章で説明する。また (K^- , π^-) 反応同定用検出器群のうちのひとつであり、本研究で製作、性能評価を行ったビーム粒子位置測定用ファイバー検出器についても述べる。

2.3.2 γ 線検出用ゲルマニウム検出器群

E63 実験では γ 線検出に Ge 検出器群 Hyperball-J を使用する。Hyperball-J は J-PARC におけるハイパー核 γ 線分光実験のために開発されたものであり、実際に 2015 年に行われた E13 実験で使用されている。Hyperball-J は最大 32 個の Ge 検出器で構成されており、それぞれの Ge 検出器は直径 70 mm、長さ 70 mm の同軸型であり、直径 3 インチ、長さ 3 インチの円筒形 NaI 検出器と比較した 1.33 MeV γ 線の相対検出効率は 60% である。Ge 検出器の冷却方法は従来の液体窒素冷却ではなく、冷凍機冷却を採用している。これは大強度ハドロンビームを使用した際に問題になる Ge 検出器の放射線損傷を軽減するためのものである。またコンプトン散乱、 π^0 の崩壊による γ 線などのバックグラウンド事象を取り除くために、それぞれの Ge 検出器を PWO (PbWO_4) シンチレータが囲んでいる。

E63 実験での Hyperball-J の構成を図 2.3.2 に示す。Hyperball-J は 4 種類の Ge+PWO 検出器 (B、C、E、L) のユニットから構成されている。Hyperball-J は各実験に応じて、Ge 検出器の標的からの距離が変更できるように設計されている。E63 実験では、1 つの B タイプユニット、2 つの C タイプユニット、2 つの E タイプユニット、2 つの L タイプユニットの Ge 検出器を標的を挟んで上下にそれぞれ配置し、合計 20 台の Ge 検出器の使用を予定している。

2.3.3 2 次ハイパー核同定用検出器システム

前節で述べたように、 γ 線を出した 2 次ハイパー核を同定するために、Hyperball-J の内部に弱崩壊 π^- の運動エネルギーを測定する検出器 (2 次ハイパー核同定用検出器システム) を設置する。図 2.3.2 には Hyperball-J と 2 次ハイパー核同定用検出器システムの位置関係も示している。図 2.3.2 のように、Hyperball-J の構造により 2 次ハイパー核同定用検出器システムのサイズは制限される。 ${}^7_\Lambda\text{Li}$ から生成し得る 2 次ハイパー核には、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^4_\Lambda\text{He}$ 、 ${}^5_\Lambda\text{He}$ 、 ${}^6_\Lambda\text{He}$ がある。このなかで、2 体の弱崩壊をして、 π^- を放出するものは、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^6_\Lambda\text{He}$ のみである。2 体崩壊時の単一の π^- の運動エネルギーはそれぞれ、40.9 MeV、53.2 MeV、37.2 MeV である。また、すべての 2 次ハイパー核で 3 体崩壊して π^- を放出する。これらの 3 体崩壊の π^- の運動エネルギーは連続に分布をするが、最大の運動エネルギーは ${}^6_\Lambda\text{He}$ の 2 体崩壊時の π^- の運動エネルギーである 37.2 MeV よりも小さい。主な弱崩壊 π^- のエネルギースペクトルを図 2.3.3 に示す。この 2 次ハイパー核同定用検出器システムは E63 実験で新たに設置するものであり、現在はデザイン行っている段階である。2 次ハイパー核同定用検出器システムの詳しい構成は 4 章で述べる。

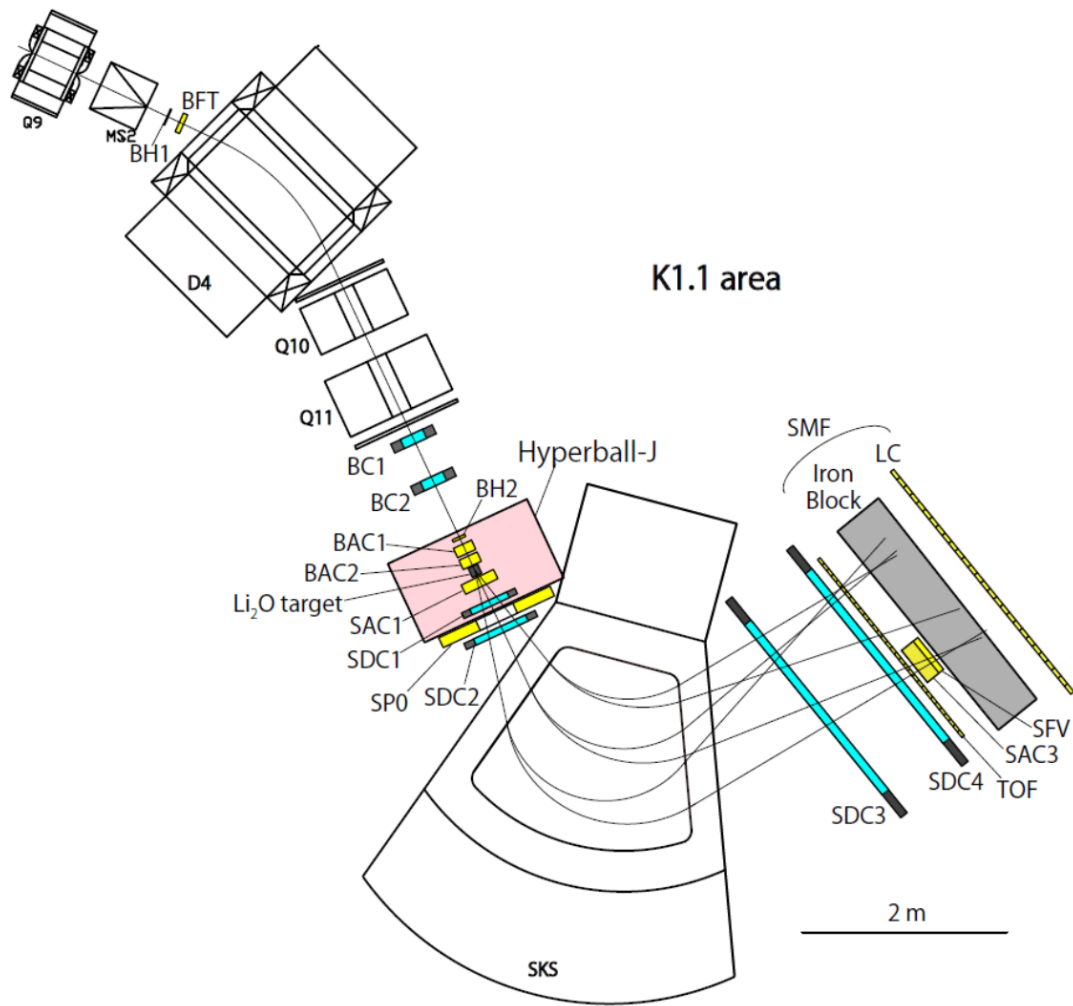


図 2.3.1: E63 実験セットアップ

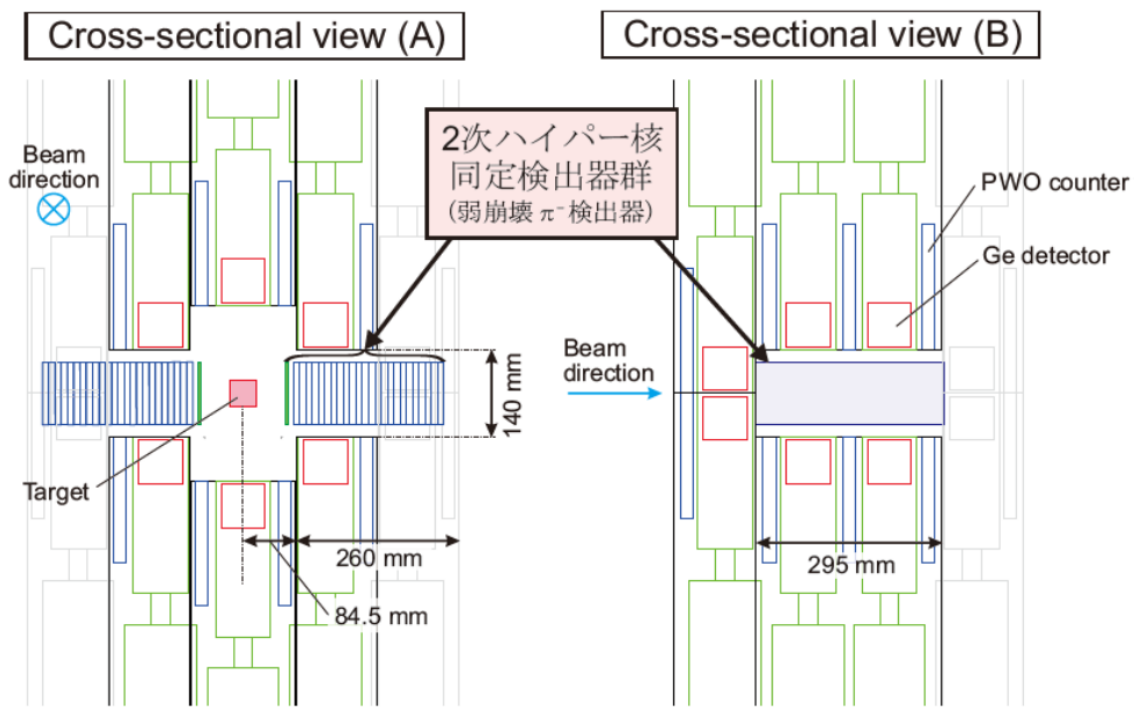
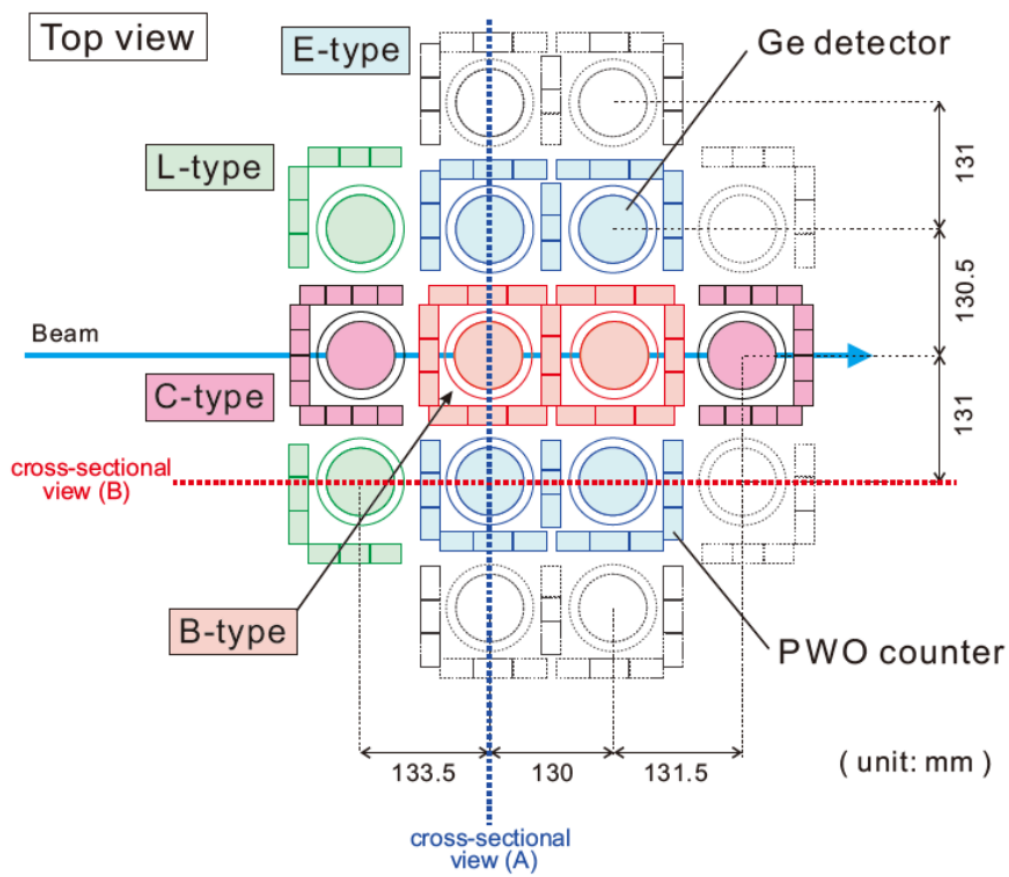


図 2.3.2: Ge 検出器群 Hyperball-J と 2 次ハイパー核同定検出器システムの位置関係

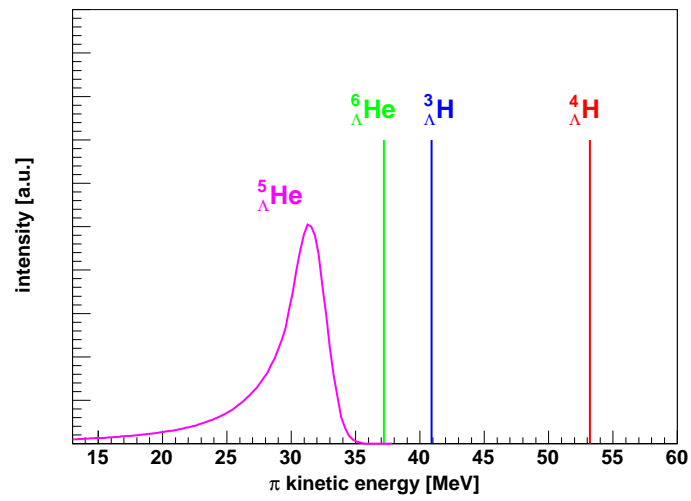


図 2.3.3: ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ から生成し得る 2 次ハイパー核からの主な弱崩壊 π^- のエネルギースペクトル

第3章 (K^-, π^-) 反応同定用検出器システム

本章では、 (K^-, π^-) 反応同定の原理と本研究で製作した (K^-, π^-) 反応同定用検出器群のひとつであるビーム粒子位置検出器について述べる。

3.1 (K^-, π^-) 反応同定の原理

E63 実験では目的の γ 線を選択的に測定するため、1次ハイパー核の生成事象の同定、すなわち (K^-, π^-) 反応の同定と1次ハイパー核のミッシングマス測定を行う。

(K^-, π^-) 反応同定用検出器システムは標的上流のビームラインスペクトロメータと下流のSKSスペクトロメータで構成されている(図2.2.2参照)。それぞれのスペクトロメータはビーム K^- 粒子と散乱 π^- 粒子の粒子識別と運動量測定機能を有する。以下にこの2つのスペクトロメータの詳細を述べる。

ビームラインスペクトロメータ

K1.1 ビームラインのスペクトロメータは最下流の双極磁石(D4)と2つの四重極磁石(Q10、Q11)で構成されている。D4磁石の上流に設置する位置検出器とQ11磁石の下流に設置するMWPC(BC1、BC2)でビーム粒子の飛跡を測定し、運動量解析を行う。オンラインレベルでのビーム粒子の識別には屈折率が1.05の二つのエアロジェルチェレンコフ検出器(BAC1、BAC2)を用いて行う。ビーム K^- 粒子の同定は以下のトリガーで行う。

$$K_{in} = BH2 \times \overline{BAC1} \times \overline{BAC2}$$

またオフライン解析時には、プラスチックシンチレーション検出器(BH1、BH2)で測定される飛行時間を用いた粒子識別も行う。

SKSスペクトロメータ

散乱粒子の運動量解析には超電導K中間子スペクトロメータ(SKS)を使用する。SKS磁石の上流と下流に設置するドリフトチェンバー(SDC1-4)で散乱粒子の飛跡を測定し、運動量解析を行う。散乱粒子の識別には、標的直後に設置する屈折率1.05のエアロジェルチェレンコフ検出器(SAC1)を用いる。さらにビーム粒子の K^- の突き抜けと崩壊によるバックグラウンドを取り除くための検出器が設置されている。

3.2 位置測定用ファイバー検出器 (BFT)

E63 実験で使用する K^- ビームは 2 次粒子であるため、粒子毎に運動量解析を行う必要がある。E63 実験ではビームラインスペクトロメータの DQQ 磁石上流での位置情報 (水平方向)、下流での 3 次元の飛跡情報、DQQ 磁石の輸送行列を用いて運動量を導出する。前節で述べたように、DQQ 上流には位置検出器を設置し、水平方向の位置情報を得る。DQQ 下流には MWPC (BC1、2) を設置して飛跡情報を得る。位置検出器を設置する DQQ 上流部はマススリットの直後である。マススリットはビーム K^- の純度を上げるために多量に混入する π^- を止めているが、その際に発生する種々の粒子が DQQ 上流の検出器まで届いてしまう。このため、この場所に設置する検出器の計数率は最大で 10M/spill (5 MHz) になることが予想される。ドリフトチェンバーでは電子のドリフト時間による使用可能な計数率の限界があるため使用できない。そのため高い計数率耐性を持ちとドリフトチェンバーと同程度の位置分解能をもった検出器が必要である。

3.2.1 要求性能

D4 磁石の上流に設置する位置検出器には以下の性能が求められる。

検出効率

D4 磁石の上流に設置するビーム粒子の飛跡測定用の検出器は BFT のみであるため、BFT の検出効率は運動量解析の効率に直接影響する。そのため、高い検出効率が求められる。

時間分解能

計数率が高くなるとマルチヒットイベントの確率も大きくなる。ビーム粒子のマルチヒットイベントの確率がポアソン分布に従うと仮定すると、マルチヒットイベントの確率とタイミングゲートの関係は図 3.2.1 のようになる。E63 実験ではマルチヒットイベントの確率を 5% に抑えたい。この場合、計数率を 10M/spill (5 MHz) と仮定するとタイミングゲートは 10 ns 以下にしなければならない。タイミングゲートを $\pm 3\sigma$ とした場合、必要な時間分解能は $\sigma = 1.6$ ns である。

位置分解能

ミッシングマス分布のエネルギー分解能に影響を与えないためには、ビームスペクトロメータの運動量分解能が 4.2×10^{-4} (FWHM) 以下である必要がある。そのため位置分解能は $\sigma = 200$ μm 以下である必要がある。

この要求性能をみたす検出器として、実際に K1.8 ビームラインにおいて同様の運動量解析用に使用されているファイバー検出器、Beam line Fiber Tracker (BFT) がある。そこで、この BFT を K1.1 ビームラインでも導入する。K1.8 BFT は K1.8 ビームラインにおいて π 中間子ビームを用いた性能評価実験が行われている。このとき得られた K1.8 BFT の性能を表にまとめた。ただし、K1.8 ビームラインの BFT の位置でのビーム幅は ± 80 mm であるのに対して、K1.1 ビームラインのビーム幅は ± 120 mm である。そのため本研

究では K1.1 ビームライン用に最適化した BFT を製作した。

次節以降では新たに製作した BFT について述べる。ファイバーの光量、時間分解能は本研究にて宇宙線を用いた評価を行った (3.3 節参照)。検出効率、位置分解能は今後の課題である。

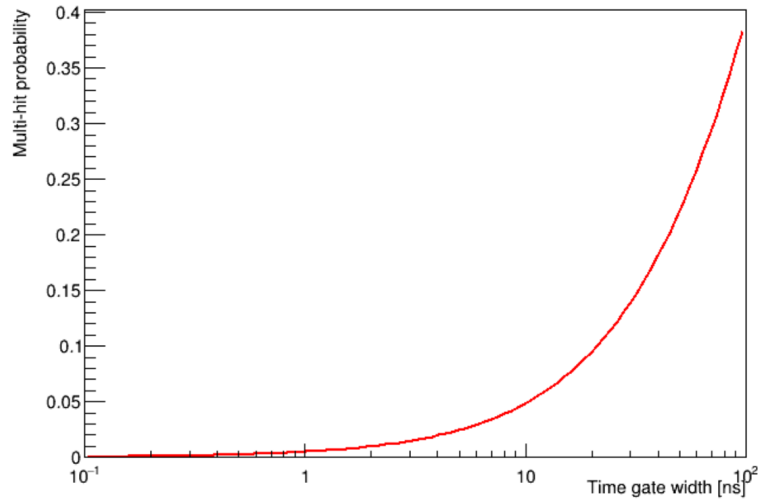


図 3.2.1: 計数率 10M/spill (5 MHz) 時のマルチヒットの確率とタイミングゲートの関係

表 3.2.1: K1.8 ビームラインの BFT の性能 [10]

位置分解能 (σ)	190 μm
ビーム強度 9MHz での時間分解能 (σ)	0.68 ns
ビーム強度 9MHz での検出効率	97%

3.2.2 BFT の構成

この節では、製作した BFT の構成と BFT に使用したシンチレーションファイバー、MPPC、読み出し回路について説明する。

BFT は多数のシンチレーションファイバーとそのシンチレーション光を読み出す光検出器 Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) で構成されている。MPPC の読み出し回路としては、多チャンネル MPPC 読み出しに特化した VME-EASIROC を使用する。BFT の構造を図 3.2.5 に示す。荷電粒子がシンチレーションファイバーを通過すると、ファイバー内でシンチレーション光が発生する。このシンチレーション光は全反射を繰り返しファイバーの端面まで伝播し MPPC によって検出される。

シンチレーションファイバー

シンチレーションファイバーには kuraray 社製の直径 1 mm のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバー (SCSF-78M) を用いた。このファイバーは先行研究で ^{90}Sr 線源の β 線を用いた光量評価が行われており、3つのシンチレーションファイバーの候補のうち光量が最も大きかったものである [11]。このファイバーの性能を表 3.2.2 に、材質を表 3.2.3 に、構造を図 3.2.2 に示す。

表 3.2.2: kuraray 社製のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバー (SCSF-78M) の性能

Emission peak	450 nm
Decay time	2.8 ns
Attenuation length	4.0 m

表 3.2.3: kuraray 社製のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバーの材質

	Material	Reflective index	Density [g/cm ³]	No. of atom /cm ³ ($\times 10^{22}$)
Core	PS	1.59	1.05	C: 4.9, H: 4.9
Cladding	Inner	PMMA	1.49	C: 3.6, H: 5.7, O: 1.4
	Outer	FP	1.42	

PS: Polystyrene, PMMA: Polymethylmethacrylate, FP: Fluorinated polymer

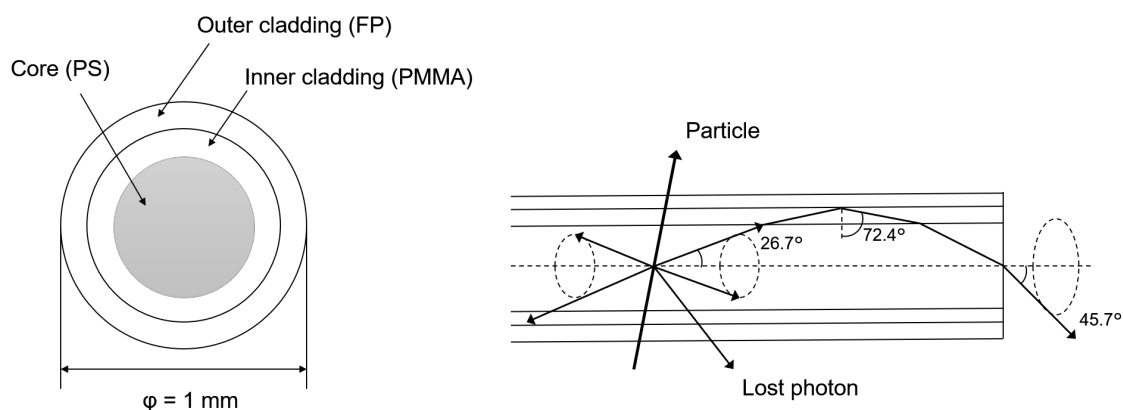


図 3.2.2: kuraray 社製のマルチクラッド型プラスチックシンチレーションファイバーの構造

Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

MPPCは浜松ホトニクス社が開発した複数のガイガーモード Avalanche Photo Diode (APD) から構成されている光子計測デバイスである。MPPCは常温、低電圧（100 V以下）で動作し、高い増倍率と良い時間分解能をもつ。また小型のため多数のファイバーを用いるBFTの読み出しに適している。さらに半導体検出器であることから磁場の影響を受けず、双極磁石のすぐ上流で使用する検出器の読み出しに適している。APDの逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると光量に依存しない素子固有の飽和出力が発生する（ガイガー放電）。ガイガー放電が起きると素子内部の電場が保たれている間は放電が継続する。そのため次のフォトンを検出するためにガイガー放電を一度を止めなければいけない。ガイガー放電を止める方法としてAPDにクエンチング抵抗を直列に接続しAPDのアバランシェ増倍を短時間で停止させるものがある。MPPCにはこの方法が採用されている。APDとクエンチング抵抗の組み合わせが基本単位（ピクセル）であり、複数のピクセルが2次元的に配列されている。

使用したMPPCはS10362-11-100Pで受光面サイズが $1 \times 1 \text{ mm}^2$ 、ピクセル数が100（ピクセルサイズが $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ ）のものである。このMPPCの仕様を表3.2.4にまとめた。受光面サイズがBFTに使用したファイバーの直径1 mmと同じであること、開口率（検出効率）が高いことから、このMPPCを採用している。なお、検出される光電子数は20程度であり、光子を検出したピクセル数と入射光子数の線形性のためにピクセル数を多くする必要はない。

表 3.2.4: MPPC (S10362-11-100P) の仕様。開口率はピクセル中で受光部の占める割合のことである。また、検出効率の値は最大感度波長に対するものである。

有効受光面サイズ [mm^2]	1×1
ピクセル数	100
ピクセルサイズ [μm^2]	100×100
開口率 [%]	78.5
最大感度波長 [nm]	440
検出効率 [%]	65

MPPC 多チャンネル読み出し回路 (VME-EASIROC)

BFTに使用するMPPCは500個以上と多いため、MPPC多チャンネル読み出し用に開発されたVME-EASIROC基板を使用する（図3.2.3 []）。VME-EASIROC基板にはOMEGAにより開発された多チャンネルPPD（Pixelated Photon Detector）読み出し用ASICであるEASIROC [?]が2 chip搭載されている。EASIROCは1 chipで32 chのMPPCを読み出すことができるためVME-EASIROC基板は64 chのMPPCを読み出すことができる。VME-EASIROC基板のそれぞれのMPPCに対するバイアス電圧の調整、波形の整形増幅はこのEASIROCで行う。EASIROCの内部回路を図3.2.4に示す。また、以下に

EASIROC がもつ主な機能を説明する。

- InputADC

InputDACはMPPCの電圧を個別に調整するためのものである。Input DACは32chのMPPC入力にそれぞれがつながっており、8bitで5Vの電圧を調整できる。共通の低電圧源の電圧 V_{DC} とMPPCへのバイアス電圧 V_{bias} とInput DACには以下の関係がある。DAC slopeは標準で20 mV/chである。

$$V_{bias} = V_{HV} - (DAC\ slope) \times (Input\ DAC) \quad (3.2.1)$$

- Preamplifier

入力信号は2つのコンデンサにより high gain 側 (HG) と low gain 側 (LG) に分割される。この2つのコンデンサの容量比は固定であり、HGとLGで10:1の比で電荷を分割する。コンデンサの後にはそれぞれ反転増幅のPreamplifierがある。Preamplifierのコンデンサの容量は変更可能であり、HG側では10~150倍、LG側では1~15倍まで増幅できる。

- Slow Shaper

Slow ShaperはHG側とLG側の両方のPreamplifierの後段に設置されている整形回路である。Slow ShaperはPreamplifierで増幅された信号を波高情報の取得に適した波形に整形する。整形時間は25 nsから175 nsの間で調節可能である。Slow Shaperの後段にはコンデンサが設置してあり、直前のスイッチを切ることによってその時の電圧をコンデンサが保持することができる。スイッチの断線は外部からのHOLD信号で行う。

- Fast Shaper

Fast ShaperはHG側だけに設置されている。整形時間は15 nsであり、時間測定用のデジタル信号はfast shaper出力を後段のdiscriminatorに入力することで得られる。discriminatorの閾値電圧は32chで共通であり、内部の10bit DACで設定する。discriminatorからは32chの信号がチップから並列に出力される。

VME-EASIROCにはADCやFPGAが搭載されている。EASIROCで整形増幅されたMPPC信号の波高情報はEASIROC内の電圧保持回路によって保持される。その情報は基板上のADCに送られ、デジタル変換された信号はFPGAに送られる。また、EASIROCのdiscriminatorから出力されたデジタル信号は直接FPGAに送られ、時間情報の取得を行う。FPGAには時間精度1 ns、16 hits/chのマルチヒットTDCが実装されている。最終的にADCやマルチヒットTDCなどの情報はイーサネット経由でPCに送られる。

製作したBFTの写真を図3.2.5に示す。640本のプラスチックシンチレーションファイバーは2層構造でアルミニウムの筐体に固定した。2つの層のファイバーは互いにファイ

バー径の半分 (0.5 mm) ずらして配列した。これにより、ファイバーのクラッド構造による不感部分をなくしている。また、多数の MPPC の集積化をするために 1 枚で 32 個の MPPC を実装できる MPPC 基板を使用した。MPPC の電圧供給には中継基板を使用した (図 3.2.6)。VME-EASIROC の MPPC 入力インターフェイスは 100 Ω の抵抗で終端している。そのため、インピーダンス整合のために中継基板でも 100 Ω の抵抗で終端した。MPPC 基板と中継基板の配線図を図 3.2.7 に示す。

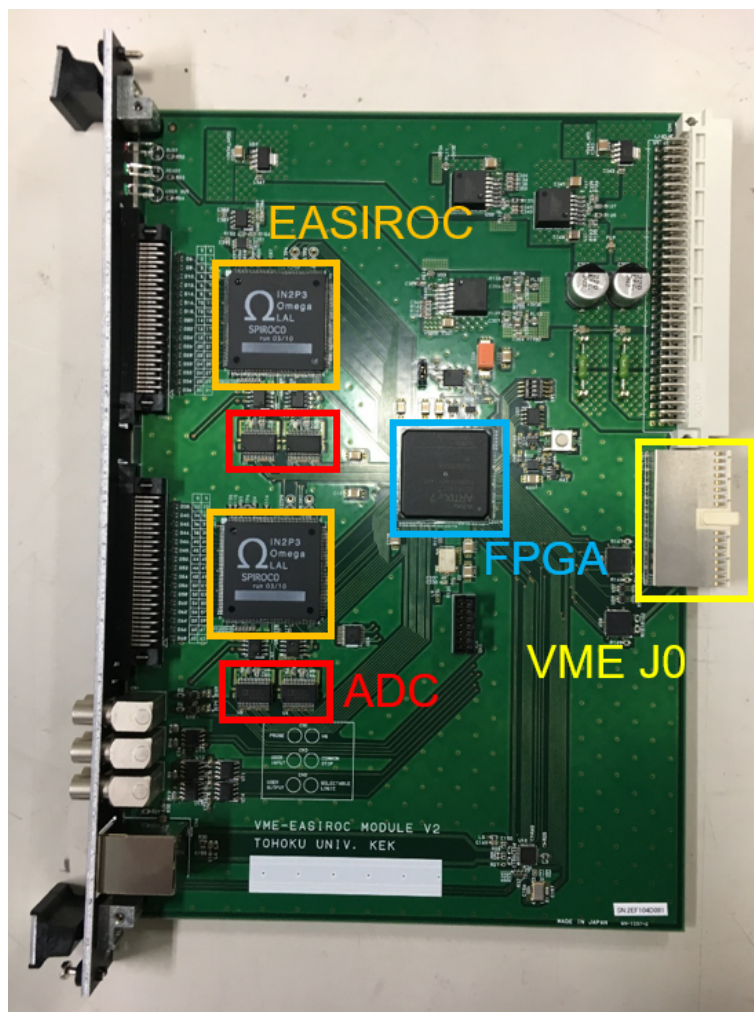


図 3.2.3: VME-EASIROC 基板

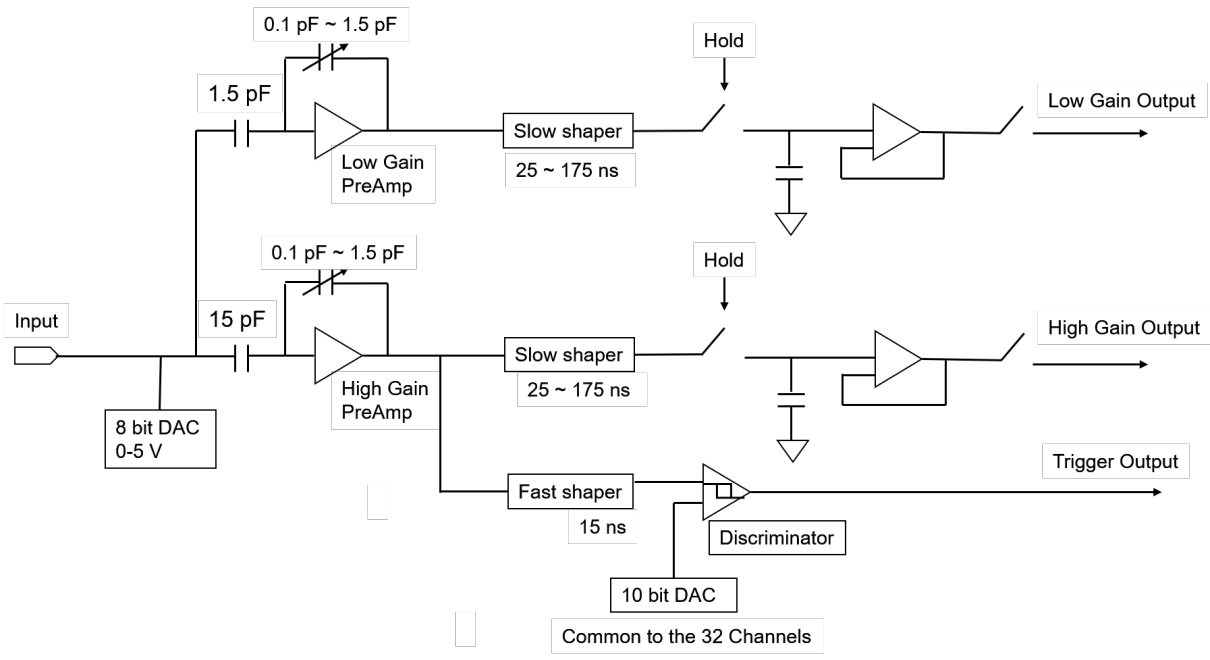


図 3.2.4: EASIROC の内部回路

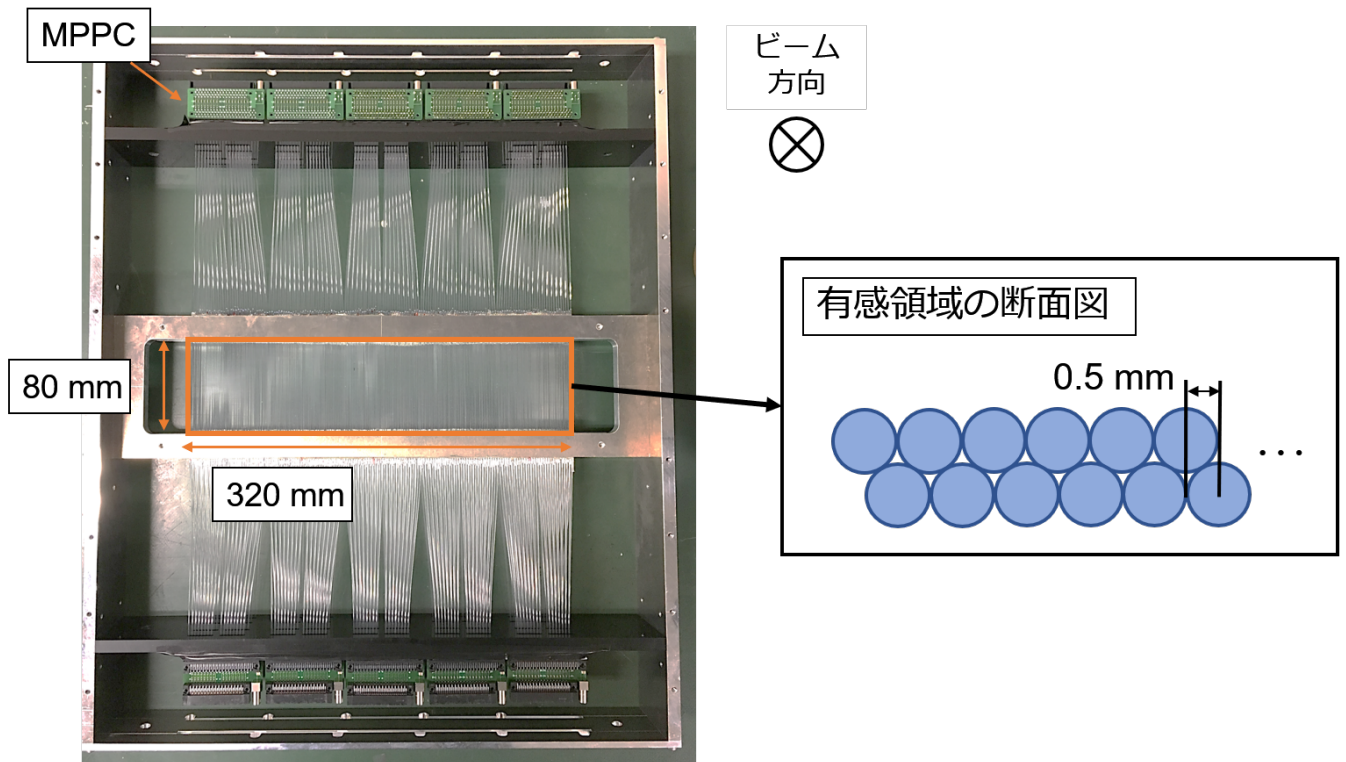


図 3.2.5: BFT の構造

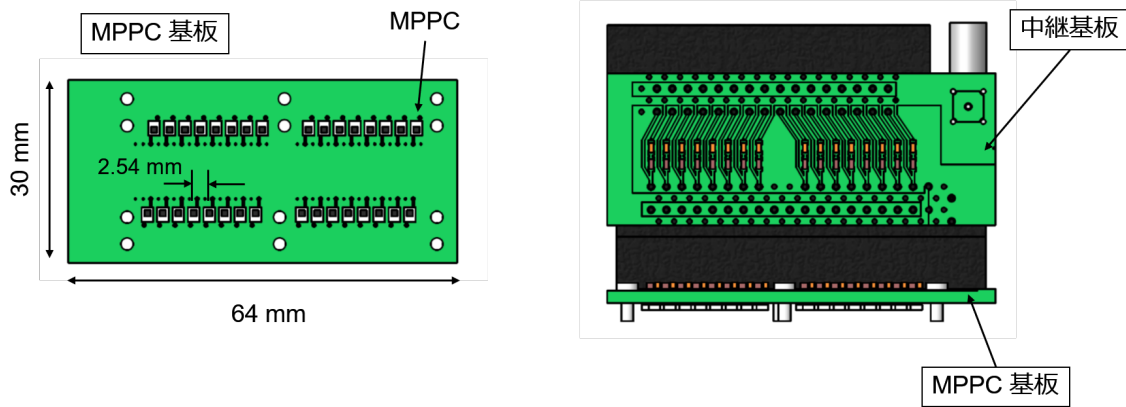


図 3.2.6: MPPC 基板と中継基板の設計図

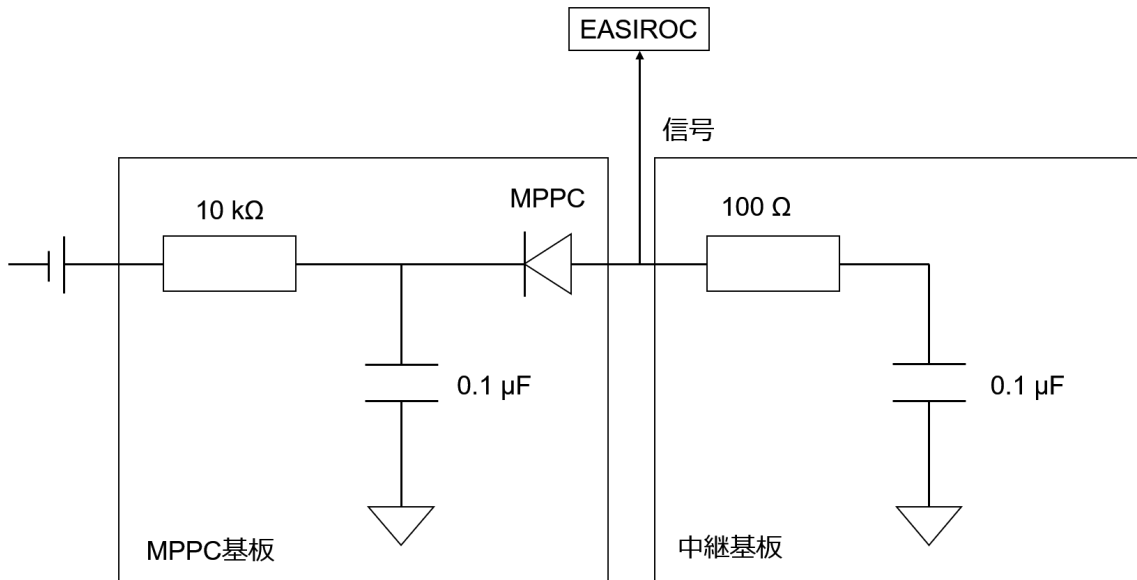


図 3.2.7: MPPC 基板と中継基板の配線図

3.3 宇宙線を用いたBFTの性能評価

今回製作したBFTのMIPに対する光量および時間分解能を調べるために宇宙線を用いた性能評価テストを行った。今回のテストでは640本あるファイバーのうち内側の512本のみについてテストを行っている。したがって、BFTの有感領域は±128 cmであるが、これはK1.1ビームラインのビーム幅よりも広い。

3.3.1 実験セットアップ

図 3.3.1 に宇宙線を用いた性能評価実験のセットアップを示す。宇宙線を用いた性能評価テストの実験セットアップを説明する。BFT の上下にはトリガーカウンタを設置した。それぞれのトリガーカウンタは $285 \text{ mm} \times 35 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ のプラスチックシンチレータの両側に光電子増倍管 (H7415、H3690-03) を取り付けたものである。回路のセットアップを図 3.3.2 に示す。トリガーは上下のトリガーカウンタのコインシデンスで生成した。Master Trigger Module はトリガー信号を Resiver Module に送信する。Resiver Module は、受信したトリガー信号を VME-J0 バス経由で各 VME-EASIOC モジュールに送信する。また、各モジュールの Busy 信号の OR を Master Trigger Module に対して送る。

MPPC の検出効率 (Photon detction efficiency) はゲインに依存する。そのため、宇宙線による性能評価の前に LED を用いてゲイン調整を行った。1 光電子に相当する ADC (1 photon gain) が 40 ch 程度になるように各チャンネルの Input DAC を調整した。

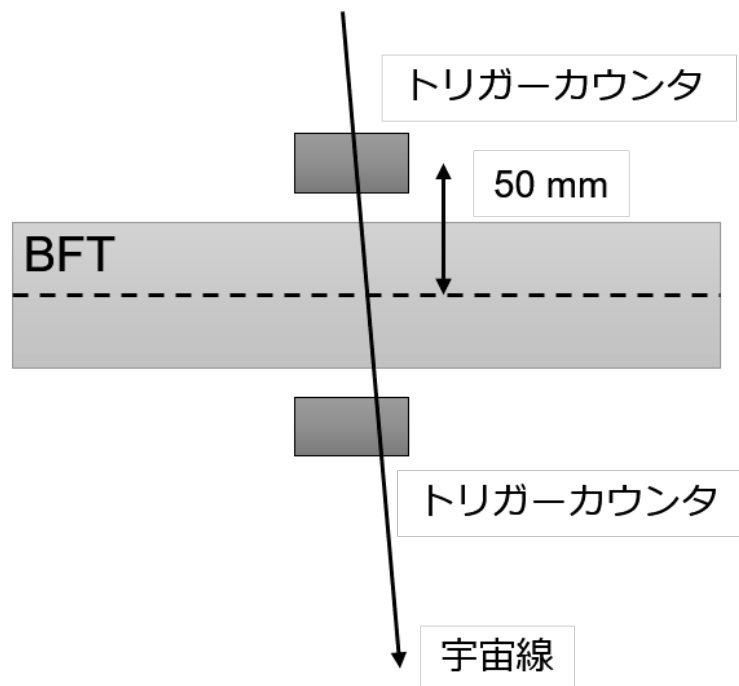


図 3.3.1: 実験セットアップ図。トリガーカウンタのサイズは $285 \times 35 \times 10 \text{ mm}^3$ 、BFT の有感領域は $256 \times 80 \text{ mm}^2$ である。

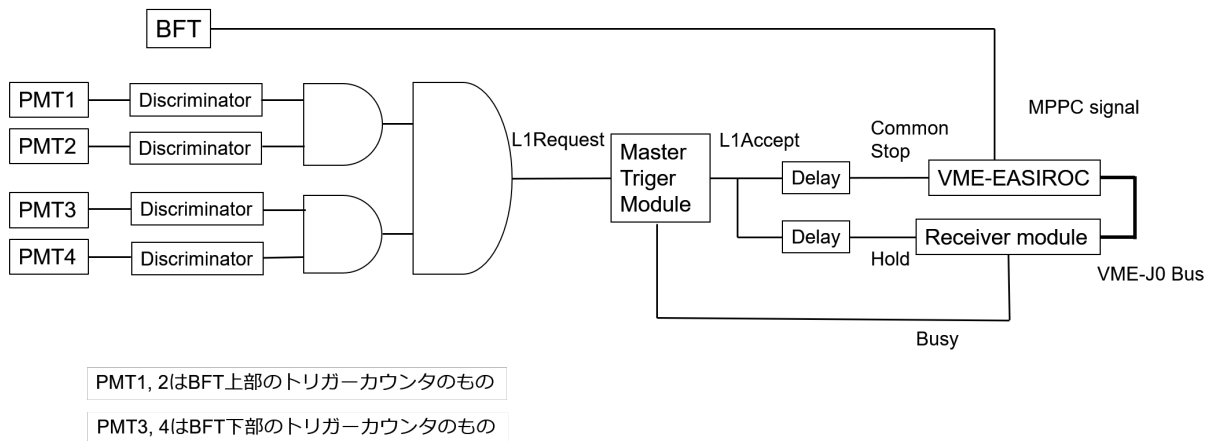


図 3.3.2: 回路セットアップ図

3.3.2 光量

宇宙線に対する BFT の光電子数と各チャンネルの光電子数の一様性を評価した。各チャンネルで得られた ADC はゲイン調整時に調べた 1 photon gain を用いて以下の式で光電子数に変換した。

$$Number\ of\ p.e = \frac{ADC - pedestal}{1\ photon\ gain} \quad (3.3.1)$$

図 3.3.31 つの MPPC チャンネルの宇宙線通過事象に対する光電子数分布である。BFT はファイバーが 2 層構造になっているため 1 イベントに複数のチャンネルでヒットがある場合がある。複数チャンネルにヒットがあるイベントでは、ファイバーの中心付近を宇宙線が通過した光量の大きいチャンネルとファイバーの端を宇宙線が通過した光量の小さいチャンネルができる。そのため、光量を過小評価しないために図 3.3.3 の分布には各イベントで最大の光電子数が得られたチャンネルの情報だけ用いている。また、各チャンネルの平均光電子数を図 3.3.4 に、BFT 全体での最大光電子数の分布を図??に示す。EASIROC の Discriminator の threshold 電圧は全チャンネル共通である。そのため、全チャンネルで光量が一様であることが求められる。図 3.3.4 より各チャンネルで一様の光電子数が得られていることが確認できた。

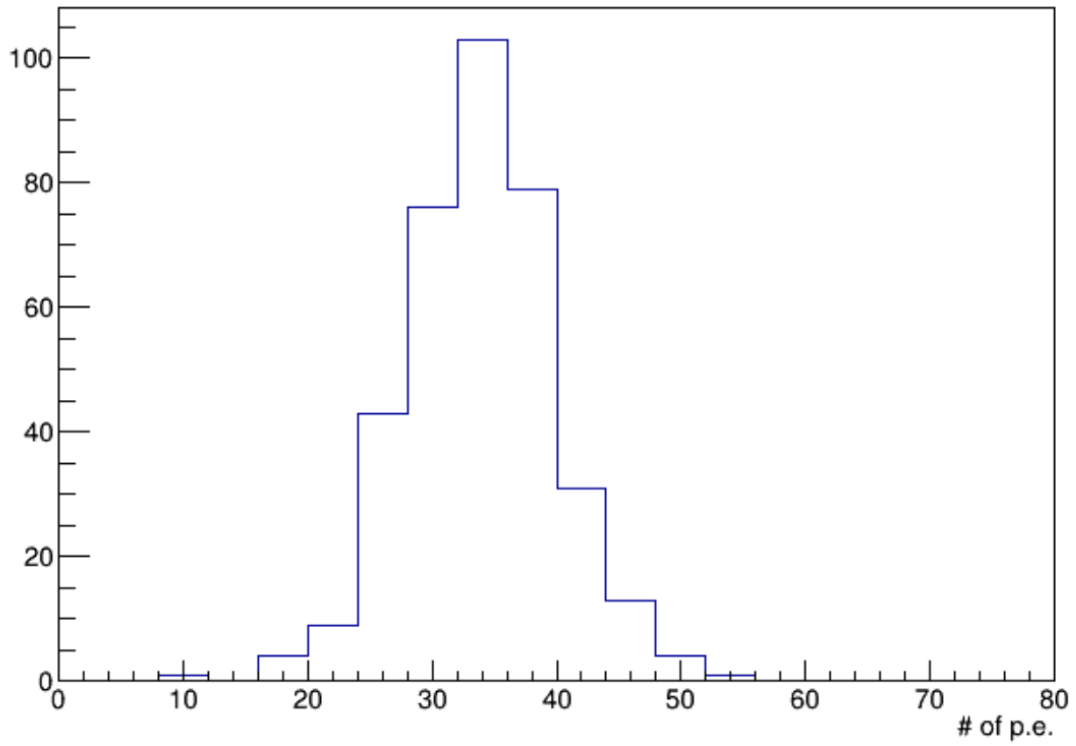


図 3.3.3: 1つのMPPCチャンネルの宇宙線通過事象に対する光電子数分布

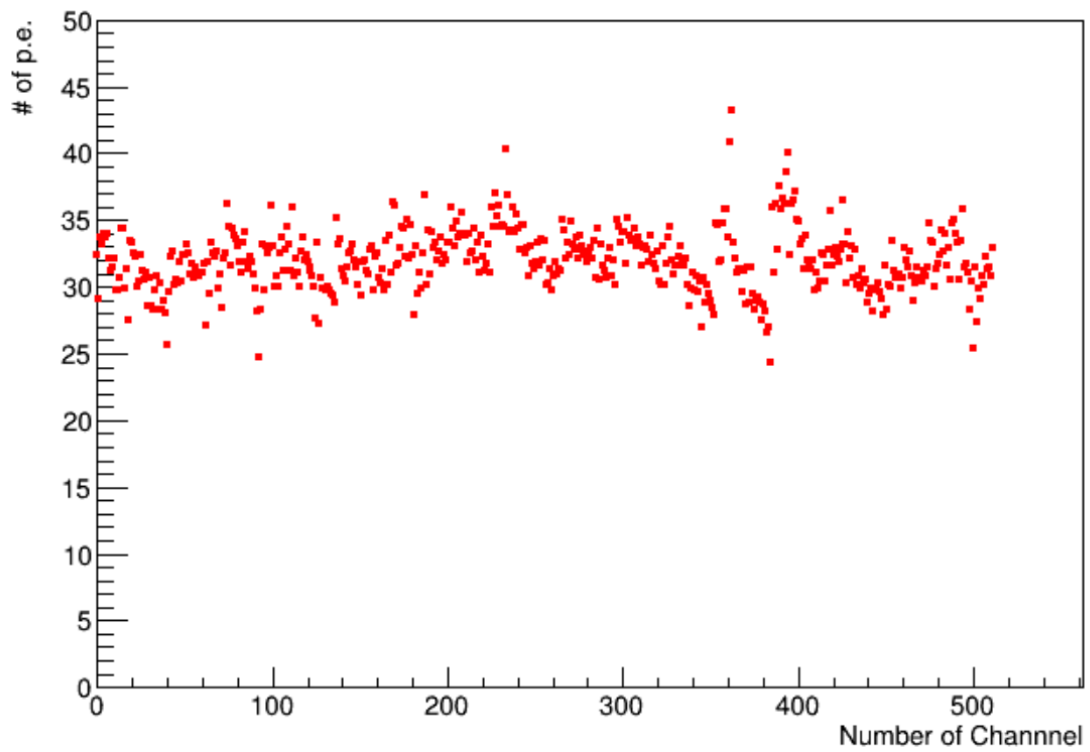


図 3.3.4: 各MPPCチャンネルの宇宙線通過事象に対する平均光電子数

3.3.3 時間分解能

宇宙線に対する BFT の時間分解能を評価した。トリガーカウンタの時間分解能は BFT の時間分解能に比べて十分小さいため、トリガーと BFT の時間差の分散を BFT の時間分解能として評価した。EASIROC の discriminator は leading-edge 型のため論理信号が出力される時間がアナログ信号の波高によって異なる。この影響を取り除くために、Time Over Threshold (TOT) との相関関係をもちいて時間補正を行った。TOT は TDC の leading-edge と trailing-edge の間隔のことである。BFT の TDC (leading-edge) の分布を図 3.4.1 に、TOT の分布を図 3.4.2 に示す。図 3.4.2 の青いヒストグラムは $520 < \text{TDC} < 550$ の範囲の TOT の分布、赤いヒストグラムはそれ以外の範囲での TOT 分布を示している。TOT が 40 ns 以下ではバググランドが多い。そのためこの範囲での TDC の補正が困難なため、TOT が 40 ns 以上の範囲で行う。この補正はチャンネル毎で行った。TOT による補正前と補正後の TDC 分布、および TOT-TDC 相関を図 3.4.3 に示す。3.4.3 の (a) は補正前の TOT-TDC 相関である。この関係を 2 次多項式でフィッティングして補正を行った。また、補正後の TDC は中心値が 0 になるようにオフセットしている。

各チャンネル毎で TOT による補正を行ったあとに BFT 全体での時間分解能を評価するためにクラスタリングを行った。BFT のファイバーは 2 層構造のため、1 mm 間隔の 2 次元構造を 0.5 mm 間隔の 1 次元構造とみなして考える。このとき隣り合ったファイバーにおいて設定したタイムゲート内にヒットがあれば同一のクラスターと考え、TOT による補正を行った TDC が 0 に近いチャンネルの情報をクラスターの情報として採用する。クラスタリングしたときの TDC 分布は図 3.4.4 のようになった。この分布から BFT の時間分解能が 0.880 ± 0.02 ns であることが分かった。この時間分解能は要求性能を満たす。また、図 3.2.1 から E63 実験では BFT のマルチヒットの確率は 3% 程度に抑えられることが期待できる。

3.4 まとめと今後

本章では、E63 実験においてビーム粒子の通過位置を測定するためのファイバー検出器 (BFT) について述べた。E63 実験ではビームベクトロメータの上流に設置する検出器の計数率が最大で 10M/spill (5 MHz) と予想され、時間分解能の良い検出器が必要であったため本研究では BFT を製作した。宇宙線を用いた性能評価テストを行い、全チャンネルでの光量の一様性を確認することができた。また、 0.880 ± 0.02 ns を達成することができた。これらは E63 実験での要求性能を満たしている。今後も性能評価テストを行い、検出効率、位置分解能、レート耐性などのを調べていく。

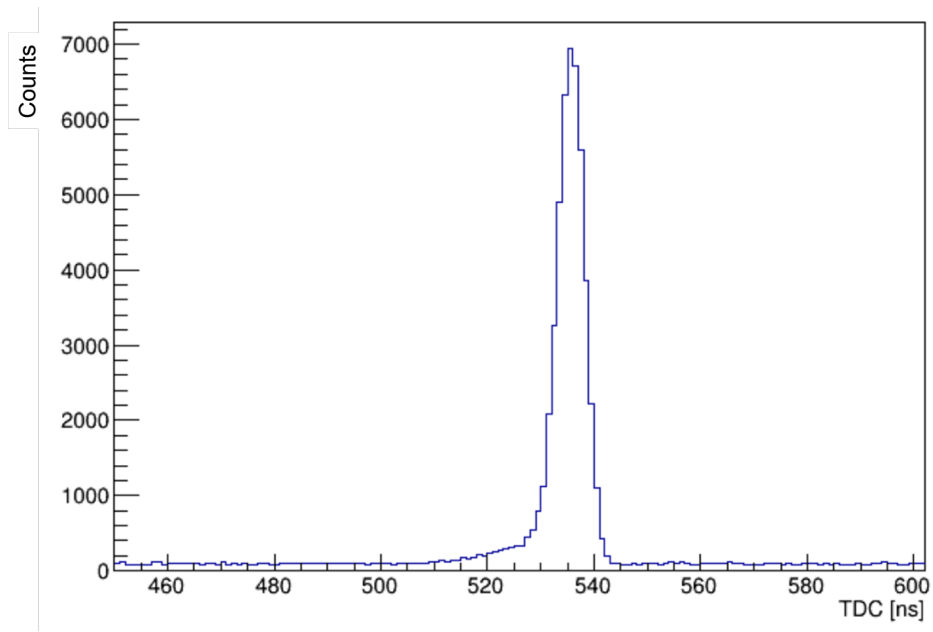


図 3.4.1: BFT の TDC(leading-edge) 分布

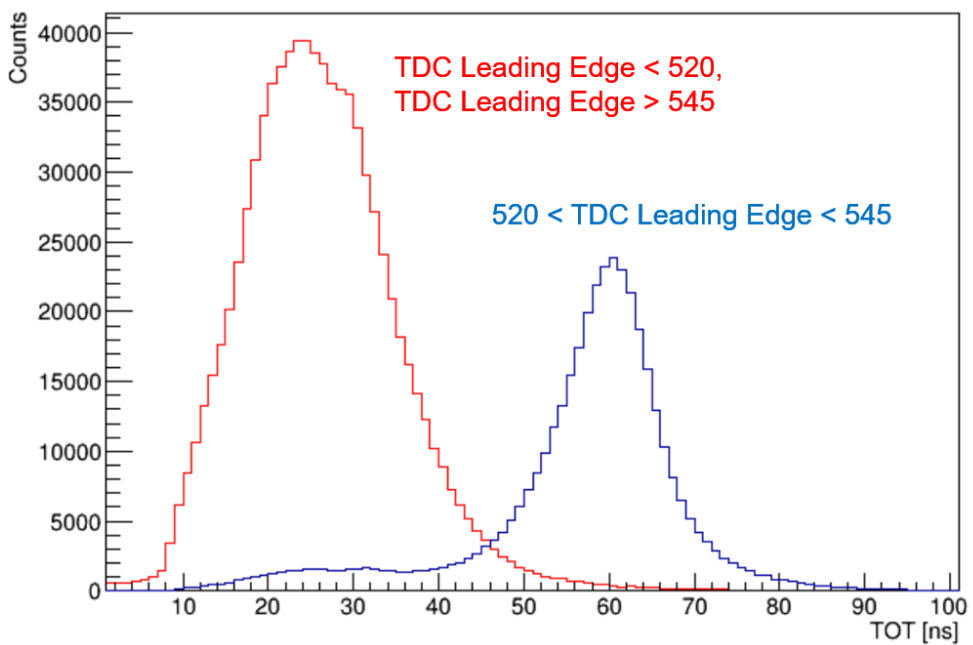


図 3.4.2: BFT の TOT 分布。青い分布は $520 < \text{TDC} < 550$ の範囲にカットをかけたもの。赤い分布はそれ以外の TDC 範囲のものである。

第4章 2次ハイパー核同定用検出器システム

${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-)$ で生成される ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の強い相互作用による崩壊によって2次ハイパー核が生じる。E63実験ではこのうちの ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の γ 線の測定を目的としているため ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の生成の同定のために2次ハイパー核同定用検出器システムを標的近くに設置する。この2次ハイパー核同定用検出器システムを用いて ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の2体弱崩壊による π^- の特定のエネルギーを測定する。本章では、現在デザインを行っている2次ハイパー核同定用検出器システムについて述べる。

4.1 検出器のデザイン

4.1.1 検出器への要求

2次ハイパー核同定用検出器システムへの要求を以下に示す。

(1) 2次ハイパー核同定検出器システムを設置する目的は ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の2体の弱崩壊による π^- をエネルギーの測定により同定することである。そのためには、他の2次ハイパー核の弱崩壊で生成される π^- と識別する必要がある。

γ 線エネルギースペクトル中で ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の γ 線のピークと思われるところにゲートをかけ、そのときに同時計測される π^- のエネルギースペクトル中のピークが ${}^4_\Lambda\text{H}$ や ${}^3_\Lambda\text{H}$ の崩壊によるものと分かればよい。 γ 線でゲートをかけたときの π^- のピークの中心値があるハイパー核の π^- のエネルギーに誤差の範囲で一致し、かつそのピークの中心値の誤差 ($\pm 3 \times \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$) の範囲に他のハイパー核によるピークがない場合、同定したと判断する。 σ は π^- のピークをガウス分布と仮定したときの分散、 N は ${}^4_\Lambda\text{H}$ または ${}^3_\Lambda\text{H}$ の γ -弱崩壊コインシデンス事象の統計量である。予想される統計量はそれぞれ、30、55カウントである。これは表の取量で、弱崩壊 π^- の検出効率を10%、 γ 線の検出効率は ${}^4_\Lambda\text{H}(1^+ \rightarrow 0^+)$ については6%、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ については3%を仮定して計算したものである。図2.3.3に示したように、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の弱崩壊 π^- のエネルギー差は12.3 MeV、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^6_\Lambda\text{He}$ の弱崩壊 π^- では3.7 MeV 違う。したがって π^- エネルギースペクトルの ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ のピークの σ はそれぞれ22 MeV、9.1 MeV 以下でなければならない。

(2) π^- を静止させると、最終的に吸収され原子核反応を起こすので全エネルギーを測定するカロリメータは適さない。そのため複数層のプラスチックシンチレータから構成される飛程検出器を用いる。飛程検出器を用いた場合、各層の検出エネルギーの情報から π^-

が静止したところが判断できる。

(3) 2次ハイパー核同定用検出器システムを Hyperball-J の内部に設置するため、コンパクトにする必要がある (図 2.3.2 参照)。

4.1.2 検出器の構成

図 4.1.1 に 2 次ハイパー核同定用検出器システムの構成を示す。2 次ハイパー核同定用検出器システムは飛程検出器、位置検出器から成り立っている。

飛程検出器

飛程検出器はある厚みのプラスチックシンチレータを複数層並べたものとする。荷電粒子が物質を通過するとき、物質中の原子と電磁相互作用を起こし原子を電離させる。このときの荷電粒子の電離によるエネルギー損失は以下の Bethe-Bloch の式で記述される [14]。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.1.1)$$

r_e : 古典電子半径

m_e : 電子質量

N_a : アボガドロ定数

I : 平均イオン化ポテンシャル

Z : 物質の原子番号

A : 物質の質量数

ρ : 物質の密度

z : 入射粒子の電荷

M : 入射粒子の質量

β : 入射粒子の速度 (v/c)

γ : $1/\sqrt{1-\beta^2}$

δ : 密度補正

C : シェル補正

W_{max} : 入射粒子が一度の衝突で与える最大エネルギー

$M \gg m_e$ のとき、 $W_{max} \simeq 2m_e c^2 (\beta\gamma)^2$

この Bethe-Bloch の式からある運動エネルギーもった荷電粒子のプラスチックシンチレータ内での飛程を計算することができる。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の 2 体の弱崩壊によって放出される π^- は特定の運動エネルギーを持っているため、 π^- の飛程を調べることで同定が可能である。

位置検出器

スペクトロメータから得られる (K^- , π^-) 反応点と検出器での π^- 通過位置から π^- の飛跡を求める。飛程検出器だけでは π^- が止まった位置の深さの情報しか得られない。位置

検出器を用いて弱崩壊 π^- の飛跡を求めることで深さの情報を飛程に変換することができる。

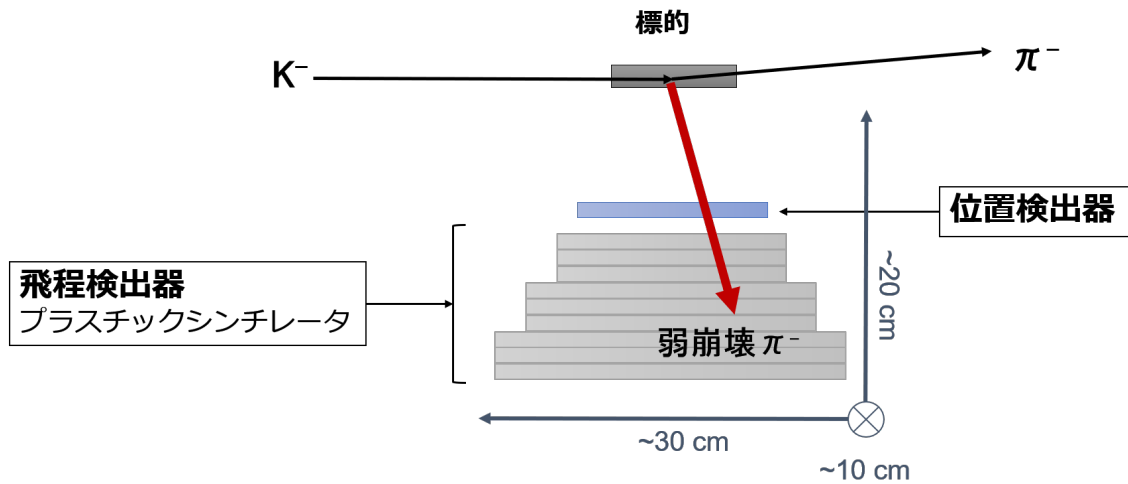


図 4.1.1: 2次ハイパー核同定用検出器群

4.2 飛程検出器による2次ハイパー核同定のシミュレーション

シミュレーションを行う前にベータブロッホの式を用いて ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ の2体の弱崩壊による π^- のプラスチックシンチレータ（ビニルトルエン）内での飛程を計算し、それぞれ 10 cm、6.5 cm、5.5 cm となった。式 4.1.1 内のパラメータは、 $\rho = 1.03\text{g/cm}^3$, $Z/A = 0.541$, $I = 64.7\text{eV}$ とした。また、計算した飛程の情報を用いて Energy Straggling も見積もった。物質中の電子との衝突回数が多い場合、エネルギー損失はガウス分布になり、そのときの分散は以下の式で表される [14]。

$$\sigma^2 = \frac{1 - \frac{1}{2}\beta}{1 - \beta} \sigma_0^2 \quad (4.2.1)$$

$$\sigma_0^2 = 0.1569\rho \frac{Z}{A} x \quad (4.2.2)$$

今回は簡単のために、非相対論的に計算を行った。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$, ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ の2体の弱崩壊による π^- について、 σ_0^2 は、それぞれ 0.86 MeV、0.75 MeV、0.69 MeV となった。この値は、4.1.1 節の要求を達成している。しかし、実際には多重クーロン散乱の効果やハドロン相互作用を考える必要がある。 π^- は最終的に原子核に吸収される。このとき、 π^- の質量分のエネルギーが開放され様々な粒子が放出される。したがって、ハドロン相互作用を考えた場合、飛程検出器のヒット情報またはエネルギー損失情報が電磁相互作用のみを考えた場合と異なることが考えられる。そのため、GEANT4 コードによるシミュレーションを行い、実際に ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の2体の弱崩壊による π^- を飛程検出器を用いて識別できるかを調べた。

4.2.1 シミュレーションの目的

GEANT4 コードを用いたモンテカルロシミュレーションを行い、飛程検出器を用いて ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の2体の弱崩壊による π^- を識別できるか調べる。また飛程検出器の各層の厚みを最適化する。

4.2.2 π^- の運動エネルギーと飛程の関係

運動エネルギーが80 MeV までの π^- をまっすぐ入射し、飛程検出器内の飛程を調べた。図4.2.1は π^- の運動量と飛程検出器内の飛程の関係を示している。飛程検出器の物質（プラスチックシンチレータ）のパラメータはベテブロッホの式での計算を行ったときと同じである。Energy Straggling や多重クーロン散乱などの効果によって飛程が大きいほどそのばらつきも大きいことがわかる。

また、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ の2体の弱崩壊による π^- （運動エネルギーがそれぞれ53.2 MeV、40.9 MeV、37.2 MeV）の飛程の分布は図4.2.2のようになった。ピークをガウスフィッティングしたときのそれぞれの中心値は9.95 cm, 6.46 cm, 5.52 cm であった。この値はベテブロッホによる計算と一致している。この図から、 π^- が止まった位置を精度よく求め、標的等でのエネルギー損失を補正することができれば ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成を同定できることが分かる。また、ハドロン相互作用ありの分布では、 π^- が静止する前に原子核反応を起こしてしまい、飛程が短くなる事象があることが分かる。

実際の実験では、飛程検出器の各層のヒット情報とエネルギー損失情報をもとに π^- が止まった位置を判断する。以下の章では、飛程検出器から得られる情報を用いて π^- の止まった位置を求め、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ が識別可能であるかを判断する。

本研究のシミュレーションでのセットアップを図4.2.3に示す。標的は、 ${}^7\text{Li}$ 金属標的（2 cm × 2 cm × 26 cm）である。標的の中心を空間の原点としている。位置検出器と飛程検出器はx軸の正の方向に設置し、標的の中心からの距離はそれぞれ7 cm、8 cmとした。位置検出器はファイバー検出器（直径：1 mm、xx'yy'層）とした。飛程検出器のサイズは20 cm × 10 cm × 30 cm であり、Hyperball-J と干渉しないように設置している。シミュレーションに用いる標的や検出器の構造、位置関係は図4.2.3に示した通りであるが、各シミュレーションでは、標的の有無や飛程検出器の各層の厚みなどの条件を変更しているためその都度記述する。

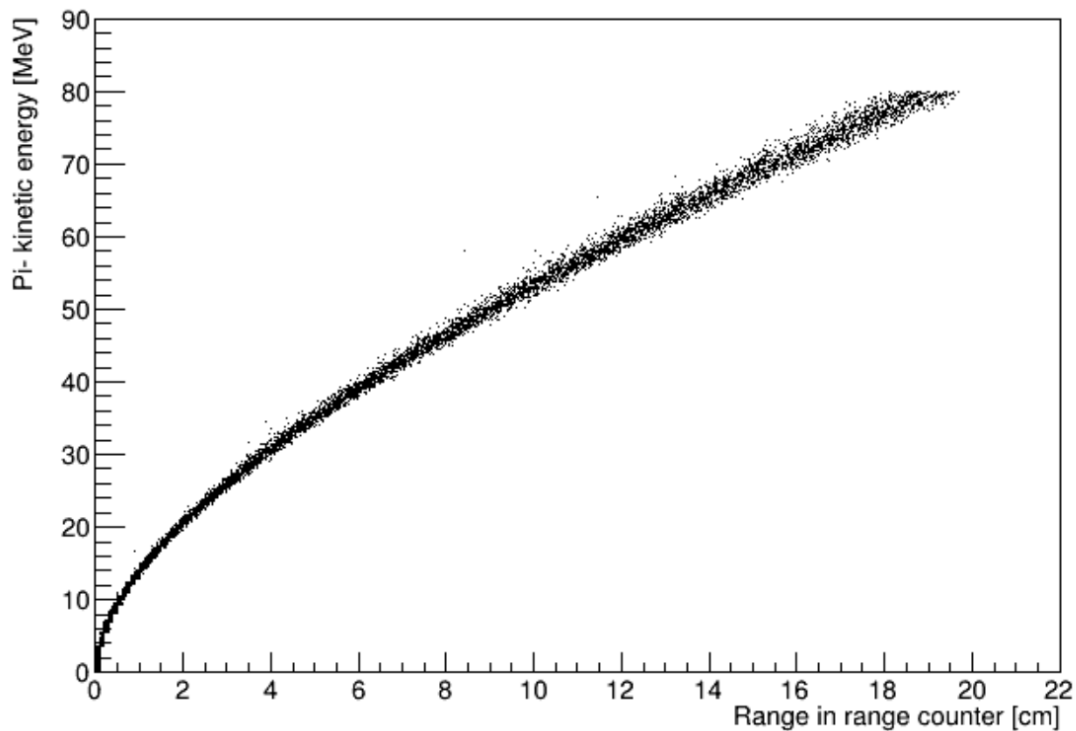
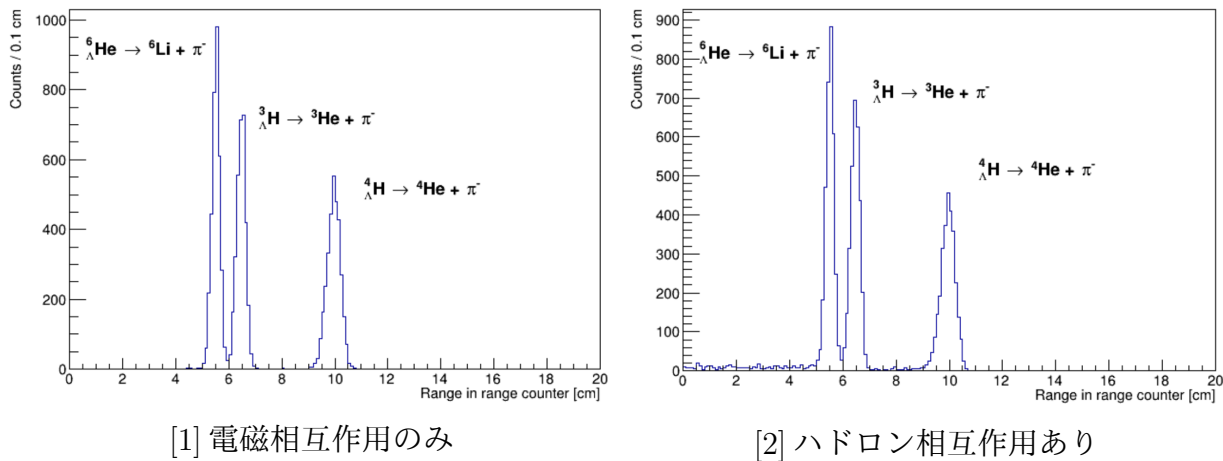


図 4.2.1: π^- の運動エネルギーと飛程検出器内での飛程の関係（電磁相互作用のみ）



[1] 電磁相互作用のみ

[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.2: ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ の 2 体の弱崩壊による π^- の飛程

4.2.3 層のヒット情報を用いた同定

この節では飛程検出器の層ヒット情報を用いた方法を考える。この場合、飛程検出器でエネルギー損失がある層の中で一番奥の層の中心を π^- が止まった深さと考える。また、飛程検出器で止まらず突き抜けたイベントは無視する。この節での解析手順を表し

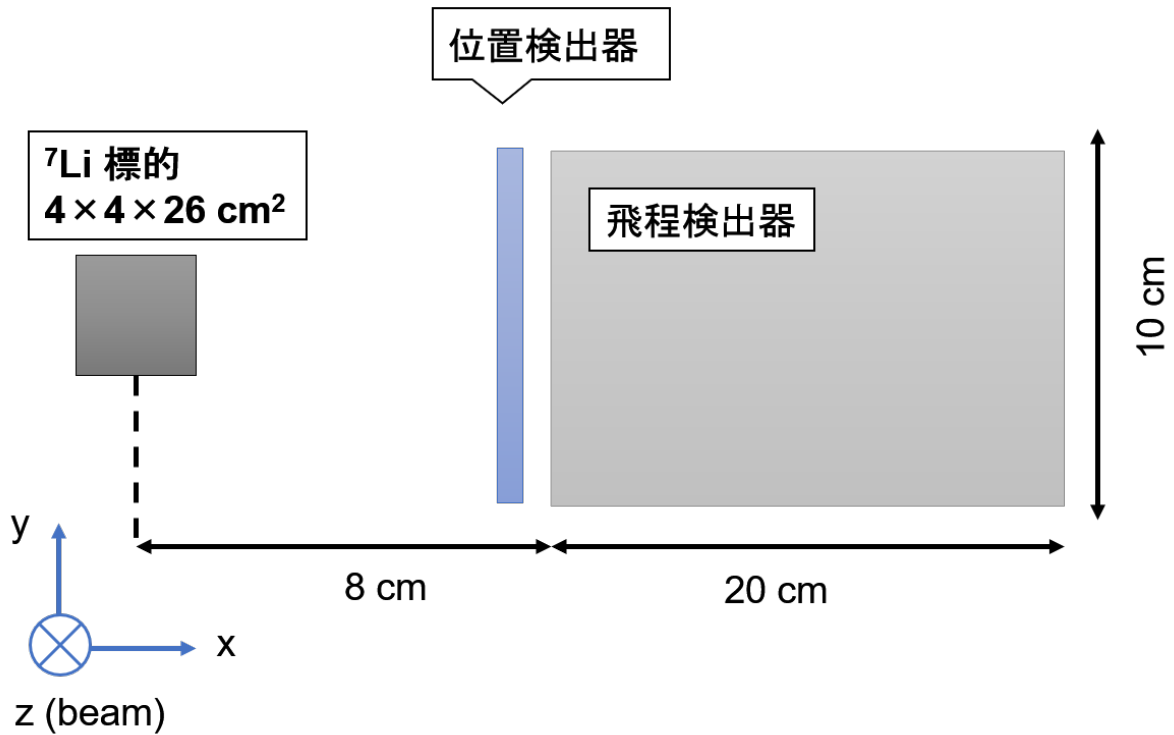


図 4.2.3: シミュレーションのセットアップ (検出器の配置)

たフローチャートを図 4.2.4 に示す。この節ではシミュレーションから得られる弱崩壊 π^- の発生点、位置検出器のヒット位置、飛程検出器の各層のヒット情報から最終的に弱崩壊 π^- の運動エネルギーを求める。

はじめに標的がなく、飛程検出器の層の厚みが 1 cm のときを考える。原点から x 軸方向にまっすぐ π^- を入射したとき π^- が止まった層の分布が図 4.2.5 である。図 4.2.5 の左側は相互作用が電磁相互作用のみの場合で、右側はハドロン相互作用も含んだ場合である。ハドロン相互作用がある場合、 π^- が静止した後の原子核反応で様々な荷電粒子が生じることによって、より奥の層でもエネルギー損失が発生してしまい、 π^- が静止した層が正しく判断できなくなることがわかる。図 4.2.6 は各層でのエネルギー損失の例を示している。

π^- 放出角度を用いた飛程の補正

次のシミュレーションでは、実際の実験条件と同様に π^- の入射角度を一様に分布させた。また、 π^- の発生点 (ハイパー核の崩壊点) は (K^-, π^-) 反応の反応点とほとんど同じであるため、それを $\text{K}1.1$ ビームラインの標的付近のビームプロファイルにしたがって発生させるものとして、発生点の x 座標は中心値 0 、 $\sigma=12 \text{ mm}$ のガウス分布、 y 座標は中心値 0 、 $\sigma=3 \text{ mm}$ のガウス分布に従うようにした。このシミュレーションでも標的を設置しないが、発生点の z 座標は標的のサイズに一様に分布させた。飛程検出器の層の厚みは 1 cm である。このときのエネルギー損失がある一番奥の層の分布を示したものが図 4.2.7

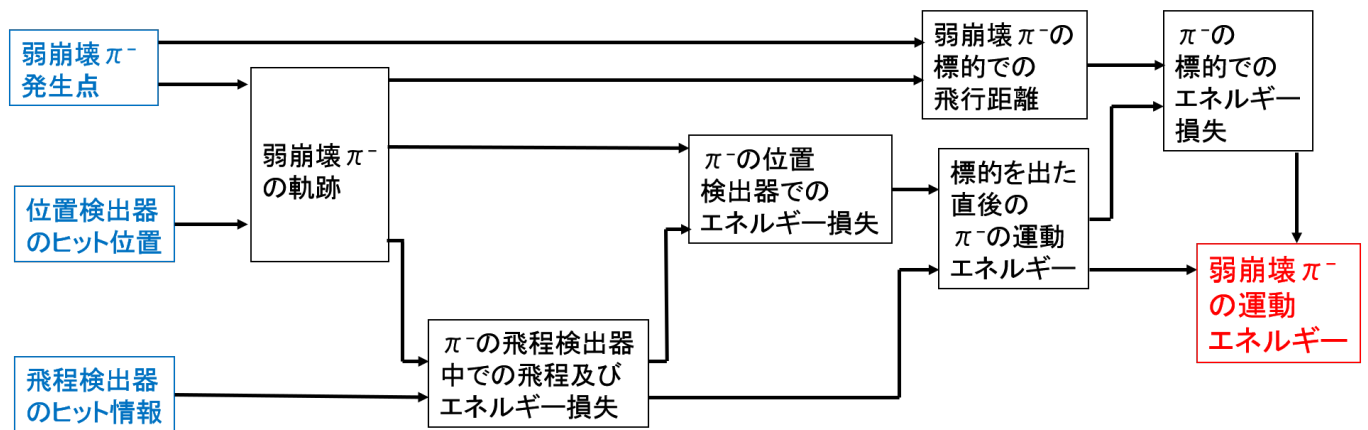


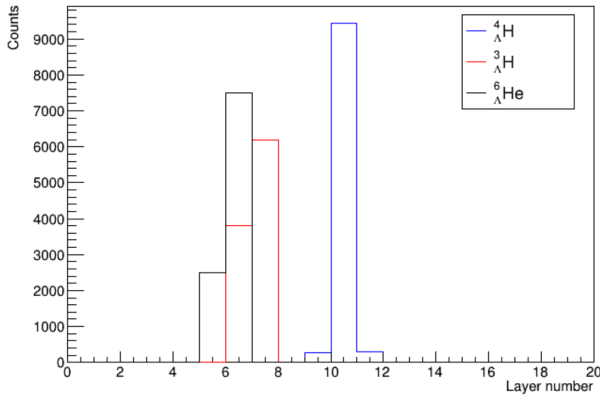
図 4.2.4: 解析手順。青色で示したものは実験で得られる情報である。本研究では、シミュレーションで得たこれらの情報を用いて弱崩壊 π^- の運動エネルギーを求める。

である。また、 π^- の発生点と位置検出器での通過点から π^- の飛跡を求めて、角度補正を行った。 π^- の発生点の分解能は E13 実験での値 $x=1.2$ mm、 $y=2.6$ mm、 $z=22$ mm(σ) を用いている。また位置検出器の位置分解能は第 3 章で述べた BFT (ファイバー検出器) の位置分解能と同程度である $y=0.2$ mm、 $z=0.2$ mm とした。エネルギー損失がある一番奥の層の中間位置を π^- の止まった位置 (x 座標) と考え、求めた角度情報を用いて飛程に変換した。 π^- の飛程の分布を示したものを図 4.2.8 である。

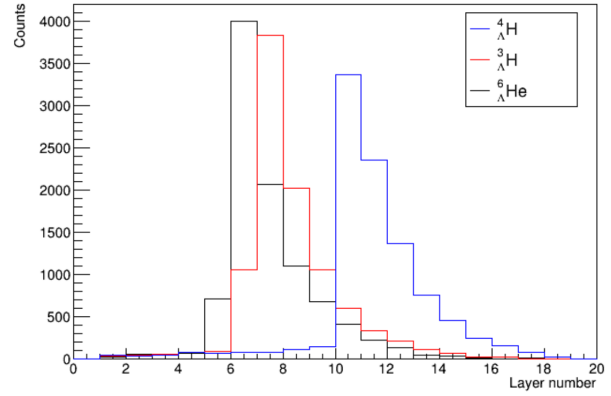
次に ${}^7\text{Li}$ 標的内で π^- を発生させ同様に飛程を求めた。標的があるときの飛程分布を図 4.2.9 に示す。図 4.2.9 の飛程分布では、各イベントの π^- の発生点や角度が異なるため、標的や位置検出器でのエネルギー損失も異なり、分布が広がってしまっている。そのため、飛程の情報を用いてエネルギー損失の補正を行う。実際の実験では発生した π^- がどの 2 次ハイパーからの弱崩壊のものか分からないため、運動エネルギーに依存するエネルギー損失を発生点から計算することは出来ない。そのため、位置検出器と標的でのエネルギー損失は π^- の飛跡を飛程検出器側からさかのぼって補正をする。空気でのエネルギー損失を無視すると、飛程検出器での π^- のエネルギー損失は位置検出器を通過した直後の運動エネルギーになる (電磁相互作用) ため、位置検出器でのエネルギー損失は、この運動エネルギーの π^- が位置検出器を通過したときのものとする。標的でも同様に、 π^- が標的から出た直後の運動エネルギーをもとにしてエネルギー損失を求める。

位置検出器でのエネルギー損失の補正

図 4.2.11 は位置検出器 (0.4 cm のプラスチックシンチレータ) に π^- をまっすぐ入射したときの π^- の運動エネルギーとエネルギー損失の関係である。位置検出器のエネルギー損失はこの関係と飛程検出器でのエネルギー損失 (位置検出器通過後の π^- の運動エネルギー) から求めた。図 4.2.11 の関係は π^- が位置検出器を 0.4 cm 通過したときのものである。そのため、飛跡情報から位置検出器内の飛行距離を求めエネルギー損失の算出に用いる。この際、位置検出器は 0.4 cm と薄いため、飛行距離とエネルギー損失は比例関係と考える。なお、飛程検出器内のエネルギー損失は π^- の飛程検出器中での飛程情報から図 4.2.1 の関係を用いて求めた (図 4.2.10)。

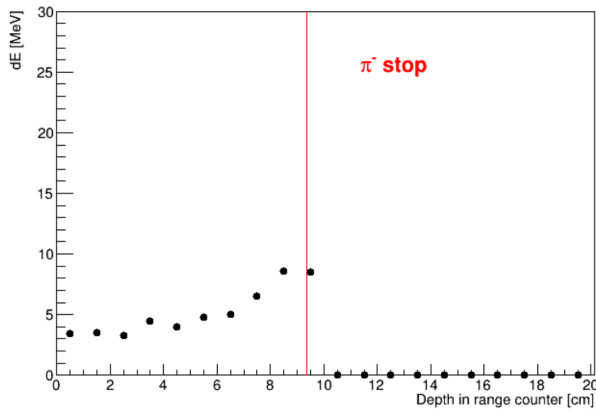


[1] 電磁相互作用のみ

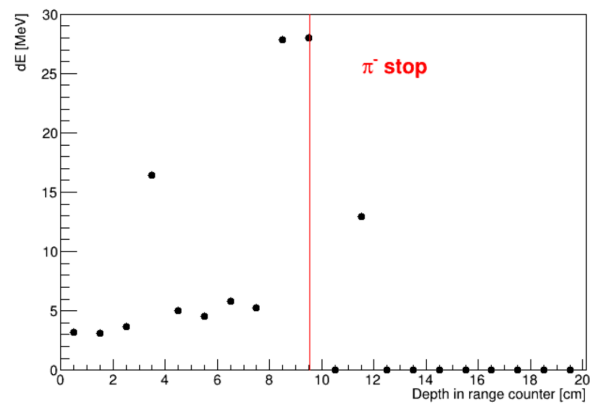


[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.5: エネルギー損失がある一番奥の層の分布 (π^- の入射方向: x 軸方向、標的無し、層の厚み: 1 cm)

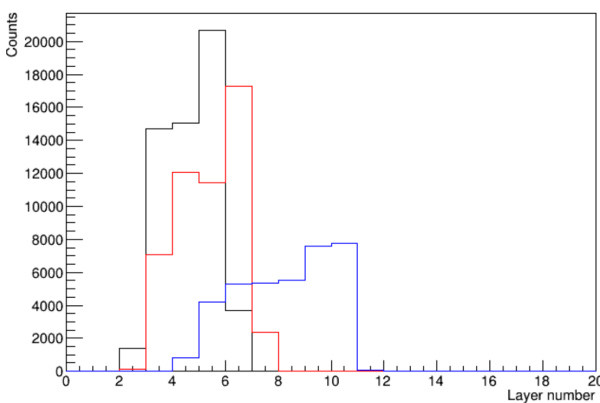


[1] 電磁相互作用のみ

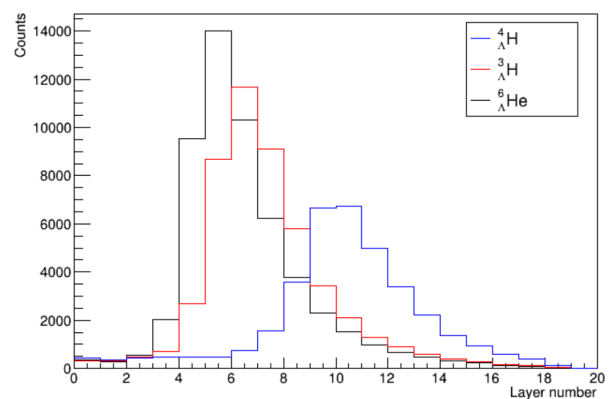


[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.6: 各層でのエネルギー損失の例 (π^- の入射方向: x 軸方向、標的無し、層の厚み: 1 cm)

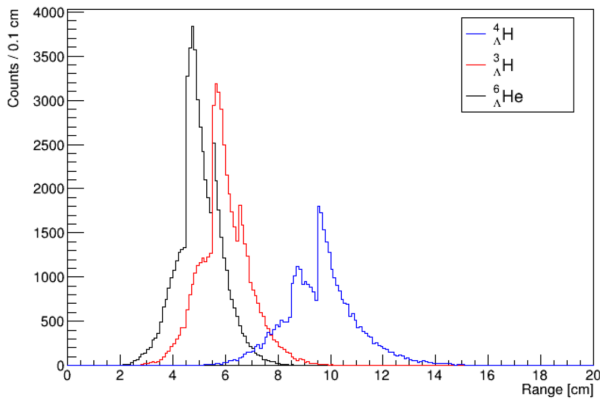


[1] 電磁相互作用のみ

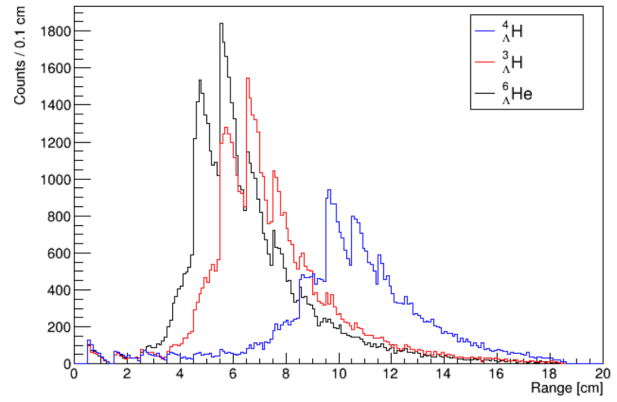


[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.7: エネルギー損失がある一番奥の層の分布。 (π^- の入射方向: 一様、標的無し、層の厚さ: 1 cm。)

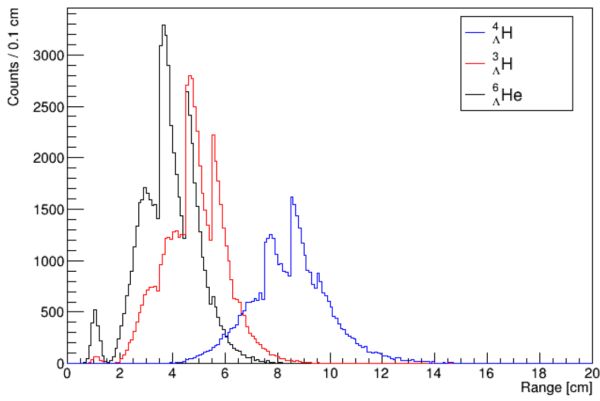


[1] 電磁相互作用のみ

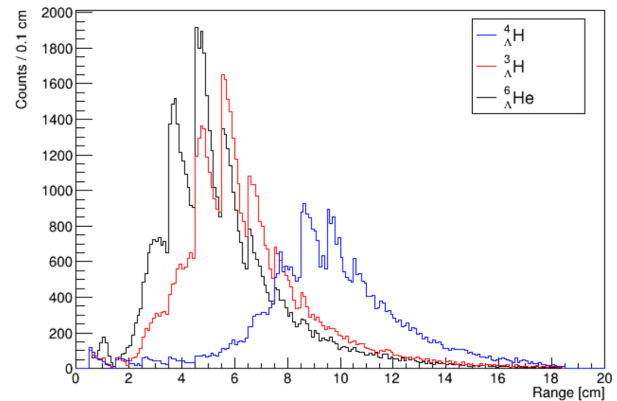


[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.8: π^- のレンジカウンター内の飛程の分布 (π^- の入射方向：一様、標的無し、層の厚さ：1 cm)。エネルギー損失がある一番奥の層の途中で π^- が止まったとし、さらに角度を補正している。

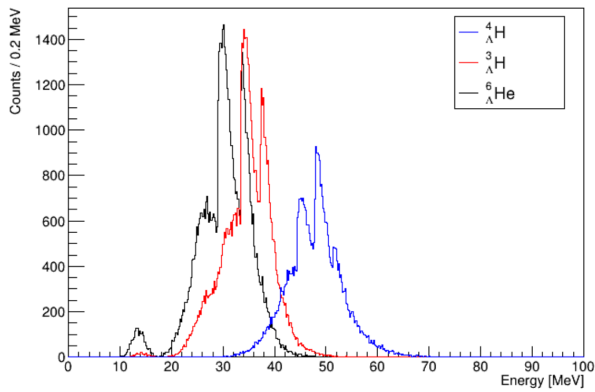


[1] 電磁相互作用のみ

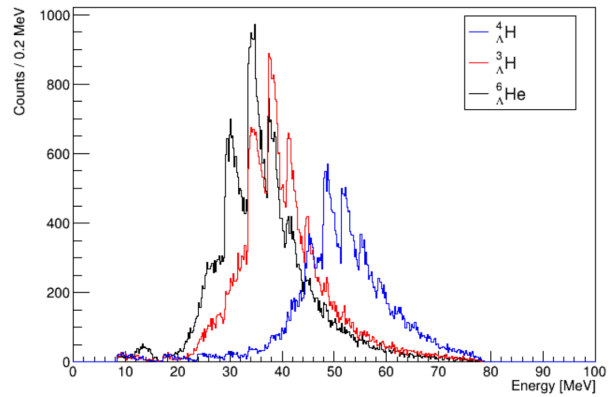


[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.9: π^- のレンジカウンター内での飛程の分布 (π^- の入射方向：一様、標的あり、層の厚さ：1 cm)



[1] 電磁相互作用のみ



[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.10: π^- の飛程から求めた飛程検出器内でのエネルギー損失の分布。(図 4.2.9 の飛程分布を図 4.2.1 の関係を用いてエネルギー損失の分布に直した。)

標的でのエネルギー損失の補正

標的内での飛行距離とエネルギー損失の関係は図 4.2.12 のようになる。ある運動エネルギーの π^- を発生させ、 π^- が標的から出たときの運動エネルギーで場合分けして示している。標的でのエネルギー損失は飛跡情報から得られる標的内での π^- の飛行距離と飛跡検出器、位置検出器でのエネルギー損失の和（標的から出たときの π^- 運動エネルギー）から求める。図 4.2.12 の関係を 3 次の多項式でフィッティングし、直線補間を行い標的でのエネルギー損失をもとめる。例として、標的から出たときの π^- の運動エネルギー e が $30 \text{ MeV} \leq e < 40 \text{ MeV}$ の場合を考える。図 4.2.12 の π^- の運動エネルギーが 30 MeV と 40 MeV の関係式 dE_{30} 、 dE_{40} から、運動エネルギー e の場合の関係 dE_e を直線補完により求める。したがって、標的での飛行距離が L のときのエネルギー損失は、以下の式で求める。

$$dE(e) = dE_{30}(L) + \frac{dE_{40}(L) - dE_{30}(L)}{40 - 30} \times (e - 30) \quad (4.2.3)$$

位置検出器、標的でのエネルギー損失の補正後の π^- の運動エネルギースペクトルを図 4.2.13 に示す。

次にレンジカウンタの層の厚みを変えて同様のシミュレーション（標的、位置検出器のエネルギー損失の補正まで）を行い、 π^- エネルギースペクトルのピークの σ と飛程検出器の各層の厚さの関係を調べた（図）。 $\text{FWHM} = 2.35\sigma$ とすると、層の厚さが 3.3 cm のとき ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の π^- 運動エネルギースペクトルのピークの σ は 4.1.1 節で述べた要求と同程度になる。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の π^- 運動エネルギースペクトルのピークの σ については十分に要求を満たしている。従って、予想通りの γ -弱崩壊コインシデンス事象があれば、層の厚みを 3.3 cm 以下にすることで ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の弱崩壊 π^- の識別ができることがわかった。

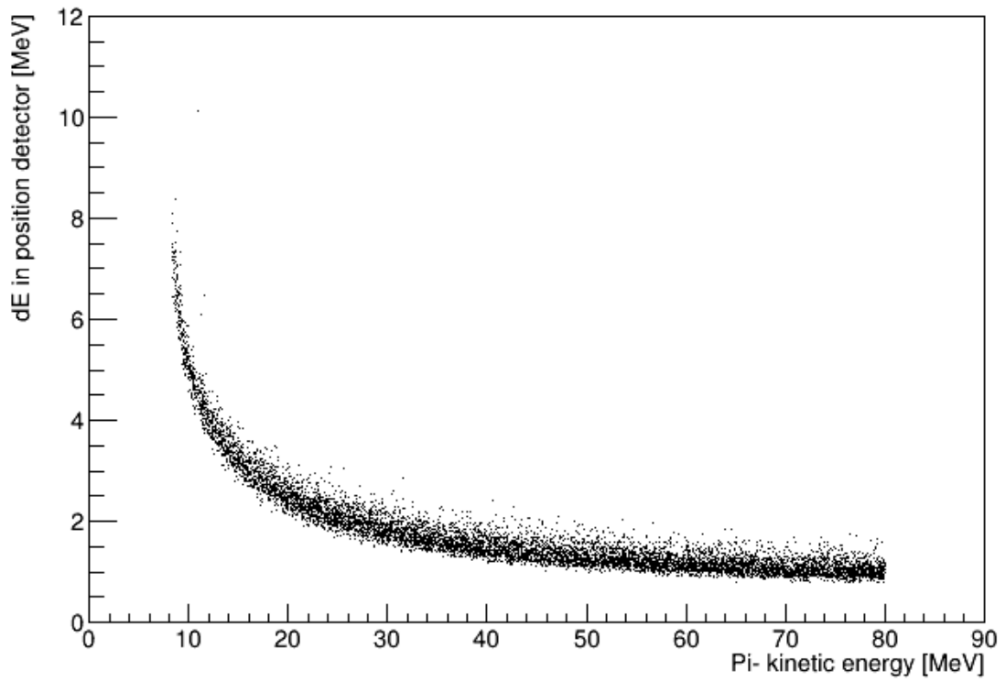


図 4.2.11: π^- の各運動エネルギーで位置検出器 (0.4 cm のプラスチックシンチレータ) を通過したときのエネルギー損失の関係

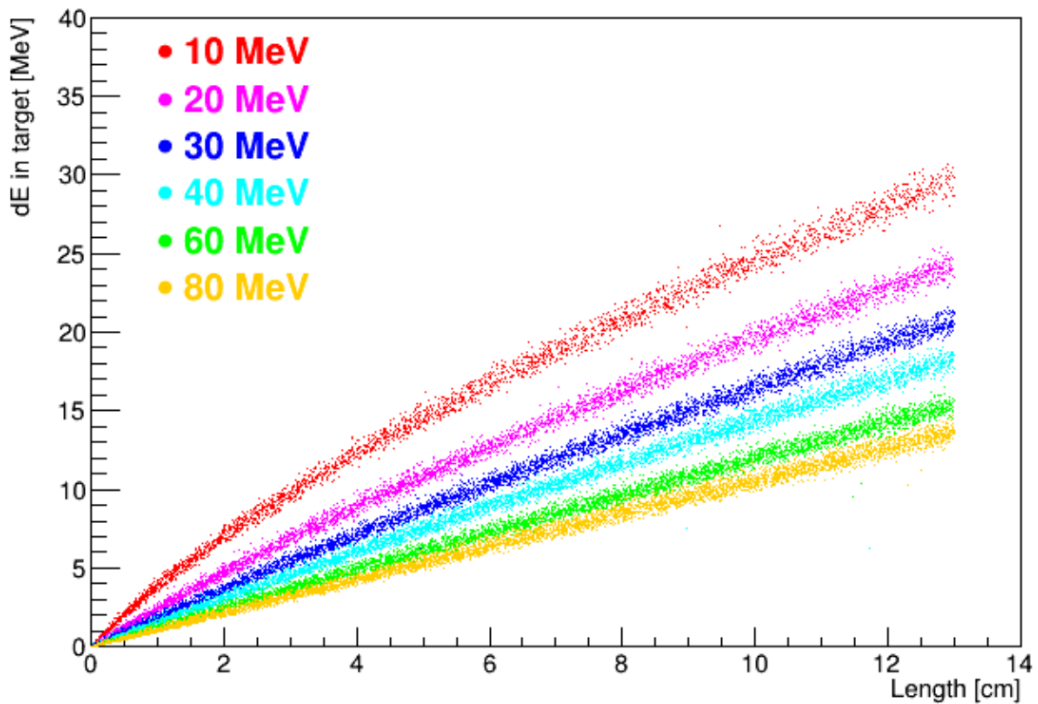
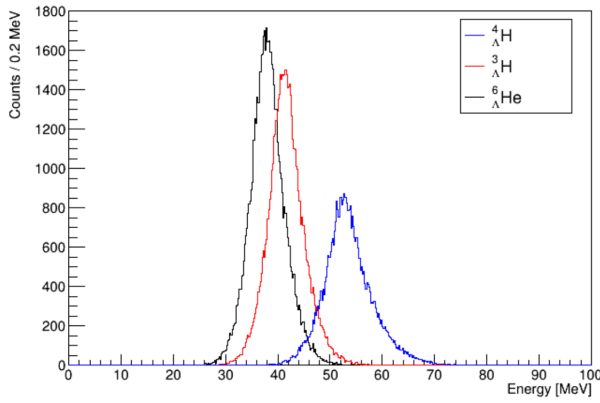
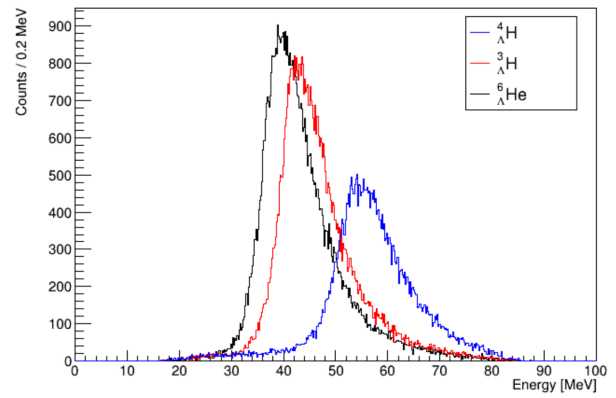


図 4.2.12: π^- の標的内での飛行距離とエネルギー損失の関係。 π^- が標的から出たときの運動エネルギーで場合分けして示している。



[1] 電磁相互作用のみ



[2] ハドロン相互作用あり

図 4.2.13: 位置検出器と標的でのエネルギー損失を補正した後の π^- の運動エネルギースペクトル

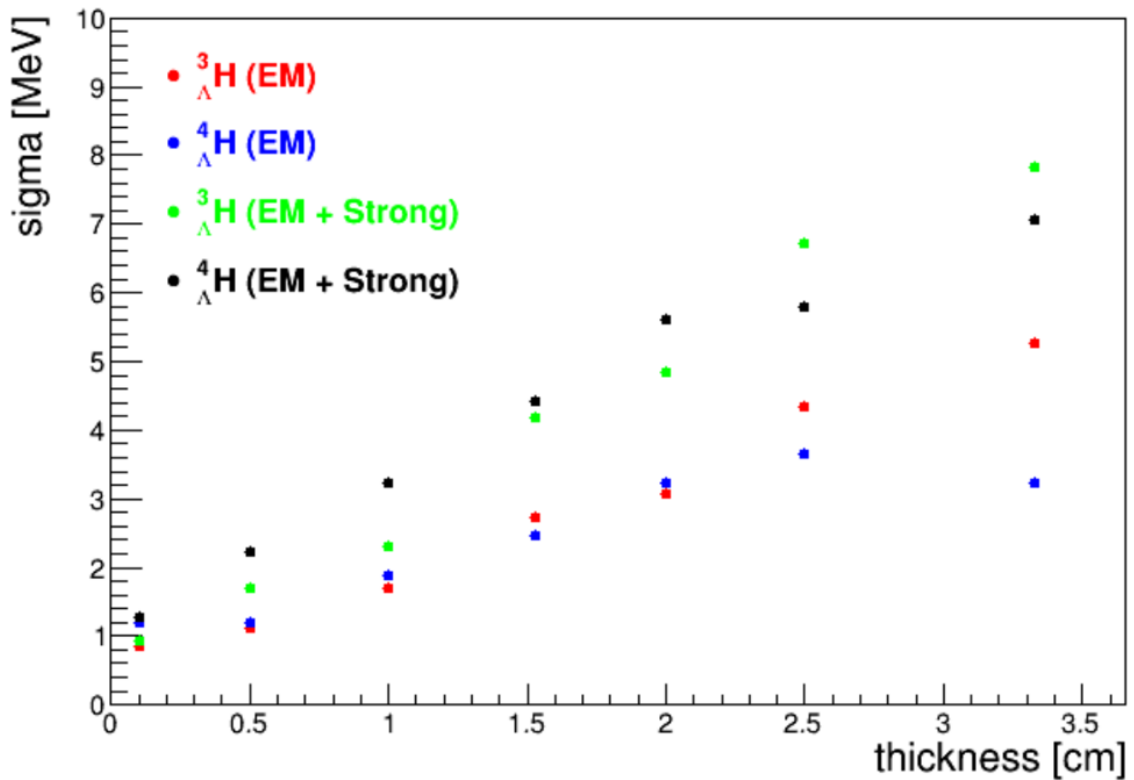


図 4.2.14: π^- エネルギースペクトルのピークの σ と層の厚さとの関係

4.2.4 各層でのエネルギー損失の情報を用いた同定

前節で角度、標的と位置検出器でのエネルギー損失の補正を行えば、層のヒット情報を用いて ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の π^- の同定が出来ることが分かった。しかし、実際の実験ではハドロン相互作用がシミュレーション通りとは限らない。また、バックグラウンドや解析効率などを考慮すると4.1.1節で述べたエネルギー分解能の要求よりも良いものが必要になる可能性は十分にある。そこで今度は、飛程検出器の各層でのエネルギー損失の情報（検出器の

ADC 値) を用いた同定方法を考える。荷電粒子が物質を通過する際の単位長さ当たりのエネルギー損失は図 4.2.15 のようなブラッグ曲線を描く。単位長さ当たりのエネルギー損失は荷電粒子が静止する直前に最大になり、その後、急激に減少する。そこで、 π^- が静止した位置を精度良く求めるために、 π^- が静止した層でのエネルギー損失 $dE(N)$ とその 1 つ前の層でのエネルギー損失 $dE(N-1)$ の比の情報を用いる。

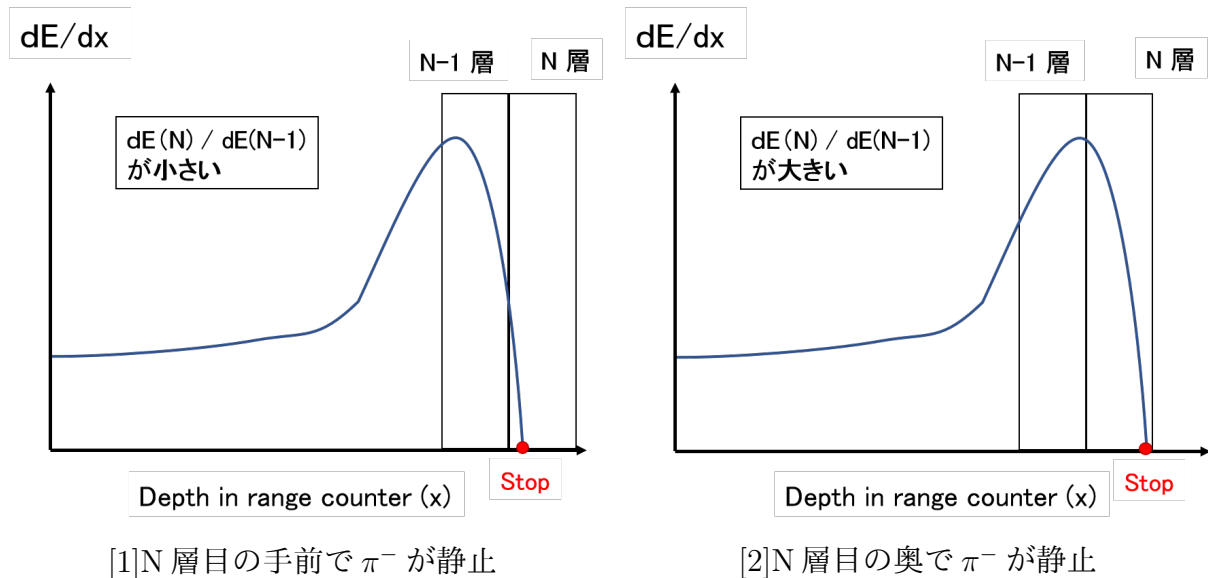


図 4.2.15: エネルギー損失比の概念図。 π^- が静止した層 (N 層目) でのエネルギー損失とその 1 つ前の層でのエネルギー損失比 $dE(N)/dE(N-1)$ の値は、 π^- が N 層目の手前で静止したときは小さく、逆に奥で静止したときは大きい。

図 4.2.16 は電磁相互作用のみのときでの π^- が静止した層での飛程とエネルギー損失比 $dE(N)/dE(N-1)$ の関係を示している。この関係では実際に π^- が止まった位置を用いている。また、 π^- の飛跡と x 軸がなす角度 θ がそれぞれ $\theta < 30^\circ$ 、 $30^\circ \leq \theta < 60^\circ$ 、 $\theta > 60^\circ$ で場合分けしている。それぞれについて 1 次式でフィッティングし、エネルギー損失がある層の中で一番奥のものを π^- が静止した層として、その層での飛程を求める。また、各層のプラスチックシンチレータで 10 p.e./MeV の光量が得られると仮定し (光電子数はポアソン分布に従う)、エネルギー分解能を設定した [15]。この関係を用いて求めた π^- のエネルギースペクトルのピークの σ と層の厚みの関係を図 4.2.17 に示す。電磁相互作用のみの場合での σ の値は層のヒット情報を用いた場合 (図 4.2.14) と比べて大きく改善出来ている。このことから、 π^- の止まった層が正しく分かればエネルギー損失比を用いた飛程の導出は有効である。しかし、実際のハドロン相互作用がある場合では、 π^- が原子核反応を起こし、他の荷電粒子が発生するため止まった層が正しく判断できないためこの方法を用いてもピークの σ の値はあまり改善していないことがわかった。

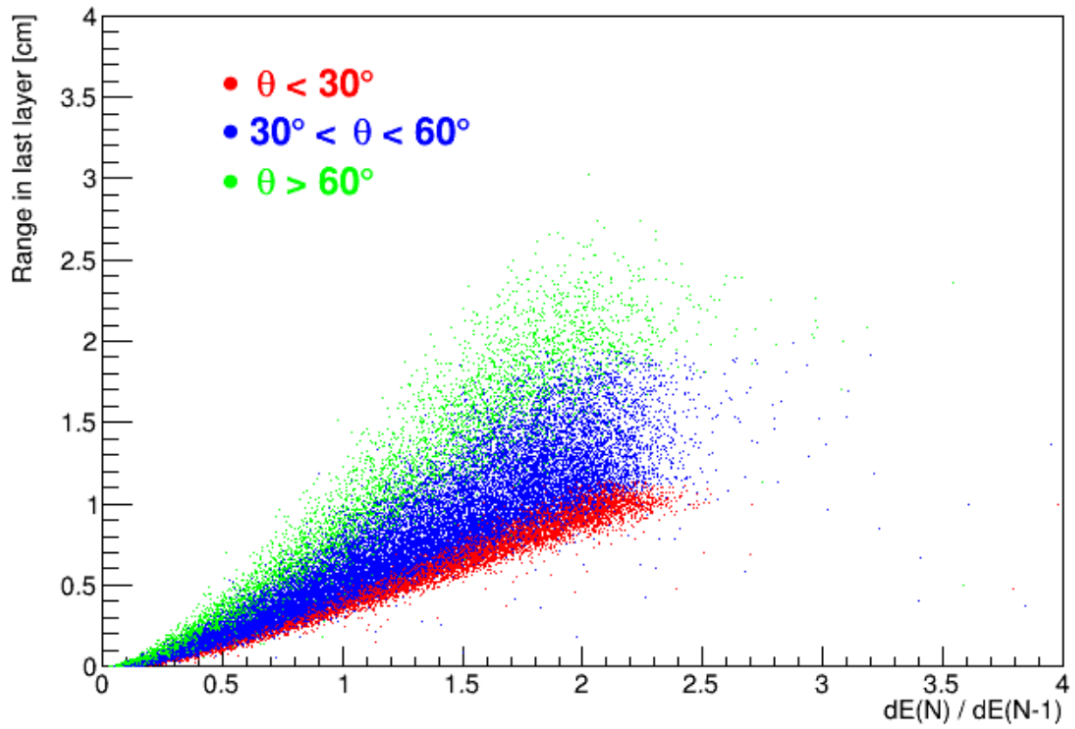


図 4.2.16: π^- が静止した層での飛程とエネルギー損失比の関係 (層の厚さ : 1 cm)

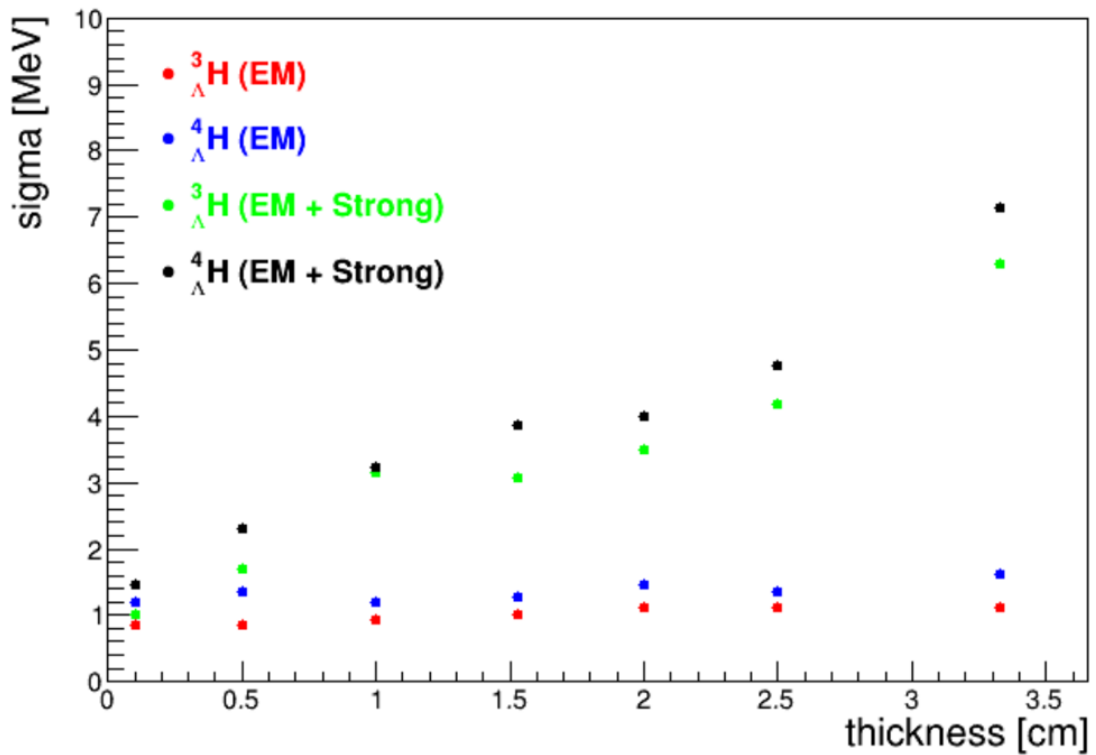


図 4.2.17: π^- エネルギースペクトルのピークの σ と層の厚さとの関係。 π^- が静止した層とそのひとつ前の層のエネルギー損失比を用いて、 π^- の飛程を決定している。

4.3 まとめと今後

本章では E63 実験で用いる 2 次ハイパー核同定用検出器システムについて述べた。2 次ハイパー核同定用検出器システムの使用目的は 2 次ハイパー核である ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の 2 体弱崩壊による π^- のエネルギーを測定し、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の生成を同定することである。同定用検出器システムは複数層のプラスチックシンチレータから成る飛程検出器と、位置検出器との構成を考えている。本研究では ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の 2 体の弱崩壊による π^- を識別できるかを検討した。層のヒット情報を用いた同定方法で (K^- , π^-) 反応点 (弱崩壊 π^- の発生点とみなす) と位置検出器から得られる π^- 角度による補正と標的、位置検出器内でのエネルギー損失の補正を行えば飛程検出器の各層の厚みが 3.3 cm 以下であれば ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の π^- を同定できることがわかった。しかし、実際の実験ではハドロン相互作用がシミュレーション通りとは限らず、バックグラウンドや解析効率なども考慮すると層の厚みが 3.3 cm の場合に ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の π^- を識別出来ない可能性は十分にあるため、今後はよりよい同定法の検討を行う。また、2 次ハイパー核同定用検出器の試作器を製作し、シミュレーション通りに π^- を同定できるか調べる。

第5章 まとめ

本研究では、J-PARC E63 実験で使用するビーム粒子位置測定用のファイバー検出器 (BFT) の製作、および宇宙線による性能評価と 2 次ハイパー核同定検出器システムのデザインを行った。E63 実験では ${}^7\text{Li}(K^-, \pi^-){}_\Lambda^7\text{Li}$ 反応を用いて、2 次ハイパー核として ${}^4_\Lambda\text{H}$ や ${}^3_\Lambda\text{H}$ を生成し、それらの γ 線のエネルギーを測定する。また、ミッシングマス法で得られる ${}^7_\Lambda\text{Li}$ の励起エネルギーに制限をかけ、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ 、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の生成領域を選択しする。さらに、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ や ${}^3_\Lambda\text{H}$ の単一の運動エネルギーをもった 2 体の弱崩壊 π^- を飛程検出器で識別し、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ や ${}^3_\Lambda\text{H}$ の生成を同定する。BFT は J-PARC K1.8 ビームラインにおいて大強度ビームの運動量解析を行うために開発されたファイバー位置検出器である。E63 実験が行われる K1.1 ビームラインにも同様の検出器が必要なため、本研究で K1.1 ビームライン用に最適化したもの新たに製作した。BFT はプラスチックシンチレーションファイバーと MPPC で構成され、今回製作した BFT は全 512ch である。また、MPPC 信号の読み出しには多チャンネル MPPC 読み出し用に開発された VME-EASIROC を用いる。宇宙線による性能評価テストでは、BFT の全チャンネルにおいて、平均光電子数 30 程度の一様な光量が得られた。また、時間分解能は要求性能に達する 0.880 ± 0.02 ns が得られた。

現在デザインしている 2 次ハイパー核同定検出器システムは飛程検出器と位置検出器の構成を検討している。飛程検出器は複数層のプラスチックシンチレータ並べたものであり、2 次ハイパー核の弱崩壊 π^- のエネルギーの測定を目的する。GEANT4 によるシミュレーションにより、 π^- 角度による飛程の補正と標的、位置検出器内でのエネルギー損失の補正を行えば飛程検出器の各層の厚みを 3.3 cm 以下にすることで ${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^3_\Lambda\text{H}$ の π^- を識別できることが分かった。

関連図書

- [1] D. H. Davis, Nucl. Phys A 754(2005)3c.
- [2] M. Bedjidian et al., Phys. Lett. B 62, 467(1976).
- [3] M. Bedjidian et al., Phys. Lett. B 83, 252(1979).
- [4] A. Kawachi, Doctor thesis, University of Tokyo, 1997.
- [5] T. O. Yamamoto et al., Phys. Rev. Lett. 115(2015)222501.
- [6] C.Rappold et al., Phys. Rev. C 88(2014)041001(R).
- [7] M. May et al., Phys. Rev. Lett. 51, 2085 (1983).
- [8] H. Kamada et al., Phys. Rev. C 57(1998)1595.
- [9] M. Juric et al., Nucl. Phys. B52(1973)1.
- [10] R. Honda, K. Miwa, Y. Matsumoto, N. Chiga, S. Hasegawa, K. Imai, Nucl. Instr. Meth. A 787 (2015) 157
- [11] 松本裕樹、修士論文、J-PRAC 大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発、東北大学大学院、理学研究科物理学専攻、2013.
- [12] 塩崎健弘、修士論文、 Σp 散乱実験のための MPPC 多チャンネル読み出しシステムの開発、東北大学大学院、理学研究科物理学専攻、2015
- [13] Stphane Callier, Physics Procedia 37 (2012) 1569
- [14] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.
- [15] 松田健翔、修士論文、ハイパー核弱崩壊測定に用いる Range Counter の波長変換ファイバーによる光読み出しの最適化、大阪大学理学研究科、2009.