

修士論文

KOTO 実験上流部 beam pipe 内側に設置する
荷電粒子検出器の開発及び性能評価

京都大学大学院 理学研究科
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室
日根野 貴晶

2014 年 1 月 27 日

目次

abstract	i
第 1 章 研究背景	1
1.1 中性 K 中間子における CP 対称性の破れ	1
1.2 小林・益川理論	1
1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理	2
1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験	4
1.4.1 E391a 実験	4
1.4.2 KOTO 実験と J-PARC 加速器	4
1.5 本論文の構成	5
第 2 章 KOTO 実験	8
2.1 ビームライン	8
2.2 シグナル事象の再構成	9
2.3 シグナル事象の同定	10
2.4 KOTO 検出器	11
2.4.1 CsI カロリメータ	12
2.4.2 Barrel Veto 検出器	12
2.4.3 Neutron Collor Couter(NCC)	14
第 3 章 HINEMOS 検出器	16
3.1 上流における K_L 崩壊を起源とするバックグラウンド	16
3.1.1 予想される背景事象の概要	16
3.1.2 シミュレーションによるバックグラウンド事象数の評価手法	18
3.1.3 beam pipe からのバックグラウンド	20
3.1.4 beam pipe を覆うプラスチックシンチレータの効果	26
3.1.5 プラスチックシンチレータ起源のバックグラウンドを含めた評価	27
3.2 検出器に要求される性能	29
3.2.1 シンチレータ厚さに対する要求	30
3.2.2 beam pipe 上流端部の重要性	31
3.2.3 検出効率に対する要求	32
3.2.4 光量に対する要求	32
3.2.5 時間分解能に対する要求	34

3.3	実機の製作	37
3.3.1	module の製作	37
3.3.2	読出し部分の設計	41
第 4 章	実機の性能評価	44
4.1	線源を用いた光量測定	44
4.2	宇宙線による性能評価	45
4.2.1	KOTO 実験で記録される波形	45
4.2.2	エネルギー較正	49
4.2.3	不感率	56
4.2.4	時間分解能の評価	58
4.3	K_L ビームによる性能評価	59
4.3.1	count rate	59
4.3.2	accidental loss の評価	61
第 5 章	まとめと今後の課題	64
付録 A	2 cluster に対する運動力学的カット	66
付録 B	MB による飛跡再構成と、エネルギー較正で用いた補正	67
参考文献		71

第 1 章

研究背景

ここでは、KOTO 実験のシグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理やその探索のモチベーションについて触れた後、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索の先行実験である E391a 実験と、KOTO 実験の概要を述べる。その後、本論文の構成について説明を行う。

1.1 中性 K 中間子における CP 対称性の破れ

現在われわれが暮らす宇宙は、反物質に比べ物質が多い構成となっている。一方、宇宙創成初期においては物質と反物質は同じ数だけ存在したと考えられており、現在この間を説明するものとして有力なのが粒子と反粒子に対する物理法則の違い、すなわち CP 対称性の破れである。

CP 対称性の破れは、1964 年、J. W. Cronin, V. L. Fitch らにより行われた、中性 K 中間子を用いた実験により、初めて発見された [1]。K 中間子は s クォークを含む中間子であり、中性のものは d クォークと \bar{s} クォークからなる K^0 と、その反粒子である、s クォークと \bar{d} クォークからなる \bar{K}^0 が存在する。実際に観測されるのはこれらの線形結合からなる

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.1)$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle) \quad (1.2)$$

の 2 つの状態である。ここで ϵ は CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータである。この ϵ が 0 であれば、 K_S, K_L はそれぞれ CP 変換についての固有状態となるが、前述した 1964 年の実験で K_L が CP を破って 2π 系に崩壊することが発見され、弱い相互作用において CP 対称性が破れていることが実験的に観測された。これは「間接的 CP 対称性の破れ」と呼ばれる。

1.2 小林・益川理論

前節で触れた CP 対称性の破れは、K 中間子系の他に、B 中間子系でも発見された [2]。これらの現象は、1973 年に小林誠と益川敏英によって提唱された小林・益川理論によって説明された [3]。現在、小林・益川理論は素粒子物理学の標準理論に組み込まれている。

小林・益川理論において、CP 対称性の破れは Cabbibo-Kobayashi-Masukawa 行列 (CKM 行列) で説明することができる。CKM 行列は、弱い相互作用時のクォーク固有状態が、その質量固有状態の混合状態であることを表現するユニタリ行列である。これにより、弱い相互作用でのフレーバー遷移の起こりやすさが決まる。 V_{ij} を i クォークと j クォークの混合とすると CKM 行列は

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と表される。この CKM 行列の各要素の値は理論では予言されず、実験によって決められるべきパラメータである。従って実験との対応のよい、式 1.4 のような Wolfenstein パラメータによる表示がよく用いられる [4]。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (1.4)$$

$\lambda \sim 0.22$ で、 λ の次数から大まかに単位行列からのずれ具合を読み取ることができる。CKM 行列はユニタリ条件を満たすので、

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.5)$$

が成り立つ。ここで、 $\lambda \sim 0.22$ であることから $V_{ud} \sim 1$ とすると

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \quad (1.6)$$

となり、この3つの項が複素平面状で三角形を描くことが分かる。これを $\rho - \eta$ 平面で図示したものが図 1.1 であり、ユニタリ三角形と呼ばれる。この三角形の高さは複素位相パラメータ η によって表され、これを測定することで CP 対称性の破れの大きさを決定することができる。

1.3 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊とは、CP- から CP+ の状態へ遷移する、CP 非保存過程である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の標準理論でのファインマンダイアグラムは図 1.2 のようになり、 K_L 粒子を構成する s クォークが d クォークに遷移する。高次の弱い相互作用によって、フレーバーの変化を伴いながらも電荷は変化せずに崩壊する事象である。

図 1.2 からわかるように、s クォークは t クォークの中間状態を経由して d クォークに崩壊する。つまり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊振幅には CKM 行列の V_{ts} 、 V_{td} の2つの要素が寄与することが分かる。 K_L が K^0 とその反粒子 \bar{K}^0 の混合状態であることを考慮すると、崩壊振幅 $A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ は

$$\begin{aligned} A(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) &\sim \frac{1}{\sqrt{2}} (A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})) \\ &\propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \\ &= (A\lambda^3(1 - \rho + i\eta))(-A\lambda^2) - (-A\lambda^2)(A\lambda^3(1 - \rho - i\eta)) \\ &\propto 2i\eta \end{aligned}$$

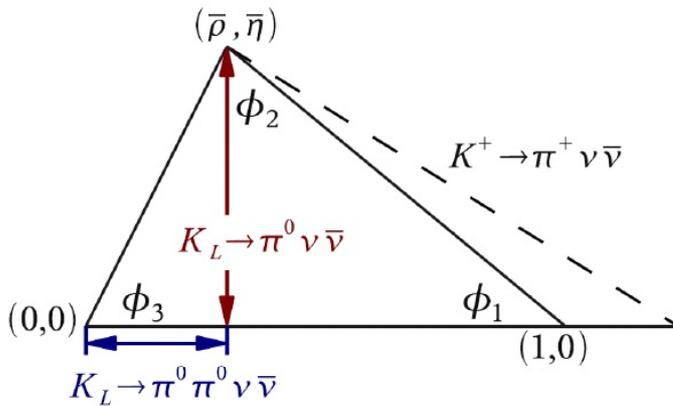


図 1.1 ユニタリー三角形。崩壊モードは、三角形上で表される長さが、その分岐比の測定によって得られることを表す。

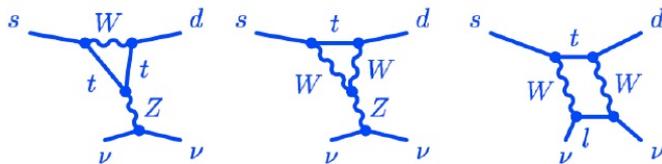


図 1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム

となり、複素共役の差をとることから、CKM 行列で複素パートを含む t クォーク遷移のみが寄与する。そして崩壊振幅は η に比例する。崩壊分岐比は崩壊振幅の 2 乗に比例しているため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比の測定は、CP 対称性の破れの大きさの決定に適している。

現在、標準理論で予想されている $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比は、 $(2.4 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ と小さい [5]。中間状態が t クォーク及び W, Z ボゾンのみからなるためエネルギースケールが高く、また実験によって求められた CKM 行列のパラメータからの抑制も大きく、標準理論分岐比が強く抑制されているためである。エネルギースケールの高さは、崩壊分岐比計算の理論的不定性を約 2% と非常に小さくするのに役立っている。

もし、標準理論を超えた未知の粒子が中間状態に寄与する場合、それによって崩壊分岐比が大きく変化する可能性がある [6]。この観点では、次の 2 点が重要である。1 つは標準理論が非常に抑制されていることから、新物理からの寄与が相対的に大きく出現する。もう 1 つは、理論的不定性が小さいことから、わずかなずれからも新物理による寄与と特定できるポテンシャルがある。そのため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比を調べることは新物理の探索に適している。

また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を通じた新物理探索の観点では、次の点も重要である。標準理論では CP 非保存は確立したが、宇宙の物質反物質非平衡を説明するには、CP の破れの大きさが不足している [7]。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ が CP 非保存過程であり、そこで発見される新物理が宇宙の物質反物質非平衡を説明するヒントになる可能性がある。この意味で、重要な測定であるといえる。

1.4 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索実験

この節では、中性 K 中間子の稀崩壊事象 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の探索実験である KOTO 実験と、そのパイロット実験である E391a 実験について概要を述べる。

1.4.1 E391a 実験

E391a 実験は茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の 12GeV-プロトンシンクロトロン (PS) を用いて 2004 年 2 月から 2005 年 12 月にかけて行われた、世界で初めて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索に特化した実験である。また、E391a 実験は KOTO 実験のパイロット実験でもあり、その検出器の一部は KOTO 実験でも引き続き使用している。以下、その概要について述べる。

E391a 実験では KEK-PS からの一次陽子ビームをプラチナターゲットに入射し、出てきた二次ビームを一次ビームに対して 4° で取り出すことで K_L^0 ビームを生成した。この K_L^0 を、ビームライン中に置かれたコリメータを通し、図 1.3 のような検出器に導き、実験を行った。ビームラインと検出器のコンセプト、信号検出原理は、KOTO 実験と同様である。

E391a 実験の結果、信号事象は見つからず、現在の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊分岐比の上限が決められており、

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} \quad (1.7)$$

となっている [8]。一方 E391a 実験の感度は、ビーム強度による K_L の統計と予測されるバックグラウンドで既に限界であり、新規の高感度実験である KOTO 実験を準備した。

1.4.2 KOTO 実験と J-PARC 加速器

茨城県東海村に建設された大強度陽子加速器施設 (Japan Proton Accelerator Research Complex, J-PARC) で行われている、世界初の $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊事象の発見、及びその分岐比の測定を目的とした実験である。J-PARC による高強度ビームによって統計を稼ぎ、またビームライン・検出器を E391a 実験から改良することによって、E391a 実験よりも高統計・低バックグラウンドの実現を目指している。

実験が行われる J-PARC の全体図を図 1.4 に示す (図中の記述と現状は異なる)。J-PARC では陽子を、まずリニアックにより 181MeV まで加速 (400MeV までアップグレード中) し、RCS(Rapid Cycle Synchrotron) により 3GeV、MR(Main Ring) と呼ばれるシンクロトロンにより 30GeV まで加速する。この陽子を、ハドロン実験施設へ”遅い取り出し”と呼ばれる取り出し方で、2 秒間の間に滑らかに取り出していく。

ハドロン実験施設は図 1.5 のようになっており、この陽子ビームを T1 標的と呼ばれる

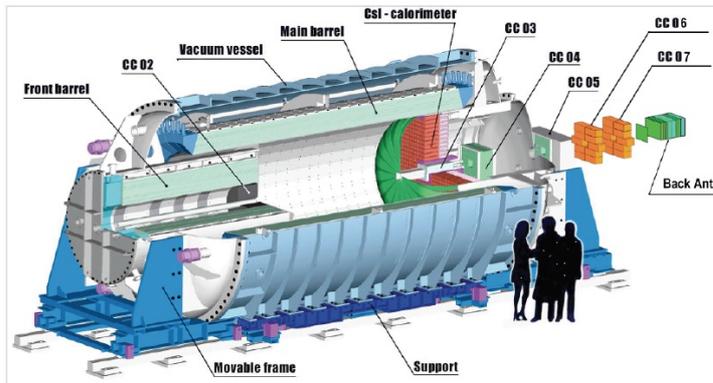


図 1.3 E391a 実験検出器



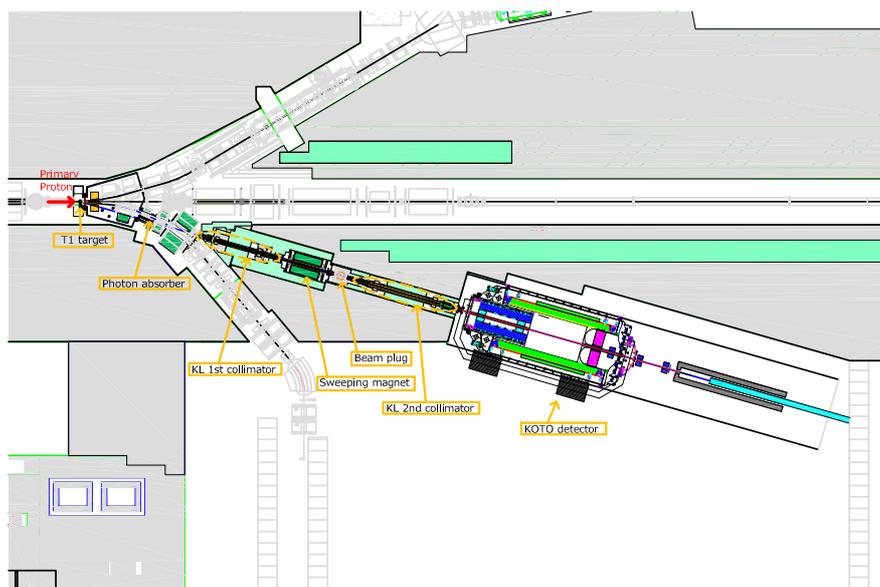
図 1.4 J-PARC の概観。KOTO 実験はハドロン実験施設で行われる。

一次標的へ導く。ここで反応した二次粒子を各種ビームラインに導くことで実験を行う。このうちの 하나가 K_L ビームラインであり、そこで KOTO 実験を行う。

表 1.1 に KOTO 実験の経過を示す。2013 年 4 月に全検出器のインストールを終え、5 月に物理データ取得を行った。現在はその解析を進めながら、次のデータ取得へ向け新たな検出器の開発・インストールの準備を行っている。実験原理等の詳細については、2 章で述べることとする。

1.5 本論文の構成

次の 2 章で、KOTO 実験の実験原理やビームライン、検出器全体について述べる。その後 3、4 章で、本修士論文の主題である”KOTO 実験上流部 beam pipe 内側に設置する

図 1.5 ハドロンホールと K_L ビームライン

荷電粒子検出器”について詳述する。3章ではその動機と要求、製作についてまとめ、4章では性能評価についてまとめる。この検出器は KOTO 実験における真空槽内部の検出器の一つである。私が 2012 年に修士として入学してすぐに開始した検出器プロジェクトであり、私が中心となって設計開発・製作及び性能評価を行った。同年 12 月には KOTO 検出器にインストールし、実際のビームを用いた評価をしつつ、物理ランまで運用、評価を行った。その後、検出器の解析も進め、理解を深めた。5章でまとめを行い、本論文を締めくくる。

2006 年 4 月	proposal 提出	
2009 年 2 月	ハドロンホール初 beam	1 次ビームシールド評価
2009 年 4-9 月	KL ビームライン建設	
2009 年 9 月	実験課題本採択	
2009 年 10-翌 3 月	KL ビームライン初ビーム	ビームライン評価ラン (コリメータ調整、KL 生成数等)
2010 年 5 月	カロリメータ建設開始	
2010 年 10-11 月		部分カロリメータ評価ラン
2011 年 2 月	カロリメータ建設完了	
2011 年 3 月	東日本大震災 J-PARC 復旧 検出器ダメージ評価及び対策	
2012 年 2 月		フルカロリメータ評価ラン
2012 年 6 月	荷電粒子検出器インストール	荷電粒子検出器及び カロリメータ評価ラン
2012 年 10-11 月	真空テスト (カロリメータ 及び荷電粒子検出器)	
2012 年 12 月	真空槽内検出器インストール	大気圧エンジニアリングラン
2012 年 1 月		真空エンジニアリングラン
2013 年 3 月	下流部検出器インストール	調整ラン (加測器故障で終了)
2013 年 4 月	全検出器インストール完了	短期調整ラン
2013 年 5-6 月		1st 物理ラン
2013 年 6 月	J-PARC 事故	

表 1.1 KOTO 実験の経過

第 2 章

KOTO 実験

この章では、KOTO 実験の全体について述べる。まずビームラインの設計について述べ、次にシグナル事象の同定方法、最後に検出器全体の説明を行う。

2.1 ビームライン

まず、KOTO 実験で用いる K_L ビームラインについて述べる。陽子シンクロトロンから取り出された陽子ビームを T1 標的と呼ばれるターゲットに照射、生成した二次粒子を 16° 方向に引き出し、2つのコリメータで細く絞る。T1 標的以降のビームラインの概略図を図 2.1 に示す。二次粒子及びその崩壊により生成される粒子のうち、電荷を持つもの

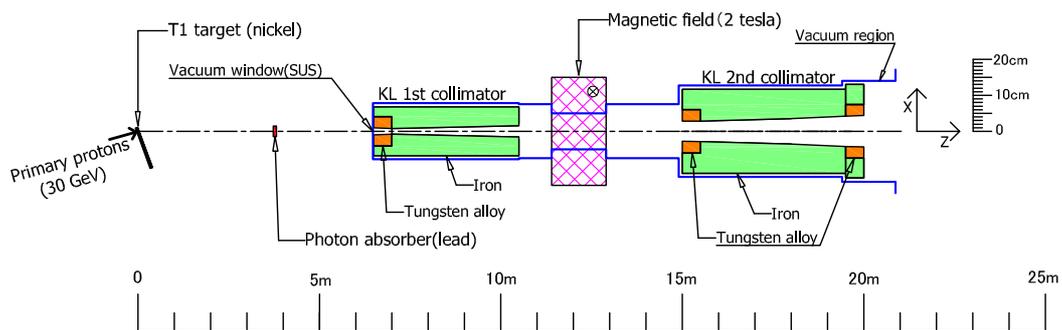


図 2.1 ビームラインの概略図

は、2つのコリメータの間に設置された Sweeping Magnet と呼ばれる電磁石によって除去される。また、標的から第2コリメータ下流端のビーム取り出し口までの距離は20mあり、中性粒子のうち短寿命のものは途中で崩壊する。さらに、第2コリメータの前には鉛の γ アブソーバが置かれ、 γ をできるだけ排除している*1。結果ビームラインを抜けてくる粒子は、中性長寿命の、 K_L 、中性子、 γ となる。これらのうち、 K_L のみが下流の検出器中で崩壊するため、この崩壊粒子を検出することでKOTO実験を行う。

KOTO実験の K_L ビームにおいて重要な点は2つある。1つは、その細さである。KOTO実験では、イベントの再構成の際に K_L がビーム軸上にあったことを仮定するので、 K_L ビームが細く絞られていることが重要になる。また、KOTO検出器最下流では、このビーム中にも検出器を設置し稼働させる。この負担を減らす意味合いでも、ビームを細く絞り、ビーム中検出器の領域を狭めることが必要である。もう1つは、 K_L ビーム周辺に存在する中性子(ハロー中性子)の数を抑制することである。これは、ハロー中性子と検出器が相互作用することにより発生する、バックグラウンドの数を抑制することを目的としている。この2つの点を満たすため、2段のコリメータの形状を工夫している。

2.2 シグナル事象の再構成

KOTO実験は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索を目的としている。終状態の粒子のうちニュートリノは物質と相互作用しにくいので、シグナル事象で観測されるのは π^0 が瞬時に崩壊して生成される 2γ *2のみとなる。

本実験では、崩壊領域下流に約2700本のCsI結晶からなるCsI電磁カロリメータを設置し、そこで 2γ の入射位置とエネルギーを測定する。これらの情報をもとに、以下の2つの仮定を用いて、シグナル事象の再構成を行う。

まず、観測された 2γ の不変質量が π^0 の質量(M_{π^0})と同じであることを仮定する。図2.2に示したように、2つの γ のエネルギーを E_1, E_2 、また運動量を \vec{P}_1, \vec{P}_2 、そのなす角を θ とすると、次の関係が導ける。

$$\begin{aligned} M_{\pi^0}^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2 \\ &= 2E_1E_2 - 2E_1E_2\cos\theta \\ \cos\theta &= 1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{2E_1E_2} \end{aligned}$$

このように、2つの γ のエネルギーというCsIカロリメータの測定値から、そのなす角 θ を求めることができる。

次に、 π^0 がビーム軸上で崩壊したことを仮定する。2つの γ のカロリメータ上での位置は特定できているので、これらとビーム軸上の点を結ぶ2本の直線のなす角が θ となる z 位置を求めれば、崩壊点を再構成できる。この崩壊点の z 座標を、 Z_{VTX} と呼ぶ。

最後に、崩壊点から2つの γ の4元ベクトルを決定でき、 π^0 の4元ベクトルもその和として完全に再構成できる。この π^0 の横方向運動量 P_T は、

*1 KOTO実験最下流部には、このビーム中にも γ 線検出器を設置し、 K_L 崩壊由来の γ を検出する。これを稼働させるため、ビーム起源の γ の寄与を極力減らしている。

*2 π^0 の 2γ への崩壊分岐比99.8%

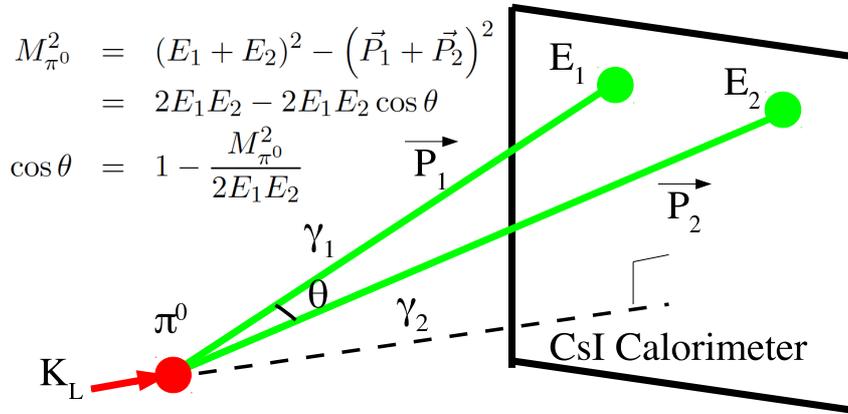


図 2.2 π^0 再構成の概念図

$$P_T = \sqrt{(P_x^{\pi^0})^2 + (P_y^{\pi^0})^2} \tag{2.1}$$

で表すことができる。 $P_x^{\pi^0}, P_y^{\pi^0}$ は π^0 の運動量の x 成分と y 成分である。

次節で述べる、バックグラウンドを削減し、シグナルを同定する際、特にこの P_T 及び Z_{VTX} は重要な役割を果たす。

2.3 シグナル事象の同定

非常に小さい分岐比である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を、大量のその他の K 中間子の崩壊 (バックグラウンド) から区別して、同定することが KOTO 実験の鍵である。シグナル事象の特徴は、 π^0 起源の 2γ のみである。一方、バックグラウンド事象の特徴は、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊を除いて、他の全ての崩壊は、終状態に 2 個以上の荷電粒子を含むか、4 個以上の γ を含む。これらの削減は、崩壊領域を検出器で覆い、荷電粒子及び γ を漏らさず検出することで可能である。KOTO 実験の検出器の設計思想は、高検出感度の hermetic veto ということになる。

終状態がシグナルと同じ 2γ の $K_L \rightarrow 2\gamma$ については、以下のように識別する。カロリメータが 2γ を検出すると、信号事象として、その 2γ から π^0 を再構成する。この時、 K_L 自体が細く絞られ横方向運動量が小さいため、 2γ から再構成された π^0 について、横方向運動量が小さいという特徴がある。一方、信号事象はニュートリノによる運動量損失があるので、 π^0 の横方向運動量 P_T は大きな値を持つ。この差を用いて、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ を削減し、シグナルを同定する。KOTO 実験の細く絞ったビームにより、この手法が保証され

ている。

最後に、ハロー中性子起源のバックグラウンドについても述べる。コリメータの箇所でも触れたが、細く絞ったビームの中には中性子が含まれ、その kinetic energy は数 GeV までにわたる。さらに、そのビーム周囲にも、絞りきれなかった中性子が僅かに存在し、ハロー中性子と呼ばれる。この中性子は、ビーム近傍の検出器に入射し、検出器物質との相互作用から、 π^0 を生成することができる。この π^0 が崩壊し、2つの γ がカロリメータで検出されると、信号事象と同様となる。この崩壊点は、ビーム近傍の検出器領域に再構成されるため、 Z_{VTX} による制限を掛けることで、削減出来る。ところが、以下のように、カロリメータで γ のエネルギーを測定し損なうことがある。

- γ がカロリメータ中で中性子を生成し、この中性子がエネルギーを持ち去り、 γ のエネルギーを実際より低く測定する。
- γ のシャワーがカロリメータより漏れ、エネルギーを実際より低く測定する。
- 中性子が π^0 を生成する際に、同時に他の粒子も生成し、それが γ シャワー中に足されて、エネルギーを実際より高く測定する。

こういったケースでは、 π^0 再構成の際、崩壊点が間違っ再構成される為、 Z_{VTX} の制限では落としきれないケースも稀に存在し、バックグラウンド源となる。この観点では、ビーム近傍の検出器については、ビームの中心に近づくと、急激に中性子フラックスが上昇するので、十分ビームから離れるよう設計することが重要である。

これまでで、信号事象の同定には、hermetic veto、 P_T 及び Z_{VTX} の制限が重要であることを述べた。実際には、検出された2つの γ に対してさらに運動力学的な制限を掛ける。これについては、付録で説明する。

2.4 KOTO 検出器

この節では、KOTO 実験の検出器について述べる。実験原理でも述べたように π^0 からの 2γ のみであることを保証することが鍵である。これを実現するコンセプトは図 2.3 のようになり、 π^0 からの 2γ を捉えるカロリメータを用意し、その上流部に decay volume を設け、その周囲を隙間なく高感度の検出器 (Veto 検出器) で覆う、というものになる。細く絞られた KL ビームをこの中心軸上に導き、かつその最下流部には、このビーム中にも Veto 検出器を設置し、ビーム中へ逃げていく粒子も捉える。

図 2.3 の CsI Calorimeter と書かれている部分が、カロリメータで、その上流部が decay volume、その他全ての検出器が Veto 検出器である。本論文の主題となる検出器、上流部 beam pipe 内側に設置する荷電粒子検出器が、図中の HINEMOS であり、これについては特殊な役割があり、第3章で詳述する。

この検出器は、NCC の beam pipe 内側に設置される。NCC はこの主題となる検出器の導入の動機となった検出器であり、かつ周囲に存在することから、宇宙線による較正及び性能評価に利用する。さらにその最も外側に存在する、Main Barrel も同様、宇宙線を用いた較正、性能評価に利用する。本論文では、CsI カロリメータについて簡単に記述し、特に関連の深い Main Barrel、NCC について説明する。

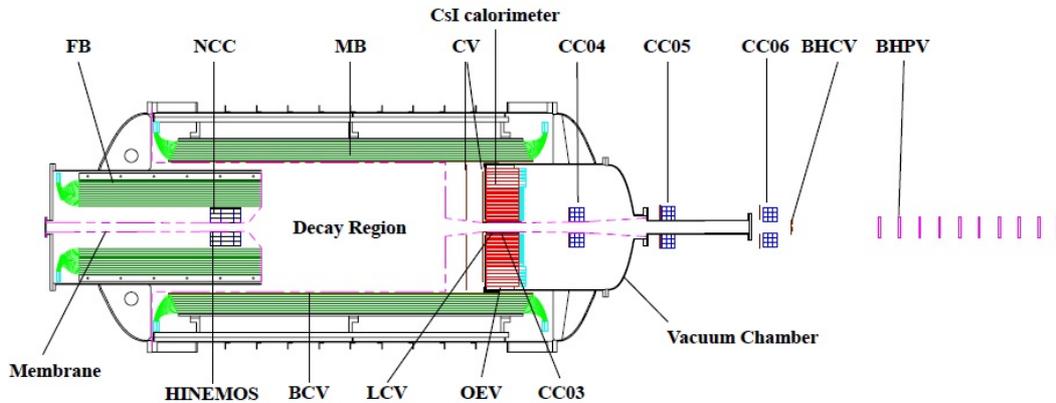


図 2.3 KOTO 実験検出器群を横から見た断面図。

2.4.1 CsI カロリメータ

CsI カロリメータは CsI 結晶 2716 本から構成される直径 1.9m の円形電磁カロリメータである。中心部に $25 \times 25 \times 500\text{mm}^3$ の CsI 結晶を 2240 本、外側に $50 \times 50 \times 500\text{mm}^3$ の CsI 結晶を 476 本敷き詰めた構造で、中心部にはビームを通すための $200 \times 200\text{mm}^2$ の正方形方ビームパイプが設置されている。図 2.4 に、写真を示す。これによって崩壊からの γ をとらえそのエネルギーと入射位置を測定し、前節で述べた π^0 の再構成を行う。

2.4.2 Barrel Veto 検出器

Barrel Veto 検出器は、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$ 崩壊などで生じた余剰粒子を検出することを目的としており、崩壊領域上流部を覆う Front Barrel(FB) と崩壊領域を覆う Main Barrel(MB) がある。FB、MB は鉛とプラスチックシンチレータを積層したサンプリングカロリメータであり、波長変換ファイバーを通して PMT で読み出す。今回の解析では MB の情報も使用するの、その構造を簡単に説明する。

MB は、ビーム軸方向の長さ 5.5m、内径 2.0m、外径 2.8m の円筒型をしている (図 2.5)。これは 32 個の module をアーチ上に組み上げたもので、個々の module は断面が台形の柱状の形をしている (図 2.6)。各 module は 5mm 厚のプラスチックシンチレータと 1mm 厚の鉛を交互に積層しており、各層のシンチレータに埋め込んだファイバーを通して PMT で信号を両端から読み出している。PMT 読出しは内側の 15 層と外側の 30 層をそれぞれまとめて読み出しており、上下流と内側・外側で計 128ch の読出しチャンネルが存在する。

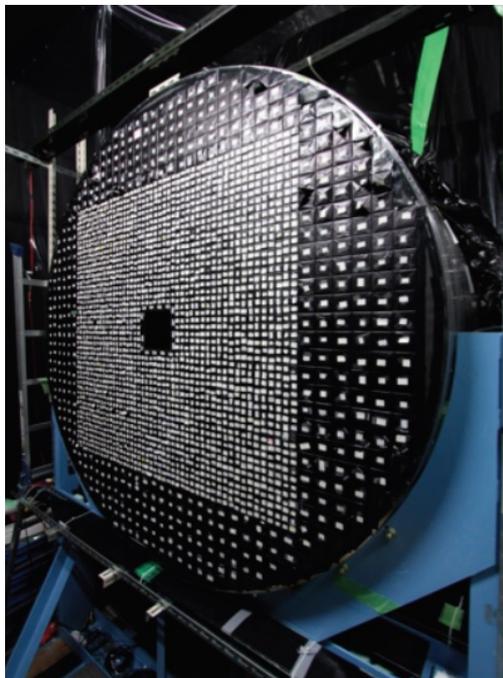


図 2.4 CsI カロリメータを上流からみた写真

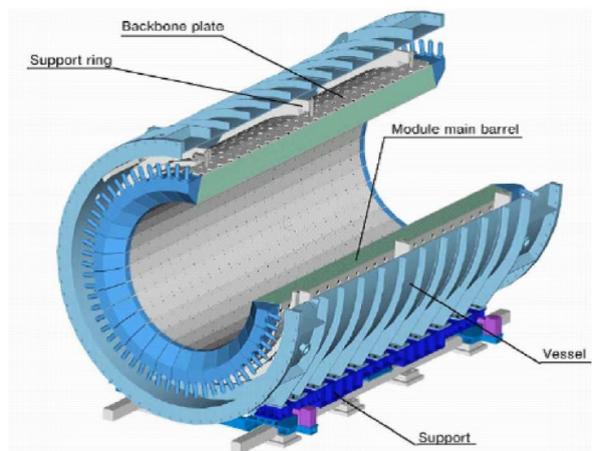


図 2.5 MB の外形。アーチ上に積み上げた module を、外側のサポートリング等で支持している。

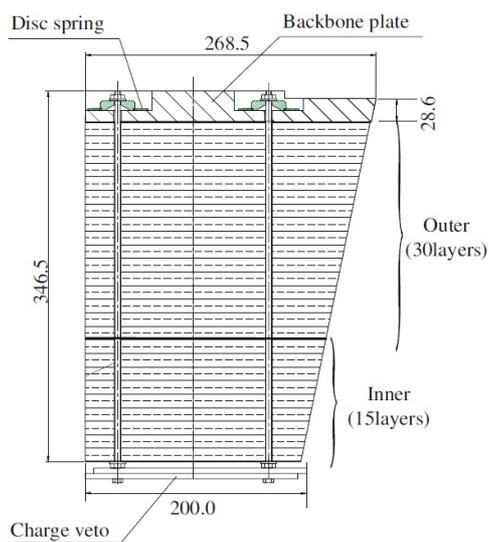


図 2.6 1 module の形状。下が内側になり、最内層には Barrel Charged Veto(BCV) が設置されている。

2.4.3 Neutron Collor Couter(NCC)

NCC は decay volume 上流部に位置し、Collar の名の如く、beam 近傍で、beam 軸の周りを取り囲んでいる。他の検出器同様、decay volume からの K_L 崩壊事象を削減する。さらに、decay volume の入りを絞り、NCC よりも上流部からの K_L 崩壊事象を抑制する役割も担う。一方、ビームに近いこと、ハロー中性子による π^0 生成によるバックグラウンド源にもなる。NCC ではこれを抑えるために、undoped CsI 結晶を用いた。CsI 結晶は γ に対しては短い放射長 (1.85cm) をもち、かつ中性子に対しては長い反応長 (36.5cm) をもつ。この特徴によって γ 線の阻止能を保ちつつ、中性子との相互作用を削減し、バックグラウンドそのものの発生を抑制している。また、不感領域のなるべく少ない構造とし、中性子反応が起こった際にはそのエネルギー損失を検出できるようにしている。

NCC にはもう一つ目的がある。それは、ビームに近いことを逆に利用して、ハロー中性子フラックスの実測をすることである。このためには、 K_L 起源の γ 線と弁別して、中性子を検出する必要がある。このため、CsI 結晶をビーム軸方向にも分割し、 γ 線と中性子のシャワー発展の差を捉えられるようにしている。この奥行き方向の読み出しは、CsI 結晶からの発光を、波長変換ファイバーを用いて読み出すことで実現した。NCC は、奥行き方向の分割もあり、合計 152 本の CsI 結晶から構成されている。これを module 化し 56module としているが、このうち 48module は 66mm 角の CsI 結晶 3 本 (長さ 148mm, 200mm, 96mm) を、ミラーを挟んで縦に接着しており、側面にファイバーを埋め込んだアクリル板を取り付けることで個別の信号読み出しを可能にしている。読み出しチャンネルとしては、3 結晶の発光を同時に読み出す”common”と、各結晶の発光を独立に読み出す”front”、”middle”、”rear” の 4ch がそれぞれの module に存在する。この module の概念図を、図 2.7 に示す。残りの 8module は outer module と呼ばれ、外側に設置されている。こちらは波長変換ファイバーを用いず、結晶に PMT を直接設置しており、1module につき 1ch の読み出しである。本論文では、この分割の多さを利用して、宇宙線トラックの選択に用いた。

NCC 検出器では、ビーム軸を避けて結晶を積み上げるために、中央部に支える構造が必要であり、それを達成するために 2mm 厚、およそ 14cm 角の炭素繊維強化プラスチック (CFRP) 製のビームパイプを備えている。本論文の主題となる荷電粒子検出器は、この内壁に設置する。これらの module を円筒型に積み上げた様子を、図 2.8 に示す。

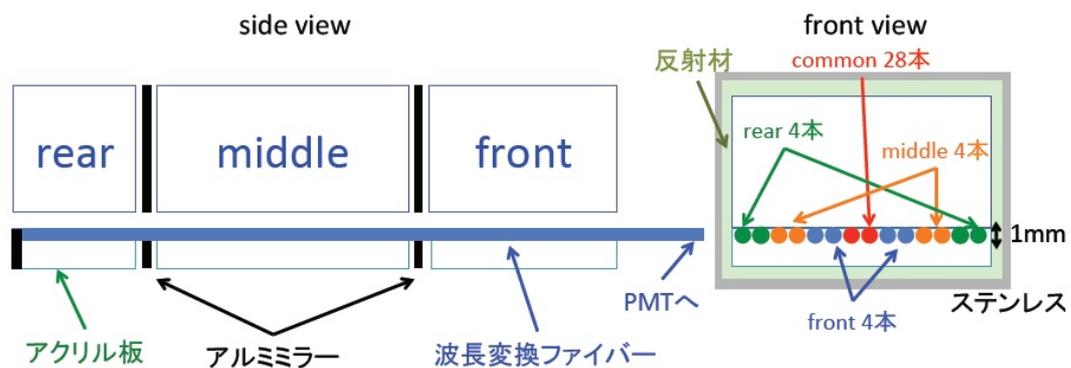


図 2.7 NCC の module の構造。左は横から見た図で、ビームは右方向から入射する。front, middle, rear の各結晶のサイズは縦横が $7 \times 7\text{cm}^2$ 、長さがそれぞれ、15cm, 20cm, 10cm である。右の図は同じ module を上流側から見たもの。

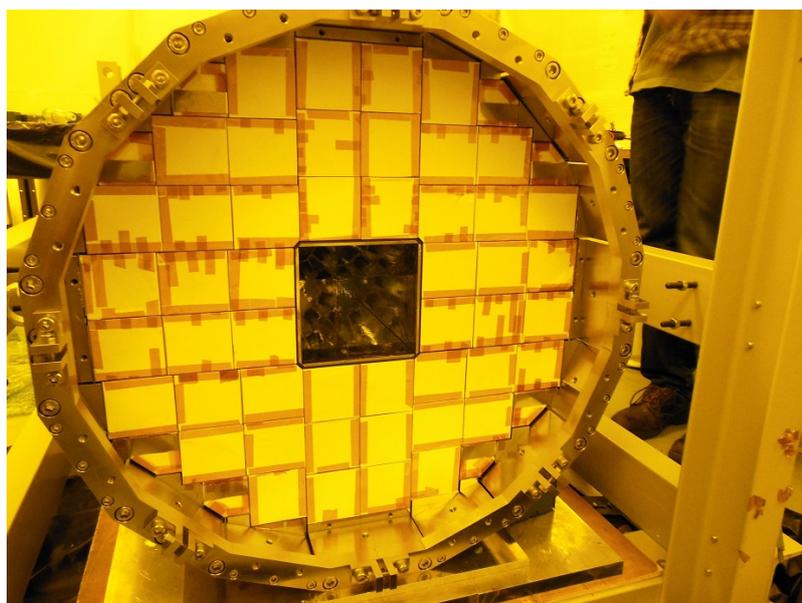


図 2.8 完成した NCC を下流側から見た写真。最内層に CFRP 製 beam pipe と、本論文で述べる荷電粒子検出器”HINEMOS”がある。

第 3 章

HINEMOS 検出器

この章では、まず HINEMOS 導入の動機について説明し、その後シミュレーションに基づいて導かれる HINEMOS への要求性能と、その製作を達成するような設計・及び製作についてその詳細を述べる。

まず 1 節で、上流 beam pipe 内で π^- が起こす荷電交換反応 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ により発生するバックグラウンド事象の数の見積り、及びそれに対して HINEMOS の導入が有効であることの説明を行う。次に 2 節で、十分にバックグラウンド事象を抑制するため、HINEMOS に要求される性能についてまとめる。最後に 3 節で、要求性能を達成するための実機的设计、及び製作について述べる。

3.1 上流における K_L 崩壊を起源とするバックグラウンド

この節では、シミュレーションに基づき、NCC 検出器の上流部 beam pipe で起こる $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ 反応由来のバックグラウンド数の見積り、及びそのバックグラウンドへの対策としての”HINEMOS”検出器の開発について述べる。

3.1.1 予想される背景事象の概要

この節では、 K_L が KOTO 検出器の上流側で崩壊して π^- を生成した場合、起こることが予想されるバックグラウンド事象について、その概要を述べる。

2 章で説明したように、第 1 コリメータよりも上流で発生した荷電粒子は Sweeping Magnet により beam 中から取り除かれる。しかし、Sweeping Magnet よりも下流で K_L が崩壊し荷電粒子を生成した場合、それらは K_L とともに KOTO 検出器エリアに入ってくる。 K_L を起源とする荷電粒子は正負のペアで生成され、またそれらは電荷を持つゆえに容易に検出できるため、ほとんどの場合 veto 検出器によって排除することが可能である。

しかしながら、 K_L が第 2 コリメータ内で崩壊した場合は、片方の荷電粒子を含むほかの崩壊粒子が第 2 コリメータの内壁に入射すると検出不可能となり、もう片方の荷電粒子がバックグラウンドの起源となりやすくなる。例えば第 2 コリメータ内で生成された π^- 粒子が単独で KOTO 検出器エリアに入り込み、decay volume 上流の不感な物質と荷電交換反応 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ を起こした場合、生成した π^0 からの 2γ がカロリメータに入

射する恐れがある。これは π^0 からの 2γ のみであるため、シグナル事象と誤認しやすい。このバックグラウンドは、カロリメータの情報から再構成した π^0 の崩壊点にカット条件をかけることで、除去が可能である。しかしながら、 γ が形成した電磁シャワーがカロリメータから外に漏れたり、 γ が原子核と相互作用し、中性子がエネルギーの一部を外に持ち出した場合、再構成に失敗し崩壊点が signal box 内に入り込み、除去できない恐れがある。特に signal box 上流に設置される NCC 検出器の最内層には、炭素繊維強化プラスチック (CFRP) 製の beam pipe(以後、beam pipe と表現する) が設置されている。これは以下の 3 点より、バックグラウンドになりやすい (図 3.1)。

- beam に対し dead material が露出しており、veto の術がない点。
- signal box に近く、崩壊点の再構成に失敗した場合に、このカットをくぐり抜けやすい点。
- 直後に decay volume が開けており、カロリメータに 2 個の γ が入射する acceptance が比較的大きい点。

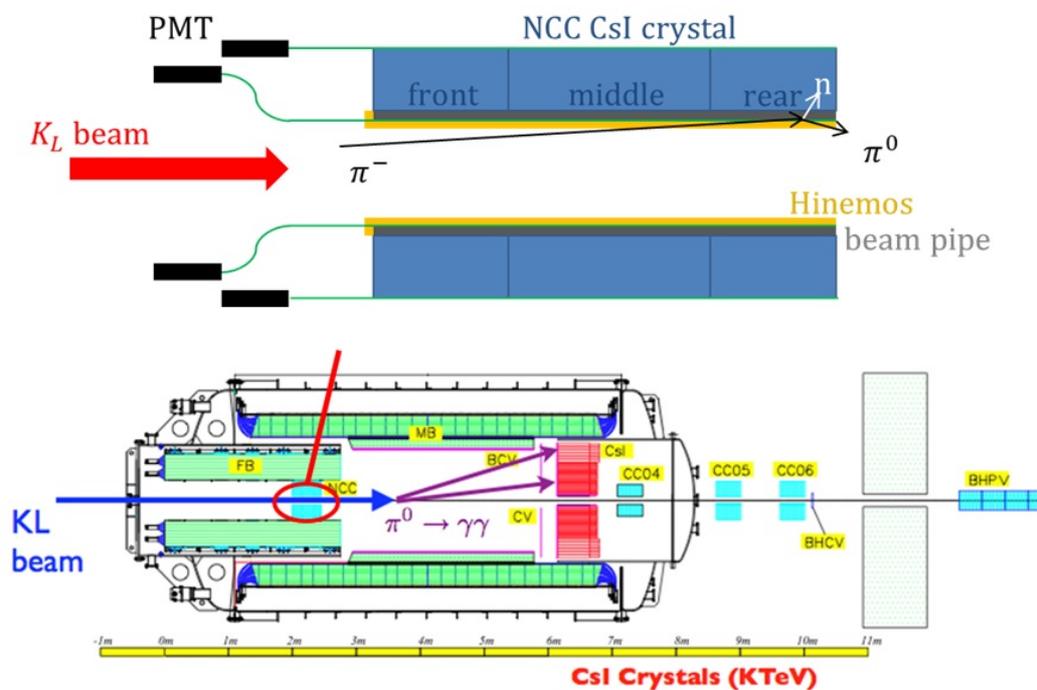


図 3.1 π^- 由来の BG のイメージ図。NCC の配置を下に、NCC の最も beam 軸に近い部分を拡大した図を上に記載した。上図の黒色部は beam pipe であり、ここに入射する π^- 粒子を veto するために、橙色で示したような荷電粒子検出器を考案した。

さらに、 $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ 崩壊など、 π^- 粒子を生成する K_L 崩壊モードは非常に大きな分岐比をもつ (表 3.1) ため、バックグラウンド事象数が標準理論の予測するシグナル事

象にくらべ無視できない値となる可能性がある。これを防ぐための方法としては、beam

崩壊モード	分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	0.4055 ± 0.0012
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	0.2704 ± 0.0007
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.1254 ± 0.0005
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.966 \pm 0.010) \times 10^{-3}$

表 3.1 π^- を生成する主要な K_L 崩壊モードと、その分岐比

pipe を荷電粒子に対して有感な検出器で覆い、入射してくる π^- を検出し veto にかけるという手法が有効であると考えられる。

そこで、次節以降シミュレーションによるバックグラウンド事象数の見積もりについて述べる。まず、 K_L の崩壊から生成される π^- が beam pipe と反応することにより発生するバックグラウンドの数の見積りを行い、次にそこに beam pipe を覆うプラスチックシンチレータを導入した場合にどの程度バックグラウンドを抑制できるかを評価した。最後にプラスチックシンチレータ自身の中で反応が起こった場合これもバックグラウンド源となるので、検出器自身でこれを十分抑制できるのかを評価した。

3.1.2 シミュレーションによるバックグラウンド事象数の評価手法

ここでは、前述したバックグラウンドについてのシミュレーション手法について述べる。2.1 で説明したように、第1コリメータより上流で発生した荷電粒子は Sweeping Magnet により beam から取り除かれる。従って、ここで問題となるのは Sweeping Magnet よりも下流で崩壊した K_L 由来の π^- である。今回は、 π^- 粒子を生成する崩壊モードの中でも分岐比の大きい、 $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ 崩壊起源の π^- について、Geant4 をベースとしたシミュレーションを用いてバックグラウンド数の見積りを行った。

シミュレーションで用いる geometry について述べる。今回のシミュレーションでは、全ての KOTO 検出器に加えて、ビームラインの第2コリメータと、beam pipe 内部のプラスチックシンチレータを新たに導入した。以下、これらについて詳しく説明する。

通常の KOTO シミュレーションでは、ビームライン出口 (第2コリメータ出口) から K_L を生成させ、検出器との相互作用をシミュレーションしていく。今回は特別に、さらに上流から K_L を生成し、第2コリメータの壁で粒子が消滅することもシミュレートする必要がある。そこで、まず第2コリメータの geometry を導入した。コリメータは鉄、タングステンで構成される。

ここで、座標系のとり方について説明しておく。座標系のとり方は、KOTO 検出器の Front Barrel 検出器中央上流端を原点、beam 方向を z 軸正の向きとした座標系をとる (以後、KOTO 検出器座標と表現する)。実際の KOTO 実験のビームラインを図 3.2 に示す。下の数値は target からの距離を表している。第2コリメータの下流端から 1.5m の位置に Front Barrel 検出器の上流端が対応し、そこが本文中で $z=0$ を意味する箇所である。

次に、beam pipe 周辺の geometry を導入した。今回この beam pipe に当たる π^- を

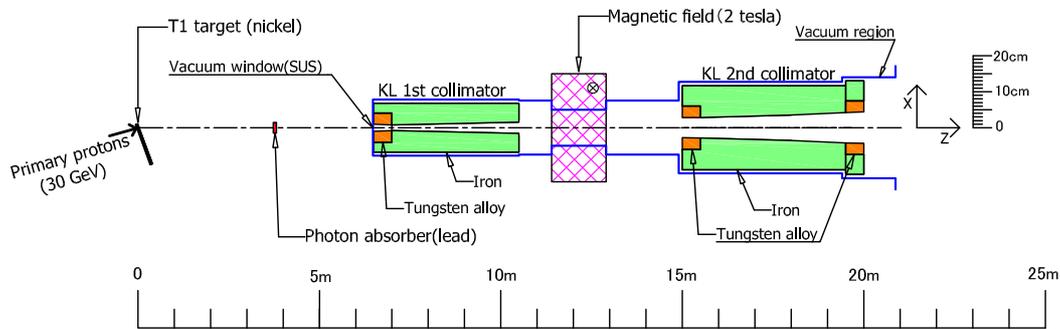


図 3.2 KOTO 実験ビームラインの図。下の数値は target からの距離を表す。図中の 2nd collimator は第 2 コリメータを意味する。第 2 コリメータの下流端から 1.5m の位置に Front Barrel 検出器の上流端が対応し、そこが本文中で $z=0$ を意味する箇所である。

評価するのだが、その次にこの beam pipe を覆うプラスチックシンチレータの効果も見積もることになる。予めこれを見越して、最初からこのプラスチックシンチレータを導入して、シミュレーションを進めた。プラスチックシンチレータの厚みは 3mm として、beam pipe 上流及び内側を、L 字のような形で覆った。厚さを 3mm とした理由は、3.2.1 で後述する。プラスチックシンチレータの厚みが薄いので、beam pipe の寄与を見積もる際は、プラスチックシンチレータがないとして、このシミュレーションの結果で見積もった。極僅かに、 π^- がプラスチックシンチレータ中で消滅する効果があるが、これは 10^{-4} 程度の確率であり無視した。

次にシミュレーションの手順について説明する。 K_L 数については、KOTO 実験の最終感度に対応する統計分は最低必要である。KOTO 実験の最終感度は、一次陽子ビームの強度 300kW で計算する (T1 標的で、 2×10^{14} 陽子/3.3 秒繰り返し)。これで運転期間は、 3×10^7 秒 (一年のおよそ 1/3 の運転時間で、3 年間) である。ビームライン出口での、 K_L の生成数はすでに実験で評価出来ており、 2×10^{14} 個の一次標的陽子あたり、 $1.9 \times 10^7 K_L^{*1}$ である。以上より次のように計算できる。

$$1.9 \times 10^7 \times (3 \times 10^7 / 3.3) = 1.7 \times 10^{14} K_L \quad (3.1)$$

*1 Ni 製のターゲットでの値

である。実際は、ビームライン出口より上流から生成させるので、若干必要な統計は増えるが、いずれにしても、この莫大な量をまともにシミュレーションするのは、所用時間の観点で、到底不可能である。

このため、シミュレーションでは以下のような step を踏んで見積もった。各 step で収集した粒子 seed に対して、乱数 seed を変えて、繰り返し利用することで効率化を図っている。

step1 K_L を $z=-5500\text{mm}$ (beam line 出口から 4m 上流) の位置から発射し、 $z=-5000\text{m}$ ~ 2700m の間で崩壊した K_L のみの情報を残す。この時、 K_L はすべて $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$ 崩壊 (Ke3 崩壊) させる。beam pipe 周囲のシンチレータ表面でいったんシミュレーションを止め、 π^- を集めて、以降のシミュレーション用の π^- seed とする。この際 e^+ により一定以上のエネルギー損失するものは veto 可能として除外する。

step2 π^- seed に対して、フルシミュレーションを行い、beam pipe またはこれを覆うプラスチックシンチレータ中で生成した π^0 のみを集め、次のステップの π^0 seed とする。この際、シンチレータ以外の検出器での、energy deposit が一定以上であれば、veto できたものとして、除外する。シンチレータでの energy deposit 情報は保存して、後の評価に利用する。

step3 π^0 seed を用いて、フルシミュレーションを行い、カロリメータで 2 クラスタを形成したイベントを集める。Veto 検出器で、ある energy deposit 以上があった事象は排除し、また 2 クラスタの情報から、シグナル事象同様の再構成プロセスを施したうえで、最後に signal box に残る事象数を評価する。beam pipe の寄与を評価する際は、 π^0 seed で、beam pipe の中で出来たものだけを評価する。beam pipe を覆うプラスチックシンチレータの veto 能力についての評価は、この事象にプラスチックシンチレータの energy deposit でのカットを施すことで評価する。

3.1.3 beam pipe からのバックグラウンド

まずは、beam pipe 内で生成される π^0 バックグラウンドの数について評価した。前節の Step1,2,3 の 3 段階でシミュレーションを進めた。以下、各段階について説明する。

Step1

上記の z 座標の範囲で K_{e3} 崩壊した K_L を由来とする π^- 粒子が、beam pipe 周辺*2にあたったイベントに対して、以下のカットを適用した。

- $z = -5.0\text{m}$ から $z = 2.7\text{m}$ の範囲で崩壊した K_L が親粒子である
- π^- 粒子が、beam pipe 周辺部に直接当たる
- e^+ 粒子が他の検出器に設定した threshold を超える energy を落とす場合、除外する

*2 ここからのシミュレーションでは、beam pipe の内側 6mm、前方 3mm に物質を仮想的に配置し、これに当たった π^- 粒子を対象に後の過程のシミュレーションを行った。

e^+ 粒子がプラスチックシンチレータ以外の検出器に energy を落としたイベントを除外するのは、そのイベントが e^+ 由来の信号によって veto され、バックグラウンドとなれないからである。カットを適用した後に残った π^- 粒子が hit した z 座標分布、運動量分布、 K_L が崩壊した z 座標の分布を図 3.3、図 3.4、図 3.5 に示す。

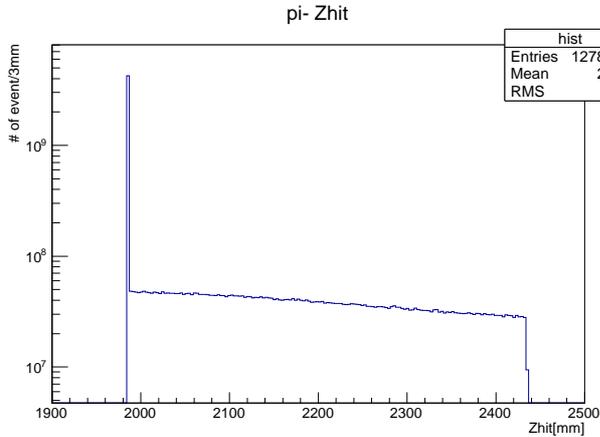


図 3.3 beam pipe 周辺に π^- が hit したイベントの、 π^- が hit した z 座標の分布。 $z=2000$ 付近に、前端面から入射した粒子のピークが見えている。

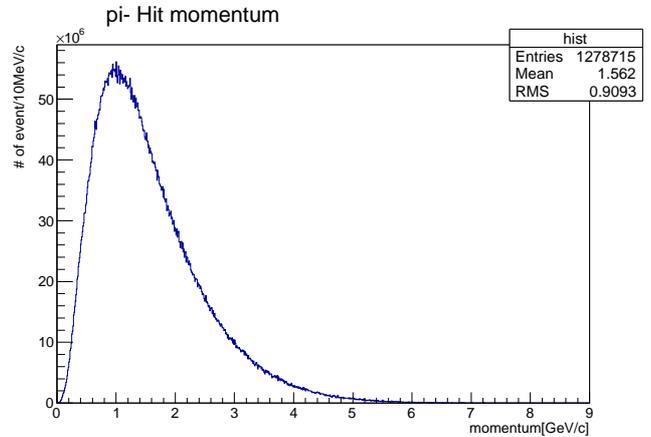


図 3.4 beam pipe 周辺に π^- が hit したイベントの、hit した π^- の運動量分布。1GeV 付近にピークをもつ。

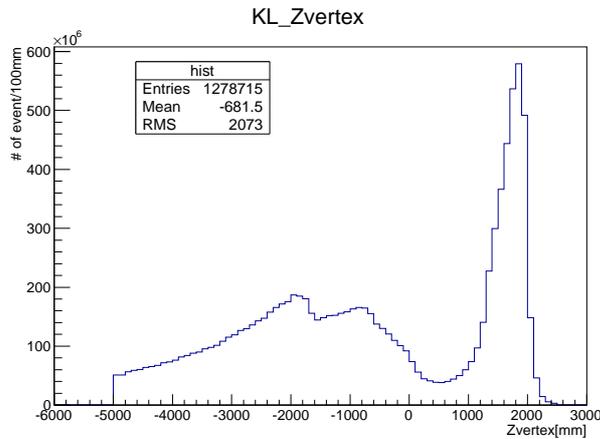


図 3.5 beam pipe 周辺に π^- が hit したイベントの、 K_L が崩壊した z 座標の分布

図 3.3 は $z=2000$ (シンチレータ上流端の位置) 付近に、前端面から入射した粒子のピークが見えている。図 3.4 は 1GeV 付近にピークをもつことがわかる。図 3.5 は K_L が崩壊した z 座標の分布であるが、第 2 コリメータから NCC 下流部までの geometry(図 3.6) から次のように解釈できる。

$z=-5000$ から、コリメータ中を進むに従い、beam pipe 周辺部へのアクセプタンスが徐々に開けていく。 $z=-1500$ 前での減少は、コリメータが終わり、 e^+ が Front Barrel へ当たり易くなり、veto の効きがよくなるためと考えられる。その後しばらく、beam pipe へのアクセプタンス上昇が見られるが、 $z=-500$ 付近で、Front Barrel 上流の真空タンク内部に入り、一気に e^+ の Front Barrel での veto 効率が上がり、激減する。

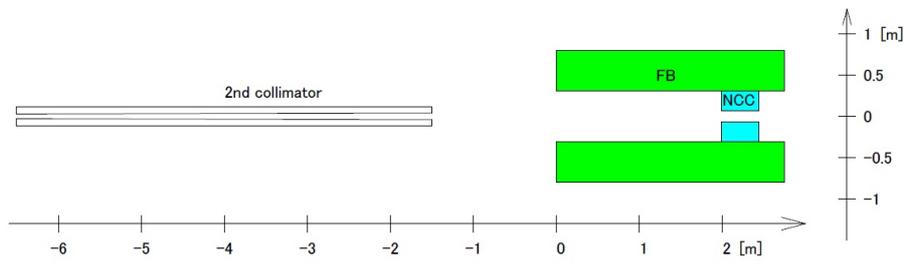


図 3.6 第 2 コリメータから NCC 下流部までの図。実際には、FB の上流 0.5m には真空タンクの外壁が、また NCC の上流側 0.5m には図 3.7 に示すような PMT サポートが存在し、シミュレーションの中にも組み込んでいる。

ところが、 $z=1000$ 付近からはまた急激にアクセプタンス上昇が起こるが、実際に beam pipe 付近へのアクセプタンスが大きくなることの他に、このあたりから、NCC の PMT サポートなどの構造体による dead material が密集し始める (図 3.7) ため、 e^+ による veto 効率が下がることも要因である。 $z=2000$ 手前で NCC の PMT サポートの構造体がなくなり、NCC の CsI 結晶が始まり、また e^+ の veto 効率が上昇する。また、beam pipe 自体も、 $Z=2000$ 手前から始まり、 $z=2400$ 付近で終了するので、beam pipe へのアクセプタンスも減少していく。なお、 $z=-5000$ よりも上流側のテールが切れているが、全体の数に対しての割合を 3.1.5 で見積り、要求性能を導く際に考慮する。

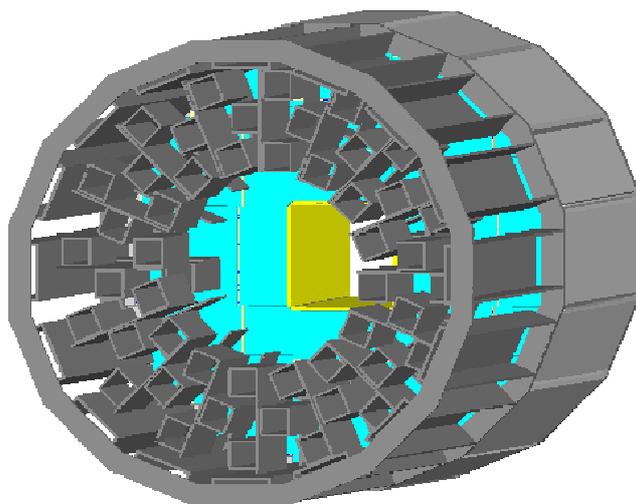


図 3.7 NCC 検出器を上流から見た図。青色部分は CsI 結晶を、黄色部分はシミュレーションで導入したプラスチックシンチレータを示す。また灰色部分が、読出し PMT を支える治具や CsI 結晶を外側から支えるバレルを表しており、これらが dead material となっている。

Step2

Step1 で得た π^- seed に対してフルシミュレーションを行い、beam pipe 内部で生成される π^0 を集めた。その際、 π^0 を生成するまでに他の検出器に threshold 以上の energy を落とした場合は、その検出器で veto できる事象とみなして排除した。生成された K_L 崩壊位置分布、 π^0 を生成した π^- 粒子が持っていた運動量の分布、及び π^0 粒子の運動量分布と生成位置分布を図 3.8、図 3.9、図 3.10、図 3.11 に示す。

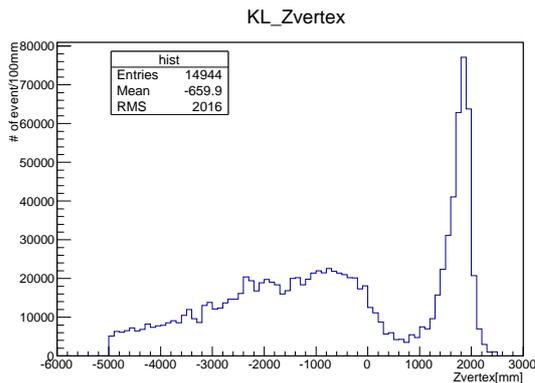


図 3.8 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントの、 K_L が崩壊した z 座標の分布。図 3.5 と同様な特徴が見られる。

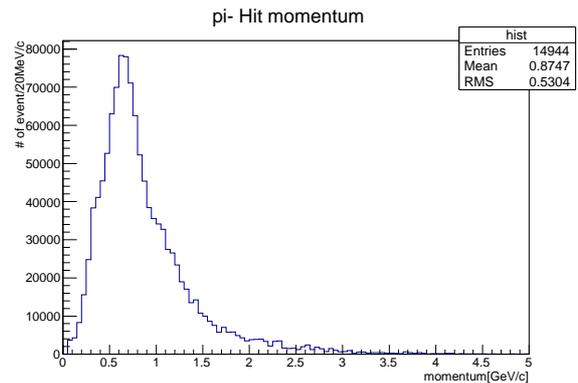


図 3.9 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントの、 π^- が hit 時に持っていた運動量。図 3.4 に比べて、分布が全体的に低運動量側へとシフトしている。これは $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ の反応断面積の運動量依存性によるものと考えられる。

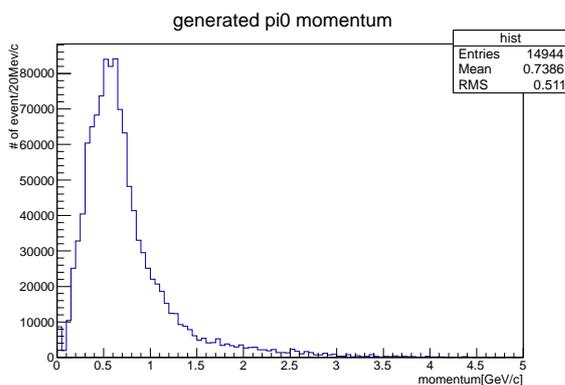


図 3.10 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントの、 π^0 の運動量分布。500MeV/c 付近にピークを持つ。

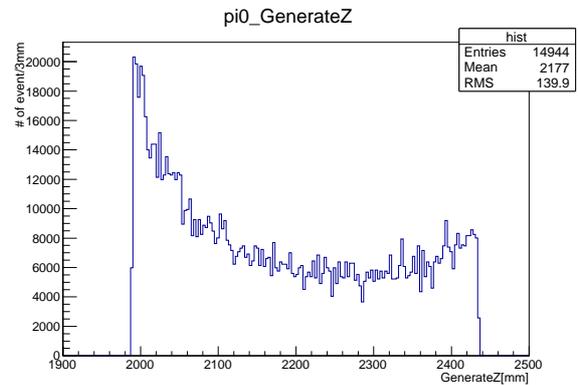


図 3.11 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントの、 π^0 が生成した位置の z 座標分布。上流から指数関数的に減少している原因は前端面から入射した π^- が確率的に反応していることによるものと考えられる。

K_L の崩壊点分布図 3.8 については、図 3.5 と同様な特徴が見られる。 π^- の運動量分布図 3.9 は図 3.4 に比べて、分布が全体的に低運動量側へとシフトしている。これは $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ の反応断面積が、 π^- の運動量 280MeV 付近でピークとなるような運動量依存性をもち、これによるものと考えられる。図 3.10 の π^0 の運動量分布は荷電交換

反応により図 3.10 の π^- と同様の分布となっている。図 3.11 の分布であるが、上流から指数関数的に減少している原因は前端面から入射した π^- が確率的に反応していることによるものと考えられる。

Step3

Step2 で得た π^0 粒子を崩壊させ、カロリメータに 2γ が入射する過程についてシミュレーションを行い、最終的に signal box に残る事象数を評価した。その際に行ったカットについて、イベントがどれだけ除外できるかを表 3.2 にまとめた。

カット内容	イベント数 (最終感度の K_L 数に規格化)
全 π^0 数 (カットなし)	1.2×10^6
カロリメータ上に 2 つのクラスターのみが形成されている	5.9×10^4
いずれの veto 検出器も threshold を超えていない	1.0×10^4
2 クラスターに、 P_T 、 Z_{VTX} 以外の運動力学的カットを適用	4.4×10^2
P_T 、 Z_{VTX} のカットを適用	7.7
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	4.2

表 3.2 行ったカットと、それに対して残ったイベント数。最終行には、予想されるシグナル事象数を記した [9]。

P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけた後に残ったイベントの、再構成された横方向運動量と崩壊点 z 座標の分布を図 3.12 に、またその時の K_L 崩壊点の分布、 π^- の入射位置の分布、 π^0 生成位置の分布をそれぞれ図 3.13、図 3.14、図 3.15 に示す。

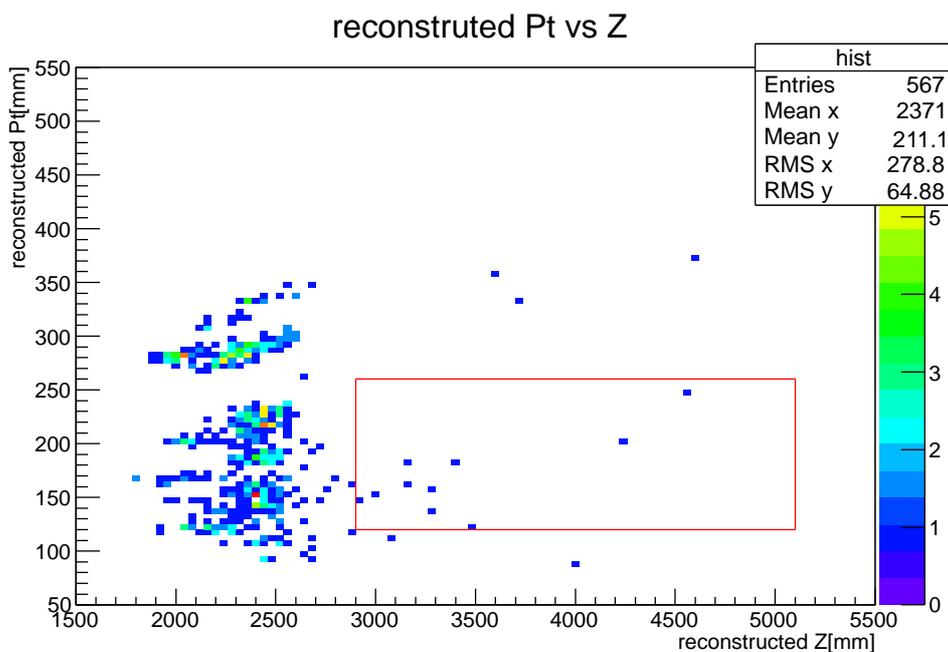


図 3.12 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントに対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけて残ったイベントの、再構成された π^0 の横方向運動量と崩壊点の分布。赤枠の中が signal box と定義されるが、その中にバックグラウンド事象が残っている。

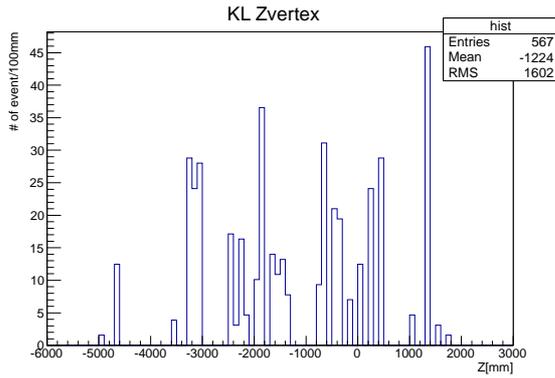


図 3.13 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントに対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけて残ったイベントの、 K_L の崩壊点の分布。統計は少ないが、図 3.8 に比べて、より上流側が enhance されている傾向が見える。

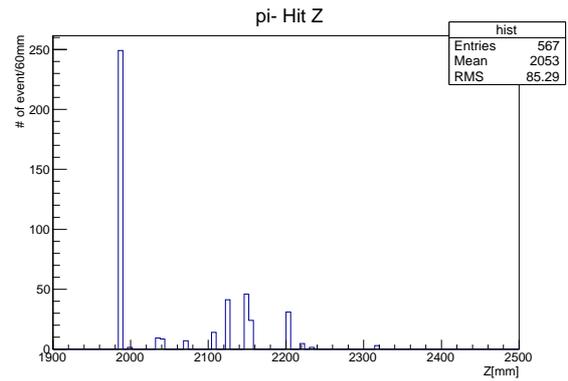


図 3.14 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントに対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけて残ったイベントの、 π^- の hit 位置分布。上流端からの入射がおよそ半数を占める。

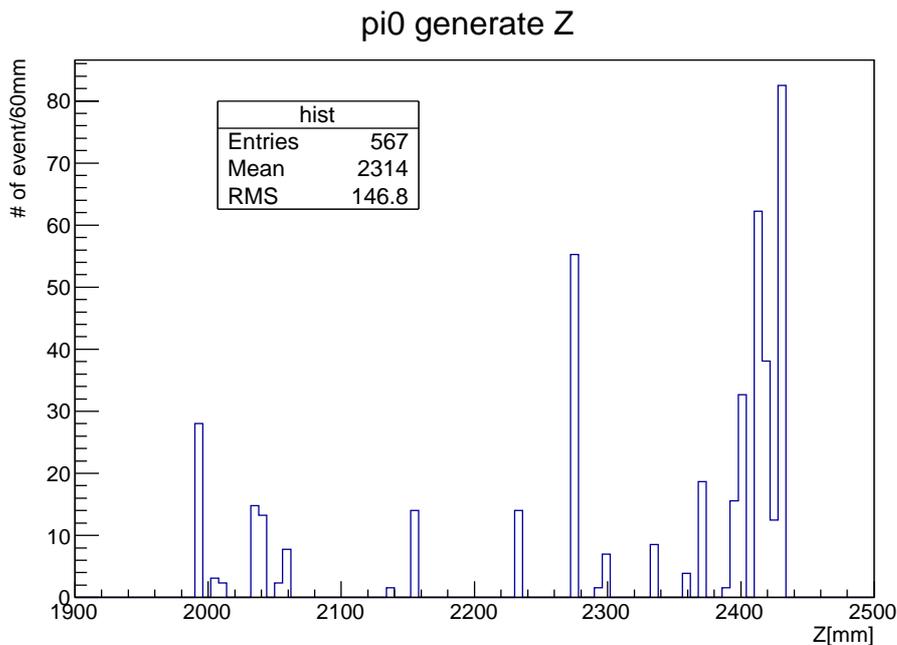


図 3.15 beam pipe 内部で π^0 が生成したイベントに対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけて残ったイベントの、 π^0 の生成位置分布。NCC の veto や、カロリメータへの acceptance の影響から下流側が enhance されている。

図 3.12 から分かるように、signal box の中に事象が残っている。また、 P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけて残るようなイベントは、第 2 コリメータ内部で崩壊した K_L 由来の π^- が多数を占めること (図 3.13)、また beam pipe 上流端から入射した π^- が半分程度を占めていること (図 3.14)、 π^0 の生成位置は NCC の veto やカロリメータへの acceptance の影響から下流側が enhance されていること (図 3.15) がわかる。バックグラウンド事象の数は、KOTO 実験のデザイン感度に対応する K_L 数に対して、約 7.7 イベントであった。これは K_{e3} 崩壊から発生した π^- に対するバックグラウンド数の予測であり、実際

には他の π^- を生成するような $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ 崩壊 ($K_{\mu 3}$ 崩壊)、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊 ($K_{\pi 3}$ 崩壊) といった崩壊モード (表 3.3) も寄与してくる。ゆえに、単純に分岐比でスケールすると、 π^- の寄与からのバックグラウンド事象数としてはこの倍程度の数が発生しうる。さらに、 π^+ についても、同様の荷電交換反応で π^0 を生成可能であり、この寄与を考えるとさらに倍となり、結局 4 倍の 31 イベントとなる。今回シミュレーションに対して行ったカット条件に基づく、同じ K_L 数でのシグナル事象の数は 4.2 イベントと予測されている*3ため、beam pipe で発生するバックグラウンドの削減は、シグナル発見には不可欠といえる。

崩壊モード	分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	0.4055 ± 0.0012
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	0.2704 ± 0.0007
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.1254 ± 0.0005

表 3.3 K_{e3} 崩壊、 $K_{\mu 3}$ 崩壊、 $K_{\pi 3}$ 崩壊の分岐比

3.1.4 beam pipe を覆うプラスチックシンチレータの効果

上述したバックグラウンド事象において、 π^- から π^0 が生成する過程の間にプラスチックシンチレータで検出されたエネルギーをプロットしたのが図 3.16、図 3.17 である。

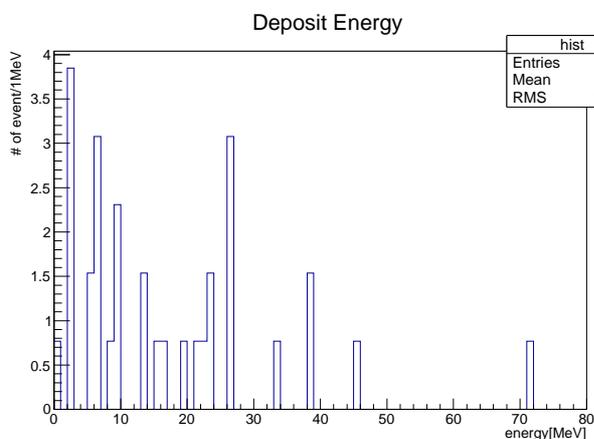


図 3.16 beam pipe で発生した π^0 を起源とするバックグラウンド事象において、 π^- から π^0 を生成する過程で、プラスチックシンチレータに落とされたエネルギーの分布。

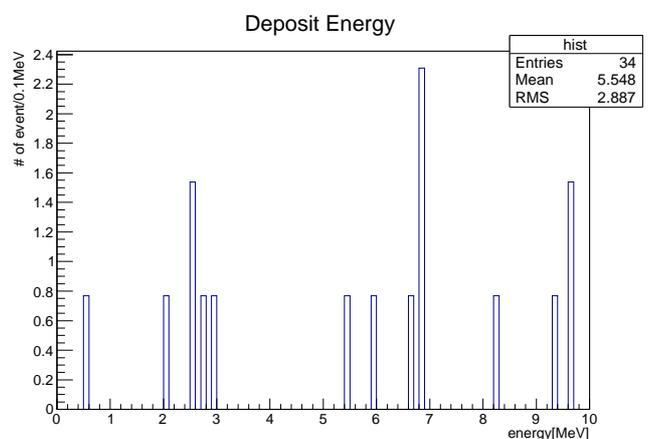


図 3.17 図 3.16 の低エネルギー領域を拡大したものの。200keV に threshold をかければ、この時点で考慮される全てのバックグラウンド事象を排除できることが分かる。

特に図 3.16 を見れば、200keV 付近に threshold をかけることで、signal box 内の事象を全て排除できることが分かる。よって、beam pipe 内での $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ 反応によるバックグラウンドの抑制のために、プラスチックシンチレータの導入は有効であること

*3 塩見公志、博士論文 (2012) からの計算。シグナル事象数 2.4 イベントから、back splash loss を除いた accidental loss の影響を差し引き、 $2.4 / ((1 - 0.37) \times (1 - 0.1)) = 4.2$ イベント

が確認できた。

3.1.5 プラスチックシンチレータ起源のバックグラウンドを含めた評価

前節では、プラスチックシンチレータが、beam pipe 起源のバックグラウンドを全て排除できることが分かった。実際にはプラスチックシンチレータ自身の中でも $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ 反応が起こり、導入した際には自身の中で発生するバックグラウンドも削減できることが必要である。次にその評価について述べる。

これまで beam pipe 内で生成した π^0 のみに着目したが、今度はプラスチックシンチレータ自身の中で生成した π^0 を考慮に加え、バックグラウンド数を見積もった。プラスチックシンチレータ内で生成された π^0 の起源となった K_L が崩壊した位置の分布、また π^0 の運動量、生成位置を、図 3.18、図 3.19、図 3.20 に示す。

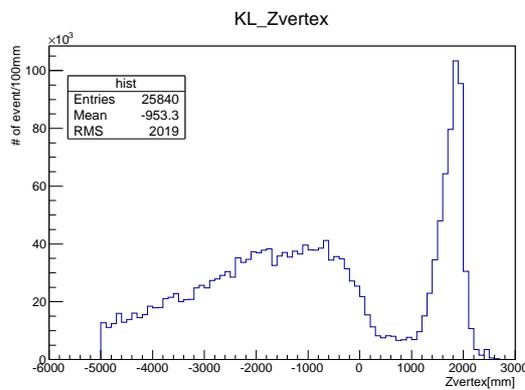


図 3.18 プラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象における、 K_L が崩壊した z 座標の分布。

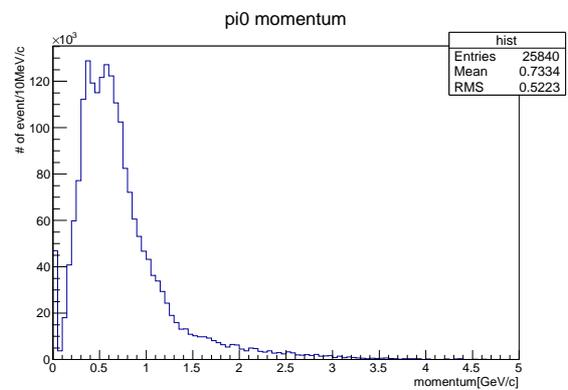


図 3.19 プラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象における、 π^0 の運動量分布。

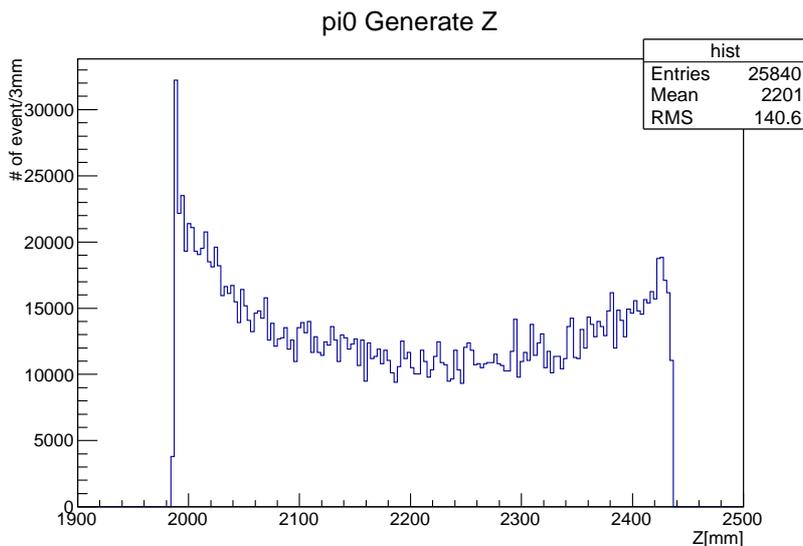


図 3.20 プラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象における、 π^0 生成位置の z 座標分布。

以上の図から、生成する π^0 の特徴は、beam pipe 内で生成するもの (図 3.8～図 3.11)

とほぼ変わらないことが分かった。次に、3.1.3 で考えた、beam pipe で発生した π^0 と、プラスチックシンチレータで発生した π^0 を両方崩壊させ、最終的なバックグラウンド数がどの程度増加するか、またそのイベントにおいてプラスチックシンチレータの activity はどのようなものであるかを調べた。

3.1.3 と同様に、 P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけ、その後に残ったイベントにおける再構成された横方向運動量と崩壊点 z 座標の分布を図 3.21 に、またその時の K_L 崩壊点の分布、 π^- の入射位置の分布、 π^0 生成位置の分布をそれぞれ図 3.22、図 3.23、図 3.24 に示した。いずれの分布も、3.1.3 の結果と同様な傾向を示している。

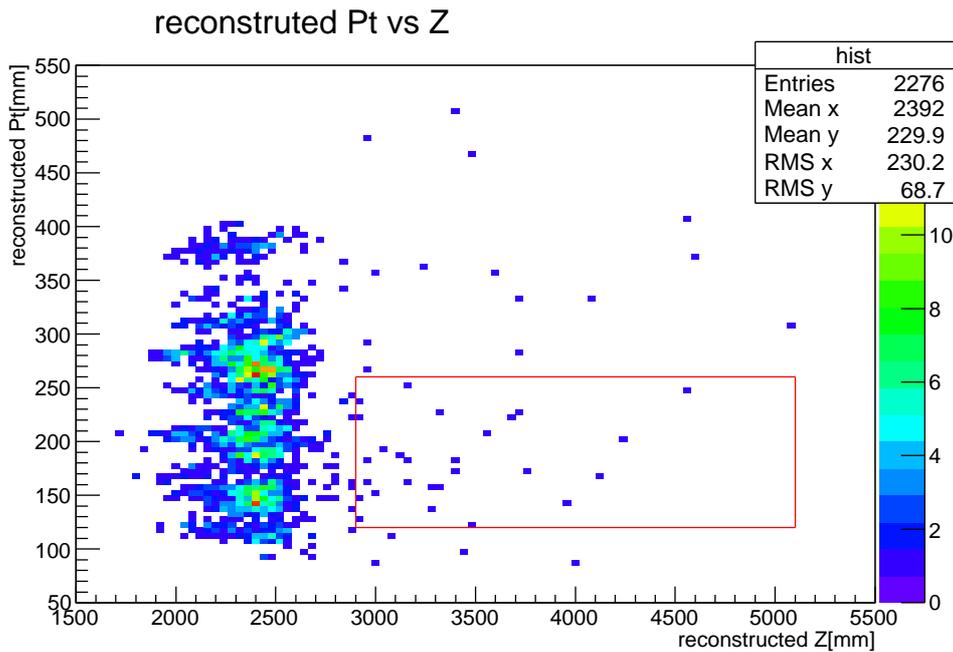


図 3.21 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象に対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけ、残った事象における、再構成された π^0 の横方向運動量と崩壊点の分布。赤枠の中が signal box。

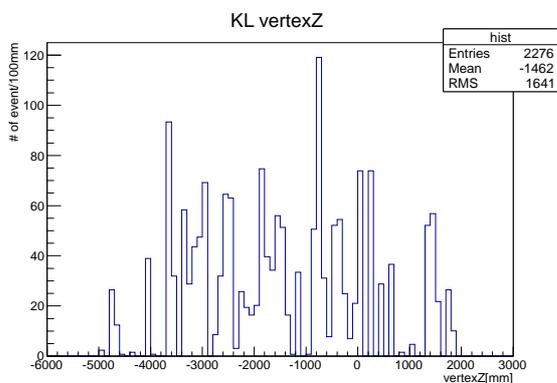


図 3.22 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象に対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけ、残った事象における、 K_L の崩壊点の分布。

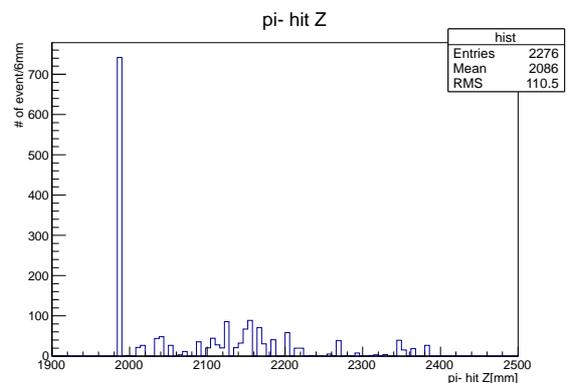


図 3.23 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象に対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけ、残った事象における、 π^- の hit 位置分布。

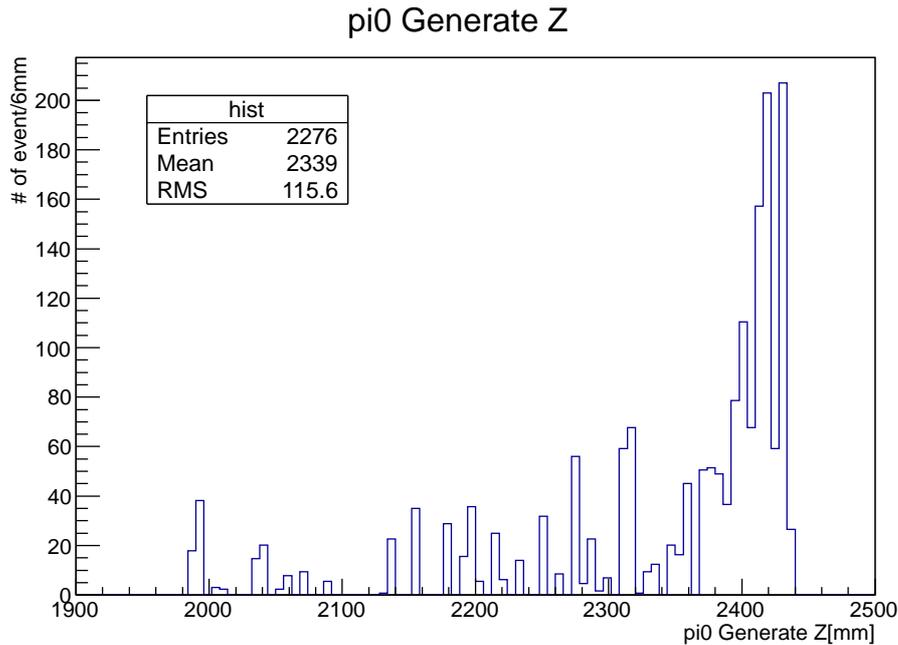


図 3.24 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象に対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけ、残った事象における、 π^0 の生成位置分布。

結果、バックグラウンド数は K_{e3} 崩壊由来の π^- によるバックグラウンド数は、20.8 イベントとなった。3.1.3 と同じ議論により、他の崩壊や π^+ の寄与も考慮に入れると、事象数は 83 イベントとなる。さらに、 $z=-5000$ よりも上流側の寄与を見積もった。図 3.22 から、 $z > 0$ の領域で K_L が崩壊したイベントの寄与はあまりきいていない。そこで、図 3.18 の分布のうち $z < 0$ の部分が最終的に背景事象として残る K_L 崩壊点の分布であると仮定し、その部分のイベントに対して $z=-5000$ よりも上流側の寄与がどの程度の割合あるかを見積もった*4図 3.18 を $z \geq 5000$ まで上流に外挿した結果 20 %程度と見積り、計 100 イベント程度になりうると結論した。

上述したバックグラウンド事象におけるプラスチックシンチレータへのエネルギー損失を図 3.25、図 3.26 に示す。バックグラウンド数としては 20.8 イベントに増加するが、それら全てについてプラスチックシンチレータに activity があり、veto することが可能である。詳しくは要求性能の節で述べるが、バックグラウンド事象に限らず全ての π^0 生成イベントに対しても、プラスチックシンチレータによってほぼ veto が有効であることが分かったので、beam pipe 内へのプラスチックシンチレータ導入を決定した。

3.2 検出器に要求される性能

前節の結果から、上流 beam pipe に当たる π^- の検出、veto を行うことが $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナルの検出に必要であり、beam pipe をプラスチックシンチレータで覆うことが必要であると確認できた。この検出器を、私の名前を取って”HINEMOS”と名付けた。Horizontal Inner NCC Edge MOunted Scintillator の略である。次に、前節のシミュ

*4 本来は $z \geq 0$ の領域で崩壊した K_L の寄与もあるはずであるが、事象数を少なく見積もってしまうことを防ぐため、割合の母数としては $z \geq 0$ の領域で崩壊したイベントのみを扱うことにした。

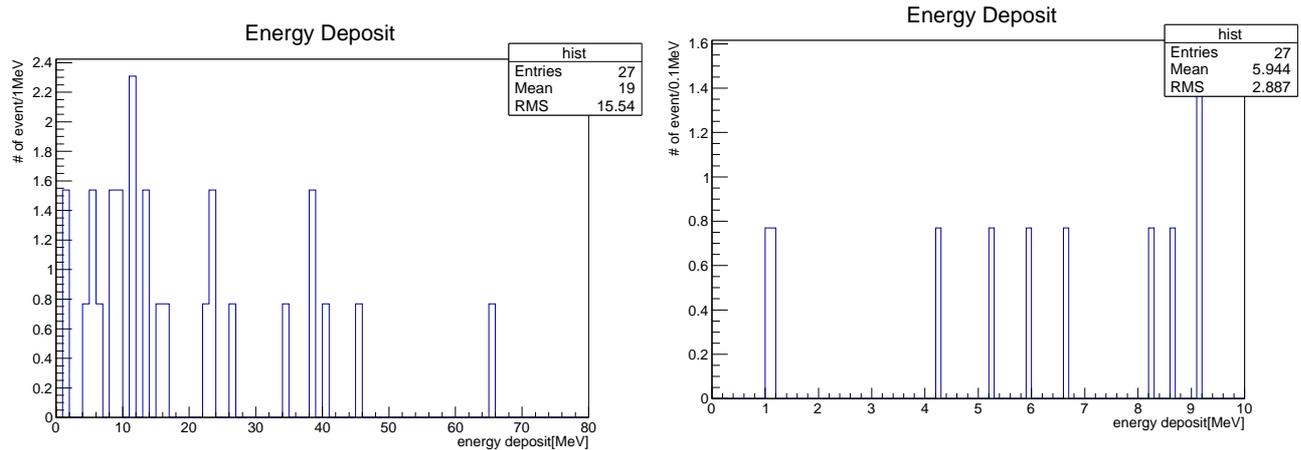


図 3.25 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^- から π^0 を生成する過程で、プラスチックシンチレータに落とされたエネルギーの分布。

図 3.26 図 3.25 の低エネルギー領域を拡大したものの。200keV に threshold をかければ、この時点で考慮される全てのバックグラウンド事象を排除できることが分かる。

レーション結果などをもとに、 π^- の検出にあたって HINEMOS に要求される性能について考察する。要求性能の観点は 5 点あり、シンチレータ厚さに対する要求、beam pipe 上流端部を覆うか否か、検出効率に対する要求、光量に対する要求、時間分解能に対する要求である。検出効率に対する要求は、以下の光量、時間分解の要求とも関連し、また実際の製作時の被覆率とも関連する。以下、それぞれについて述べる。

3.2.1 シンチレータ厚さに対する要求

まずシンチレータ厚さについて述べる。これはビームプロファイルと密接に関係し、HINEMOS がビームに近いことから、ビームに当たらないことが重要である。HINEMOS 開発時には、既に NCC やこの beam pipe のデザインが完了していた。そのため外側はすでに決まったサイズの beam pipe があり、内側はビームから攻められ、そのせめぎ合いから厚さが決まる。シミュレーションに基づく KOTO 実験のビームプロファイルを図 3.27、図 3.28 に示した。

一次陽子と標的の反応、さらにコリメータを含むビームラインシミュレーションを行い、ビームライン出口での粒子を集めたビームシードと呼ばれるものが、KOTO 実験では用意されている。これを用い、検出器シミュレーションを行い、 $z=1986$ の HINEMOS 上流端での粒子を集めてビームプロファイルを作成した。それぞれのヒストグラムは、ビームライン出口で K_L であった粒子が、崩壊せずに K_L のままどおり着いたもの (KL)、ビームライン出口で K_L であったが、その崩壊によりできた粒子 (KL decay)、ビームライン出口で中性子だった粒子 (Neutron)、ビームライン出口で γ だった粒子 (Gamma) を示している。^{*5}ビームの中心が有為にズレているのは、実際の KOTO 実験で、各検出器のカウンティングプレートを見ながらコリメータをずらしていることを反映している。図 3.27、

^{*5} y プロファイルの中心付近の凸凹した構造は、ビームラインシミュレーション時の、非常に狭い立体角に於ける計算誤差に起因していることが分かっている。

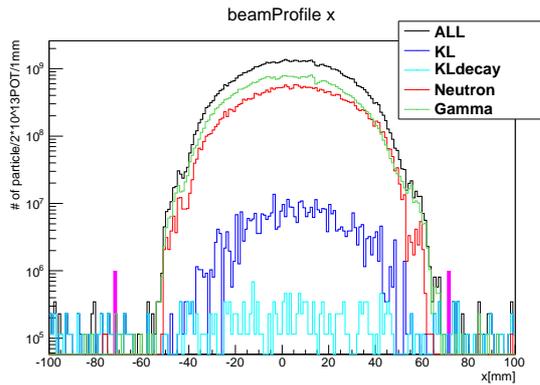


図 3.27 シミュレーションに基づく、HINEMOS 上流端でのビームプロファイル。横軸は x 座標。縦軸は、full intensity における強度の 10 分の 1 に規格化している。±70mm 付近に立っている紫色の太線は、beam pipe 内壁の x 座標を表す。

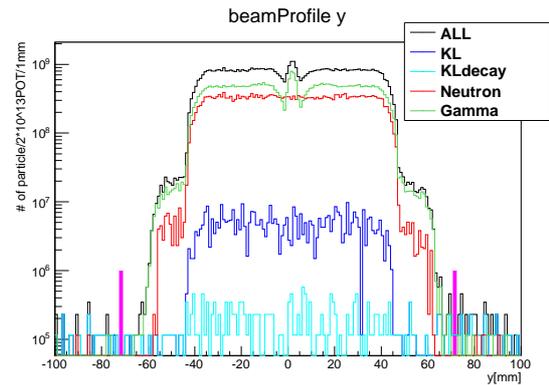


図 3.28 図 3.27 同様に、横軸を y 座標としてプロットしたもの。

図 3.28 中の紫色の太線が、beam pipe の内壁の位置 (72mm) を表している。HINEMOS はこの内側に設置される。

HINEMOS は beam pipe の内側に設置されるため、最も beam 粒子にさらされる検出器の一つである。beam からのヒットレート上昇を避け、かつ中性子との反応による π^0 生成由来のバックグラウンドを避ける観点で、beam のエッジから外側に離れていることが重要である。しかし外側に配置するという事は HINEMOS の厚みを薄くし、検出効率を下げるということを意味する。HINEMOS の厚みを検討するにあたり、まずビームのエッジを評価する。エッジの評価には、中性子バックグラウンドの観点より中性子が適している。このエッジが x、y 方向では 63mm と読み取れ、beam pipe 内壁が 72mm なので、この間、9mm 程度の余裕がある。ビームコリメータの設置精度 (1mm 程度) や、検出器設置精度を考え、最低限 5mm の余裕は確保したいと考え、HINEMOS の厚みは 3mm と決定した。3mm 厚での検出感度については、次に述べる検出効率や要求光量と関連し、実際の測定を通して 4.1 で議論する。結果として、HINEMOS の内壁の位置は、69mm に位置することになる。

γ のプロファイルは、ビームライン中の鉛 absorber などでの散乱の影響が大きく、また、定義の問題でコリメータ中での K_L 崩壊も含まれているのでややエッジのぼやけた広がった分布となる。この裾はより近くに存在するが、まだ現状の見積もりでは、十分外れており問題ないとした。最終的には、実際のビームライン中でのヒットレートを評価し、4.3 で議論する。

3.2.2 beam pipe 上流端部の重要性

続けて、上流側の端面を覆う効果について述べる。まず、beam pipe の上流端から入射した π^- がどの程度バックグラウンド事象に寄与しているかを確認した。

図 3.29 に示したのは、 π^0 粒子が生成したイベントにおける、 π^- 粒子が beam pipe に当たった位置の z 座標の分布である。これを見ると、およそ半分程度の π^0 は、beam pipe

の上流端から入射した π^- を起源としている。ここから、beam pipe の内側だけでなく、上流側も荷電粒子検出器で覆う必要があることがわかる。

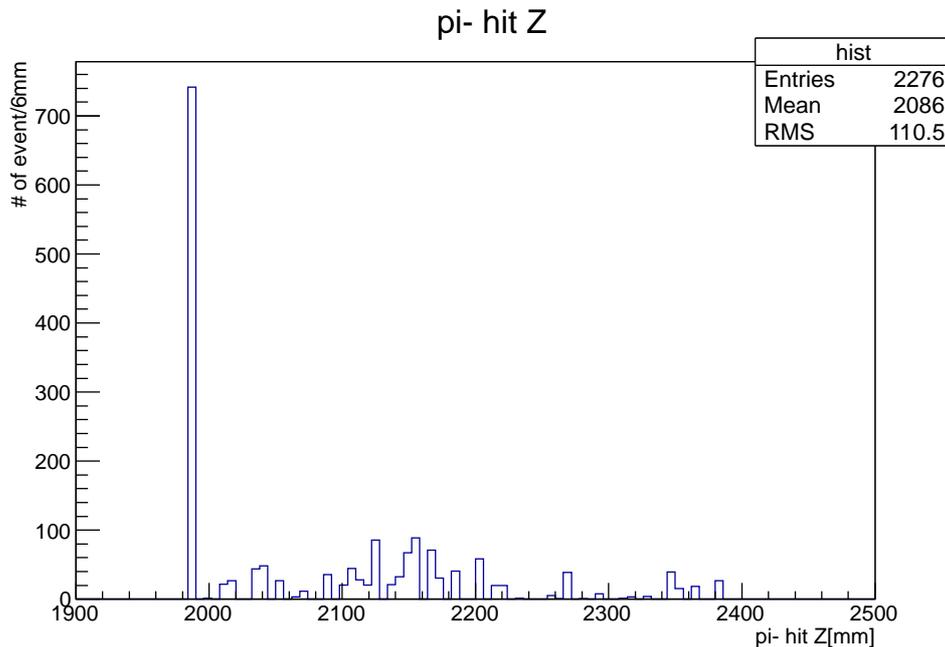


図 3.29 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象に対して P_T 、 Z_{VTX} 以外のカットをかけ、残った事象における、 π^- が beam pipe に当たった位置の z 座標の分布。縦軸は、KOTO のデザイン感度における K_L 数に規格化している。 $z=1980$ 付近に立っているピークは、 π^- が beam pipe の上流端から入射したことを意味している。

3.2.3 検出効率に対する要求

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ シグナル 4.4event に対して、現在のバックグラウンド評価では、beam pipe 起源が、7.7event で、HINEMOS 起源のものを合わせると 20.8event である。実際にこの数は、他の崩壊モード起源の π^- 及び、 π^+ の寄与を単純にスケールすると、4 倍の 83event になり得る。検出感度 99 % を達成出来ると、信号事象 4.4event に対し、1event 程度の寄与になり、これを要求とした。

3.2.4 光量に対する要求

次に、光量に対する要求について述べる。これは、 π^0 生成事象における HINEMOS へのエネルギー損失に関係する。

まずは beam pipe の内側 3mm と上流側 3mm を覆ったプラスチックシンチレータに、 π^0 を生成する過程でどれだけの energy deposit があつたかを確認した。この分布を示したのが、図 3.30、図 3.31 である。

図 3.31 の 500keV 付近に見られるピークは、上流端部分に入射した π^- が、プラスチックシンチレータを 3mm 貫通することによってできたものである。これで HINEMOS に対するエネルギー損失が分かった。

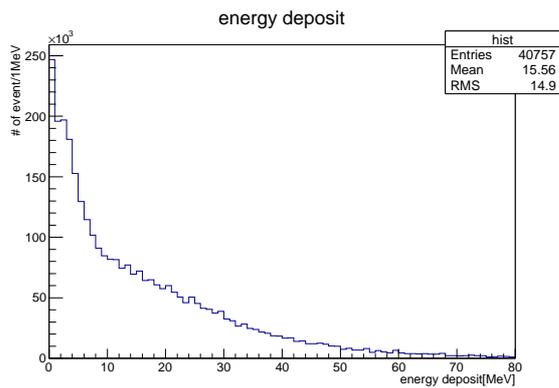


図 3.30 beam pipe 及びプラスチックシンチレータ内で π^0 が生成した事象において、 π^0 を生成する過程で、プラスチックシンチレータに落とされた energy

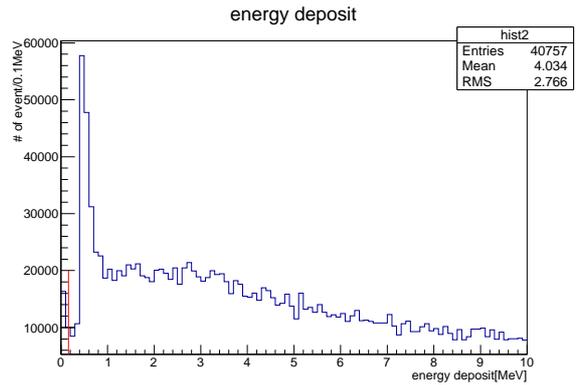


図 3.31 左図の低エネルギー領域を拡大したもの。500keV 付近に、上流端を覆う 3mm 分を貫通したイベントによると考えられるピークが見える。赤線は、3mmMIP 貫通のエネルギー損失分布のピーク値の 1/3 で、160keV。ここに threshold をかけることを考えている。

3mm 貫通の MIP ピークが見えているので、この検出の観点で、1/3 MIP の 160keV を threshold として設定した。この energy 損失に対して 160keV threshold をかければ、検出効率 99 %が達成できる。

一方、実際のデータ読出しは PMT を介して行うため、光電面における光電子数のゆらぎ (Poisson 統計に従う) が大きいと低エネルギー側に検出エネルギー分布がシフトし、threshold に対応する不感率が増加する。光量に対する要求は、この影響も含めて不感率が十分小さいことである。threshold は 1/3MIP である 160keV に固定し、図 3.30 に示された energy 分布に対して、様々な値の光量を仮定してゆらぎの影響を加え、不感となる事象数がどれだけあるかを比較した。光量については、160keV の energy 損失当たりの獲得光量で定義する。図 3.31 に対して、代表的な光量の値に基づき光電子のゆらぎを適用した分布を図 3.32、図 3.33、図 3.34 に示し、光量ごとの不感率の変化の様子を図 3.35 に示した。

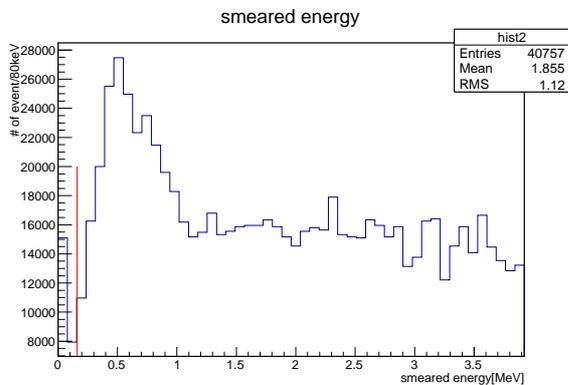


図 3.32 160keV あたりの光電子数を 2 としてスミアした分布

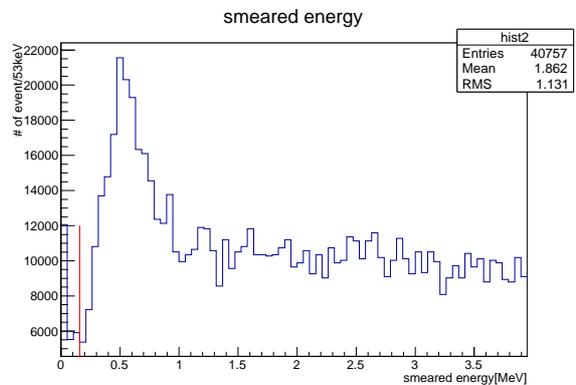


図 3.33 160keV あたりの光電子数を 3 としてスミアした分布

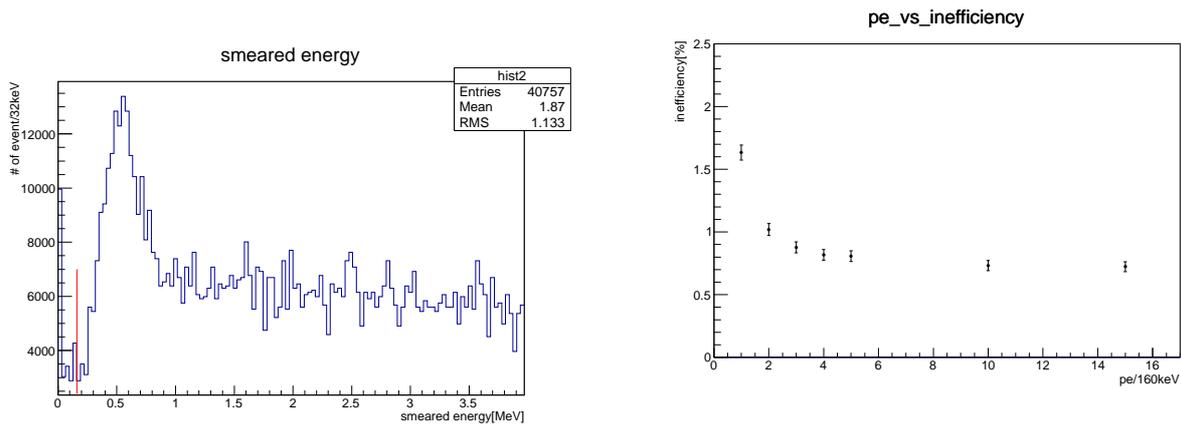


図 3.34 160keV あたりの光電子数を 5 としてスミアした分布

図 3.35 縦軸は 160keV 当りに得られる光量。横軸は、160keV 当りの光量以下の事象数の割合。160keV 当りの光量が 3p.e. より大きい領域では、不感率が 1% を下回っていることがわかる。

2p.e./160keV の光量では、0p.e. の寄与が大きく、なだれこみも threshold ぎりぎりのところである。3p.e./160keV では、それが大分軽減し、5p.e./160keV ではほぼ光量ゆらぎの影響がなくなる。この結果から、160keV 当りの光量 3p.e. 以上を実現し、160keV に threshold をかければ、 π^0 を生成するイベントのうち 99% 以上を除去でき、検出効率の要求を満たすことがわかった。

3.2.5 時間分解能に対する要求

最後に、時間分解能に対する要求について述べる。これは、HINEMOS に信号が検出された場合、どれだけの時間カロリメータの信号を veto する必要があるか、すなわち veto window 幅の決定に関わる。時間分解能が悪いと、HINEMOS に信号があった時間の不定性が大きくなるため、長時間 veto window を開かざるを得なくなる。HINEMOS では真に veto すべき信号だけではなく、カロリメータの信号とは無関係の、偶発的に検出される信号も検出される。veto window を過度に長く取ってしまうと、この偶発的な信号によってシグナル事象を誤って veto してしまう割合 (accidental loss) が増加してしまう。count rate については、4.3 で詳細な議論を行うが、加速器の 300kW 強度の full intensity で 1MHz 程度と見積もっているので、20ns 程度の veto window 幅であれば、 $1[\text{MHz}] \times 20[\text{ns}] = 0.02$ であるから、accidental loss を数%程度に抑えられる。

veto window 幅の決定には、HINEMOS 自身の時間分解能の他に、 π^- が HINEMOS に hit してから、 π^0 を生成しカロリメータに 2γ が入射するまでの時間 (time of flight: TOF) のふらつきも知っておく必要がある。そこで、TOF のふらつきについて、上述したシミュレーションに基づいて見積りを立てた。図 3.36 は、CsI カロリメータにクラスターが生成された時間と、HINEMOS に energy が落とされた時間の差をプロットしたものである。

この時間幅は 3ns 程度であり、特に低運動量の π^- に対し、HINEMOS に入射した時点で決まる HINEMOS の時間と、これが 45cm の長さをもつ HINEMOS の内部及び beam pipe を走りつつどこかで π^0 を作るまでにかかる時間の広がり寄与している。

上記した TOF のふらつきに、HINEMOS の時間分解能による不定性と、hit 位置の違

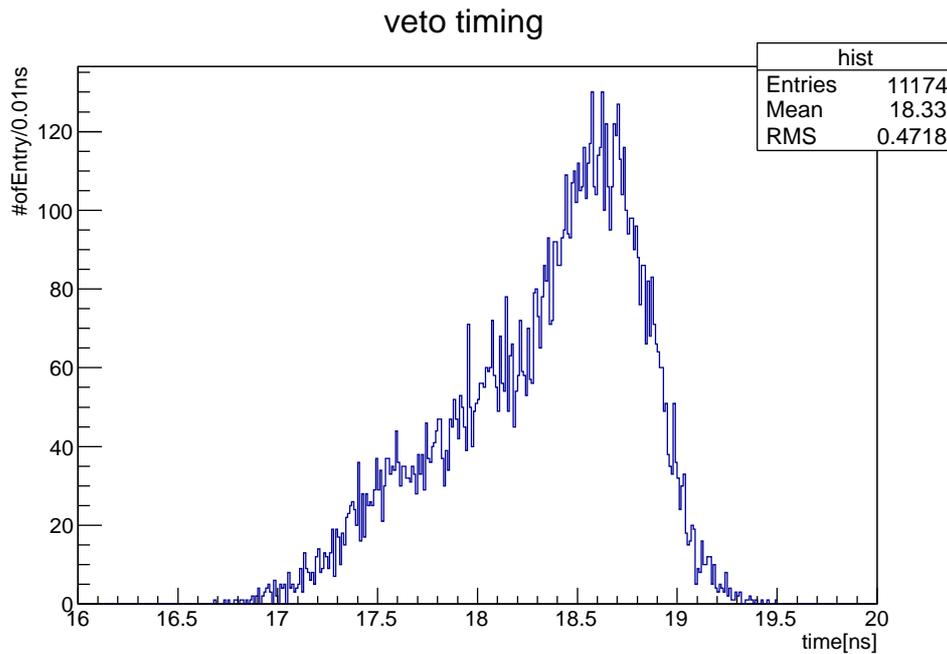


図 3.36 π^- が HINEMOS に hit してから、CsI カロリメータにクラスターを形成するまでの時間。横軸は ns。2 つのクラスターが形成されるので、それらの平均を取っている。このふらつきは、主に π^0 が生成した z 座標のふらつきに起因している。

いから来るファイバー伝播時間^{*6}分の不定性が加わる。ファイバー伝播の影響と TOF の影響は、逆に働いてふらつきを打ち消しあうと考えられる。たとえば下流部に π^- が hit して反応を起こしバックグラウンドとなった場合、 π^- の hit 位置と π^0 の生成位置が近い場合 TOF の値は小さくなる方向にふらつく。一方で π^- からの信号はほぼ 45cm 分ファイバーを伝播するので、信号が遅れて観測されるので、TOF のふらつきと逆の影響を及ぼす。しかしながら今回は要求を厳しめに見積もるため、TOF のふらつきとファイバー伝播の影響は無関係であると仮定した。

要求する時間分解能の値の求め方であるが、図 3.36 の分布に対して、まずファイバー伝播による不定性として 2.5ns 幅^{*7}を持つ矩形関数でスメアを行う。さらにそれに対して様々な σ の Gauss 関数によるスメアを行った。これが時間分解能による不定性の増加に対応する。20ns の幅の中に入っていない成分の割合が不感率となるので、これが 1% 以下となる σ の値を要求する時間分解能とした。

図 3.36 の分布に対して矩形関数でスメアを行った結果が、図 3.37 である。図 3.36 に比べ、若干広がった様子がわかる。さらに図 3.37 に対して、 $\sigma=1\text{ns}$, 2ns , 3ns , 4ns , 5ns , 6ns の Gauss 関数によるスメアを行ったのが、図 3.38~3.43 である。これらに対し、幅 20ns の外に出る成分の割合を図 3.44 にまとめた。ここから、時間分解能に対する要求を 5ns とした。

^{*6} HINEMOS のデザインとして、シンチレータにファイバーを埋め込んで発光を読み出すことを想定

^{*7} 伝播速度 5ns/m を仮定したときの、beap pipe の長さ 50cm 分の伝播時間

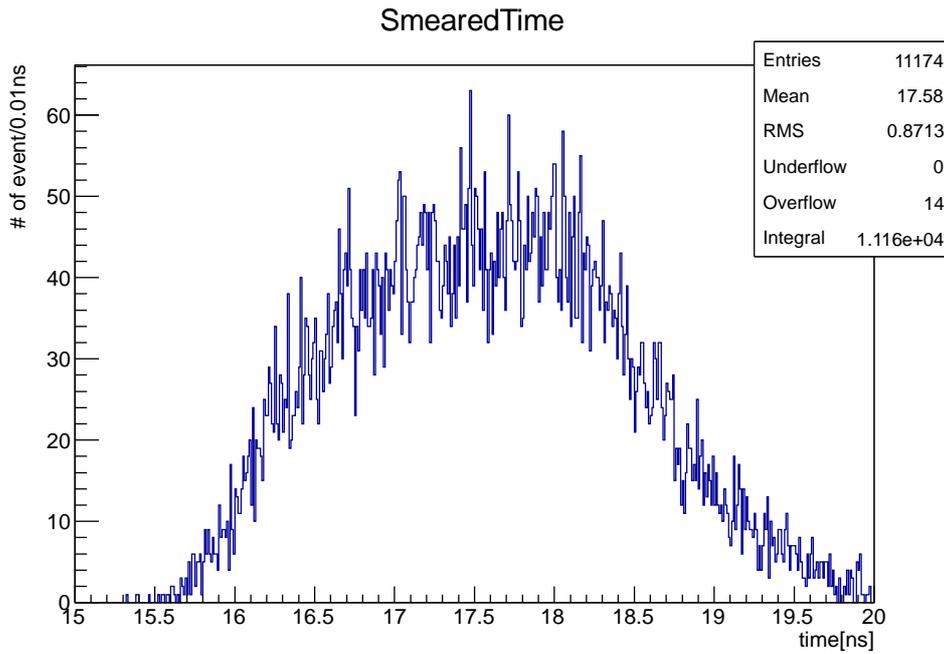


図 3.37 図 3.36 を、幅 2.5ns の矩形関数でスミアしたもの。図 3.36 に比べて若干広がった様子が分かる。

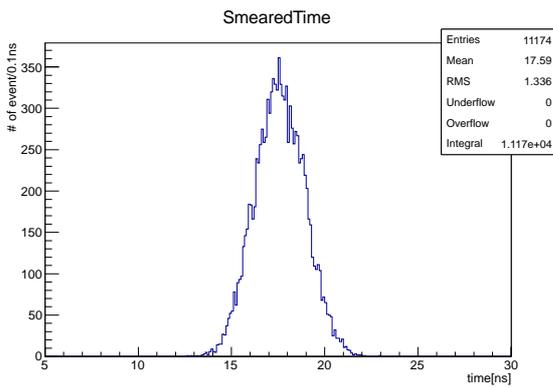


図 3.38 $\sigma=1\text{ns}$ の Gauss 関数で、図 3.37 をスミアしたもの。

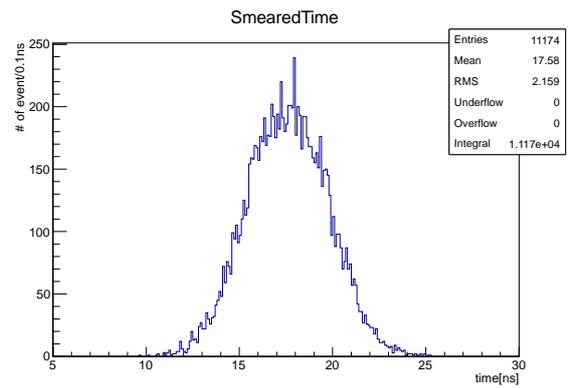


図 3.39 $\sigma=2\text{ns}$ の Gauss 関数で、図 3.37 をスミアしたもの。

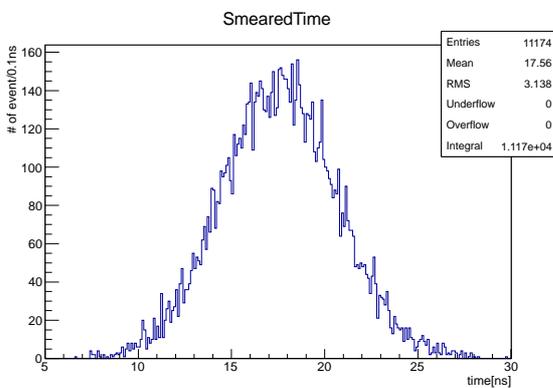


図 3.40 $\sigma=3\text{ns}$ の Gauss 関数で、図 3.37 をスミアしたもの。

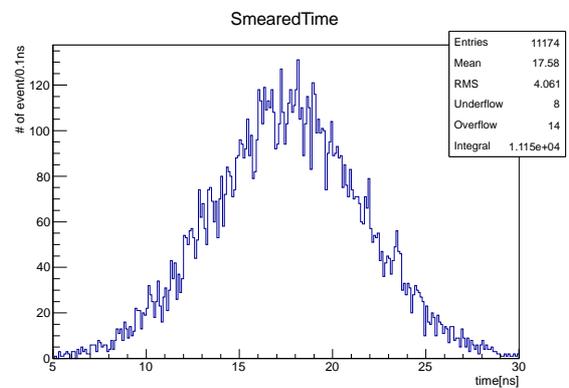


図 3.41 $\sigma=4\text{ns}$ の Gauss 関数で、図 3.37 をスミアしたもの。

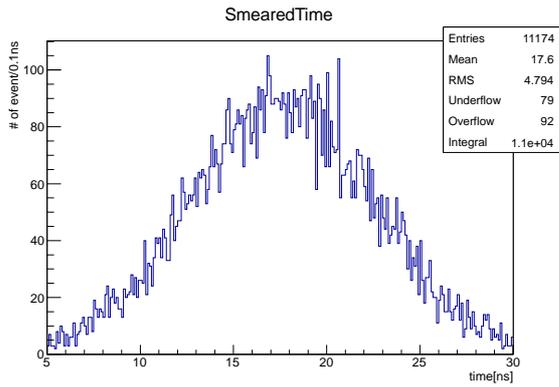


図 3.42 $\sigma=5\text{ns}$ の Gauss 関数で、図 3.37 をスミアしたものの。

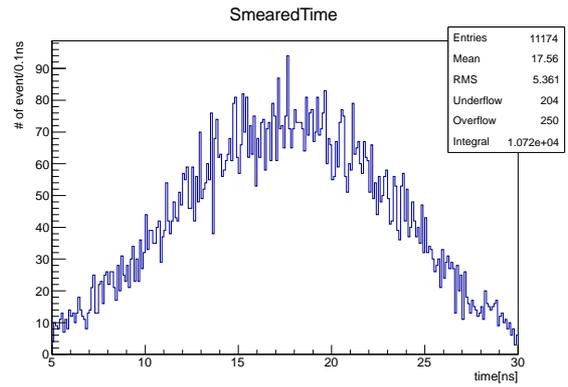


図 3.43 $\sigma=6\text{ns}$ の Gauss 関数で、図 3.37 をスミアしたものの。

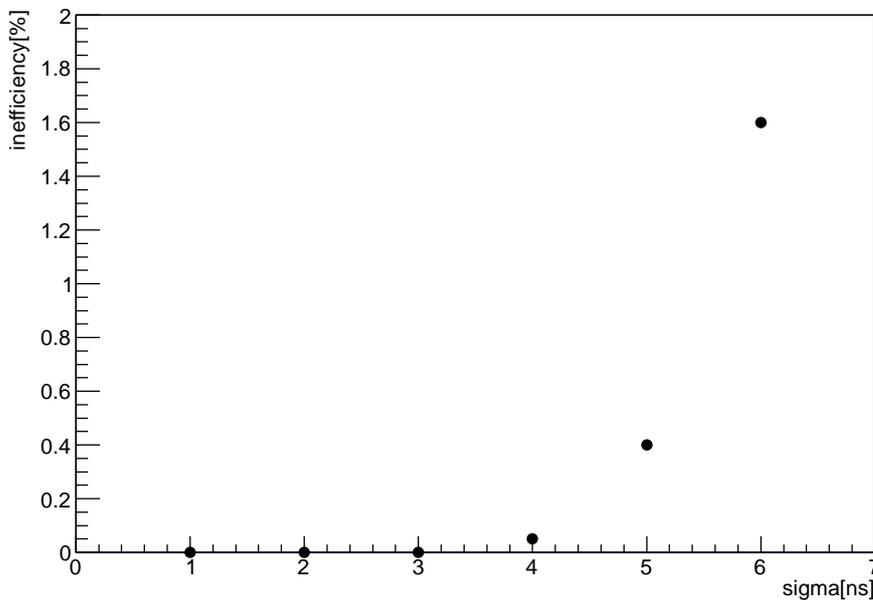


図 3.44 横軸は、図 3.38～3.43 の分布に対応する σ 。縦軸は 20ns 幅から出る成分の割合で、これが 1 %以下であればよい。

3.3 実機の製作

3.3.1 module の製作

ここでは、HINEMOS 製作の詳細について述べる。まず、HINEMOS を取り付ける NCC 検出器最内層の CFRP 製 beam pipe について説明を行う。

NCC 検出器は計 152 本の CsI 結晶を積み上げており、beam 軸を取り囲む構造を達成するために最内層に厚さ 2mm の CFRP 製 beam pipe を配置している。beam pipe は概ね内寸 143mm、厚み 2mm の角パイプで、ビーム軸方向に 446mm のものである (図 3.45 に詳述)、この中をコリメートされた K_L beam が通過する。beam pipe には HINEMOS

取り付けのためのネジ穴が上下左右各面に4点ずつあけられている(図3.46)。

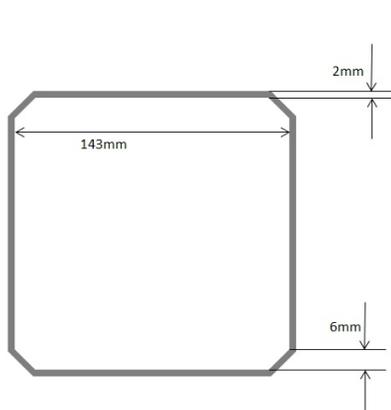


図 3.45 beam pipe を上流側から見た図



図 3.46 beam pipe を側面から見た図。色が薄い部分は斜めになっている面を、黒点は beam pipe に空けてあるネジ穴の配置を表す。ネジ穴は上下左右の面に全て同じ配置で空けてある。



図 3.47 実際に使用した beam pipe の写真。上下流、上下左右を見分けるためのテープが貼られているが、構造は対称である。

これの内側及び上流側の端面を 3mm 厚のプラスチックシチレータで覆う構造を達成するため、HINEMOS の構造は以下のように決定した。

- 上下左右の全 4 module(top, north, bottom, south と呼ぶ) とし、各 module は上流側から見て台形となる(図 3.48) ような、板状の形とする。上流端を覆う構造を達成するため、module は上流側に 3mm 飛び出させ、全長 452mm とした。
- beam pipe のネジ穴位置に合わせ、固定のための穴を空けておく。

- 上流端を覆う構造を達成するため、module は上流側に 3mm 飛び出させる。飛び出た部分に beam pipe とほぼ同じ厚みのプラスチックシンチレータ (正確には 0.1mm だけ薄くしてある) を光学接着することで、beam pipe 上流端面を覆う (図 3.49、図 3.50)。
- 信号の読出しは径 1mm のファイバーを介して、PMT で行う。幅・深さ 1.1mm の 13 本の溝を 1cm 間隔で掘り、各溝にファイバーを光学接着する (図 3.48)。
- 読出しは上流側でのみ行う。読出し用のファイバーが出て行く部分以外には反射材を巻き、発光ができる限り収集されるようにする。

この構造により、beam pipe 内側と上流端面の面積のうち 99.9 % 以上を覆う構造を達成している。HINEMOS に使用するプラスチックシンチレータはクラレの SCSN81、読出し用のファイバーは同じくクラレの Y11(濃度 350ppm) を採用した。また、HINEMOS に接着する 45cm の部分を含めた、読出し PMT までのファイバー長はおよそ 70cm とした。

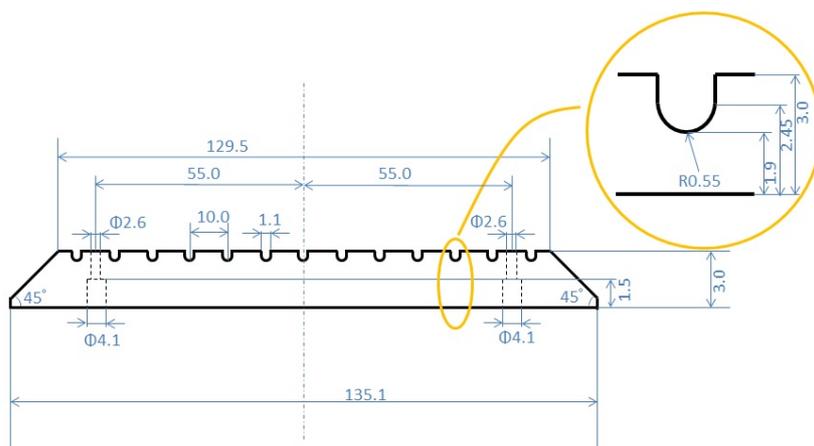


図 3.48 HINEMOS を上流側から見た形状。beam pipe の内壁に合致するよう、左右端に 45°の角度をつけてある。円の中の図は、ファイバー埋め込み用の溝。ファイバーが溝からはみ出ると module 全体が内側へ移動してしまうので、深さはファイバー径よりも大きい 1.1mm にした

HINEMOS は K_L beam に近い検出器であるため、できる限り beam 軸に近づかないよう考慮する必要がある。特に top module は、ネジによって 4 点を固定した際に自重で中央がたわむ恐れがあるので、構造計算を行い、たわみの大きさを確認した。

図 3.51 のように、断面が台形である板状の物質を図 3.52 のように両端で固定する場合、そのたわみの大きさの最大値 δ_{max} は

$$\delta_{max} = \frac{ql^4}{384EI} \quad (3.2)$$

で求められる。ただし、E は物質のヤング率、q は物質の単位長さあたりの荷重、I は断

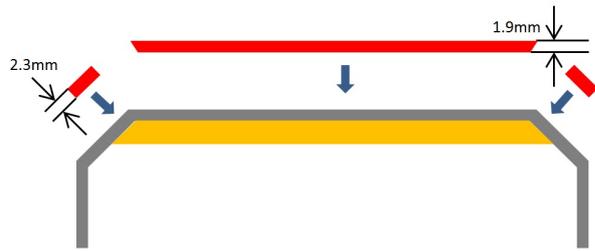


図 3.49 上流部分に接着するシンチレータ。赤が追加接着するシンチ、橙が板状のシンチ、灰色が beam pipe を表す。

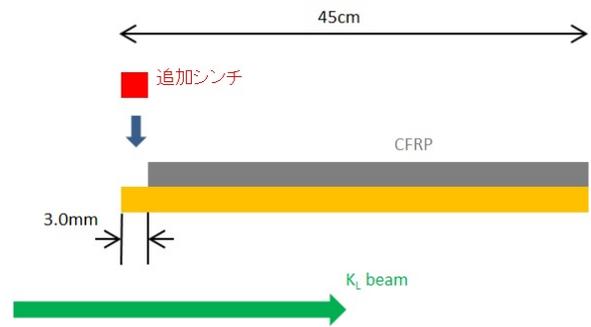


図 3.50 図 3.49 を横から見た図

面の形状から決定される、断面二次モーメントである。プラスチックのパラメータを用いて δ_{max} を計算すると、その値はおよそ $300\mu\text{m}$ となった。この値は beam の分布を考えると十分に小さいといえるので、ネジによる 4 点固定で問題ないと結論した。また、製作する module と同じ形状の亚克力製ダミーを実際に beam pipe に取り付け、たわみが十分無視できることを確認した。

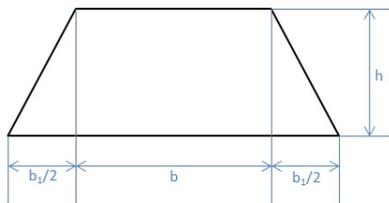


図 3.51 たわみ計算の際に用いたモデルの断面

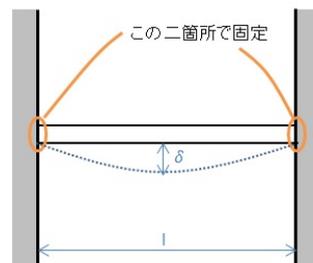


図 3.52 たわみ計算の際に仮定した固定方法

ファイバー接着の際には、接着剤としてエリジェンの EJ500 Optical Cement を用いた。また、接着剤の塗布量、接着にかかる作業時間の短縮及び均一化のため、ステージコントローラとディスペンサを PC 制御した自動塗布システム (図 3.53) を使用した。ファイバーを接着した後、前端部分にシンチレータを接着し (図 3.54)、全体を反射材である、厚さ $20\mu\text{m}$ の Aluminized Mylar で巻いた (図 3.55)。また、読出し用ファイバーの先端には、PMT と光学接続するための樹脂製の治具を接着した (図 3.56)。

こうして製作した 4 module について線源を用いて光量測定を行った後、NCC 検出器の結晶スタックの際にあわせて HINEMOS を beam pipe 内に設置した (図 3.57、図 3.58)。

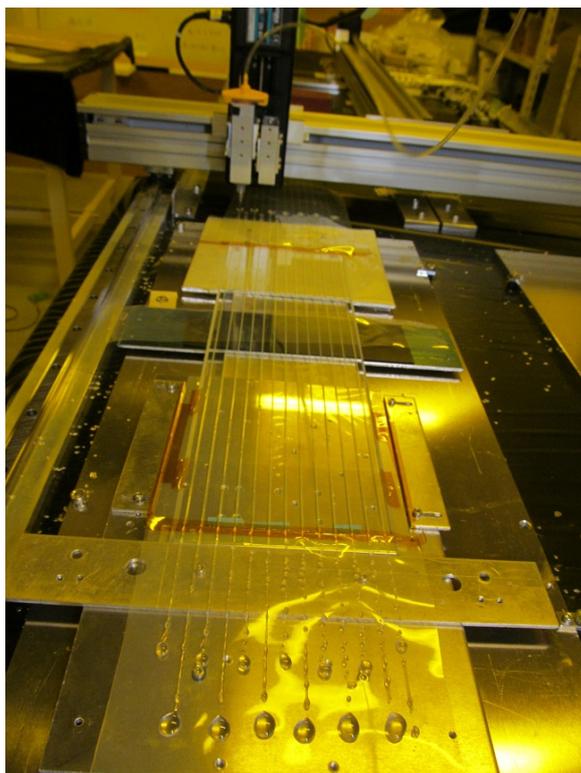


図 3.53 自動塗布システムで、ファイバーを接着している様子

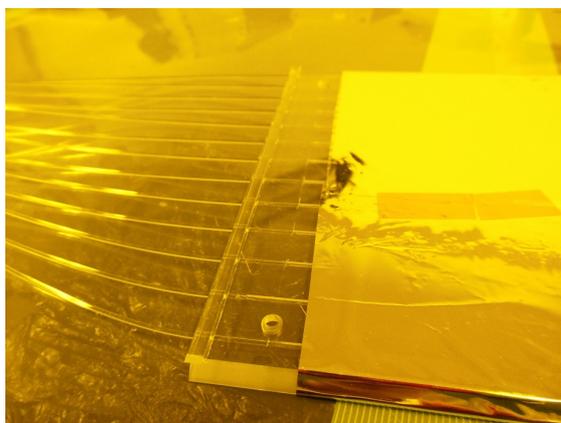


図 3.54 前端部分に追加のシンチレータを接着した様子

3.3.2 読出し部分の設計

HINEMOS 検出器は真空容器内に設置され、1 Pa 程度の環境下で運用される。読出し PMT は、この環境下でも適切に動作するよう KOTO 実験で開発された、H7415Vmod[10] を使用した。この PMT は浜松ホトニクスで開発された H7415 型に、真空中での放電・発熱を抑えるため

- 光電管部分周辺の空間を全てモールドする
- μ -metal を管先端から 6mm 凹ませて、 μ -metal 内側もモールドする
- ベース抵抗を表面実装タイプにする

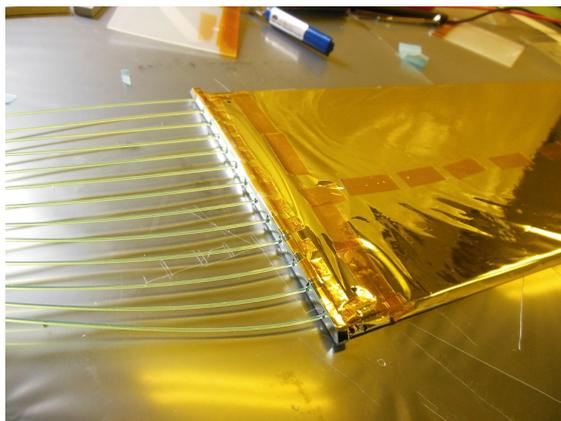


図 3.55 反射材である Aluminized Mylar を巻いた module。前端部分の凹凸の影響で少し反射材が波打っているが、設置した際には beam pipe によって押しえつけられ、凹凸は解消される。

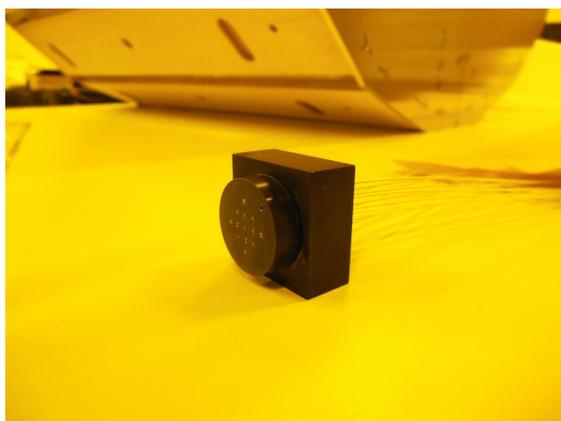


図 3.56 PMT との接続のための治具を接着した様子



図 3.57 NCC beam pipe を上流から見た様子。beam pipe の内側に、銀色の反射材が巻かれた HINEMOS を確認することができる。

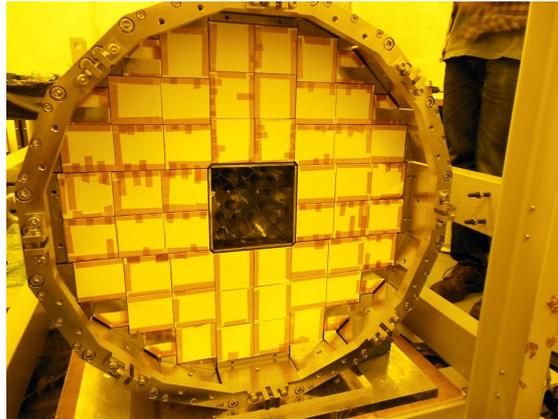


図 3.58 NCC 検出器を下流から見た様子。中央の beam pipe 内側に、HINEMOS が設置されている。

- ベース基板上的抵抗配置を外縁部に変更し、放熱効率を高める
- 基板上へのサーミスタを実装し、温度変化をモニターできるようにする

という改良を加えたものである。HINEMOS 検出器の光量は 160keV に対して 3p.e. ほどで、これを検出しようとする gain は 1×10^7 程度が必要である。しかしこの PMT のレート耐性の観点から、PMT 自身の gain 設定は 2×10^6 程度に設定する必要があったので、後ろにアンプとして富士ダイヤモンドの TKY-0351 を接続することで対応した。このアンプは約 0.6V 以上の入力に対して回路を保護するためのダイオードが設置されている。HINEMOS は beam 由来の粒子が入射した場合 path length が数 10cm と非常に長くなり、出力信号が 0.6V を超えることがある。これが起こるとインピーダンスのマッチングが取れなくなり、反射波を発生させてしまう。この反射波を防ぐため、PMT 直近で、 50Ω のバックターミネーションをほどこした (図 3.59)。実際に反射波が抑制できているかについては確認を行っており、それについては 4.2.1 で述べる。現在アンプの増幅率は 10 倍で、バックターミネーションの部分で信号は 1/2 になるので、全体の gain としは 1×10^7 程度になるように調整している。

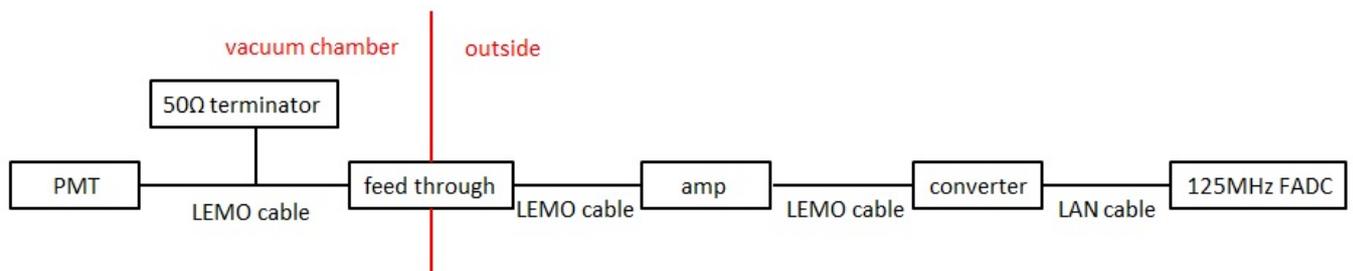


図 3.59 HINEMOS の信号読出しの流れ。converter で、single-end 入力を differential 出力に変換している。詳しくは 4 章で触れる。

第 4 章

実機の性能評価

この章では、製作した HINEMOS 検出器の性能評価について述べる。まず module 製作時に線源を用いて行った測定に基づく評価について述べ、その後で KOTO 実験エリアにインストールして取得した、宇宙線及び K_L beam 由来のデータに基づく性能評価を行う。

4.1 線源を用いた光量測定

まず、実機の光量について測定を行い、要求性能を満たすかどうかを確かめた。測定 setup の概念図と写真を、図 4.1, 4.2 に示した。測定には、ベータ線源である ^{90}Sr (最大エネルギー 2.3MeV) を用いた。Sr 線源にはアルミニウム製で厚さ 1cm、 $\phi 1\text{cm}$ の穴を持つコリメータが取り付けられている。module の上下にトリガーシンチを設置し、Sr から出る β 線のうち垂直方向に入射するものを選び出せるようにした。また、Sr 線源を長手方向にステージコントローラで移動させることで、読出し部分からの距離ごとに信号を測定した。このとき同時に LED 由来の信号も測定した。LED の出力は 1 光電子の信号を記録できるよう調整し、この結果から線源由来の信号を絶対光量に変換した。読出し PMT は、 $\phi 3.3\text{cm}$ の H7415 を使い、電圧は定格電圧である -2000V を印加した。

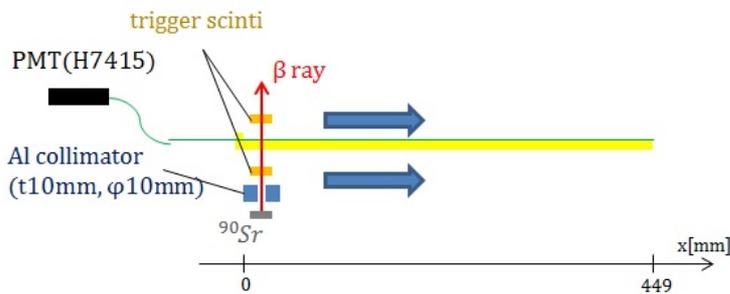


図 4.1 光量測定セットアップの概念図

測定を行った結果の、ADC 分布を図 4.3、図 4.4 に示す。図 4.3 は読出し PMT に近い側、図 4.4 は遠い側の測定結果である。それぞれに対して、ピークに対して、11.0p.e.、



図 4.2 光量測定セットアップの写真

9.8p.e. と計算され、ファイバーの伝播による光量減少が現れている。

この測定を 4 module 全てについて行い、1p.e. 信号の大きさから絶対光量を求め、z 座標との関係をプロットしたのが、図 4.5 である。なお、これ以降は 4 つの module を、KOTO 実験エリアにインストールされた際の配置に従って top, bottom, north, south と呼ぶことにする。横軸は上流端からの距離、縦軸は光量を表す。この結果から、上流端の部分で 9p.e. 以上の光量を達成できていることが分かる。このとき module に落とされているエネルギーのピーク値は、シミュレーションから 545keV であると見積もった。この値を用いて光量を 160keV に換算すると 2.6p.e. となる。これは 3 章で要求した光量 3p.e./160keV を若干下回るが、不感率としては 99 % を達成できるため、実機としての性能は十分であると判断した。

4.2 宇宙線による性能評価

この節では、J-PARC で行った 2013 年 5 月の物理データ取得時に、並行して取得した宇宙線データから評価した性能について述べる。

4.2.1 KOTO 実験で記録される波形

まず、HINEMOS 検出器のデータ取得方法について、説明を行う。PMT から出力された信号はフィードスルーを通じて真空容器外のアンプに入力され、つぎにコンバータに入力される。コンバータで single-end 入力を differential 出力に変換し、その後信号は 125MHz FADC[11] に入力、1clock=8ns として、64clock ごとの FADC count がフ

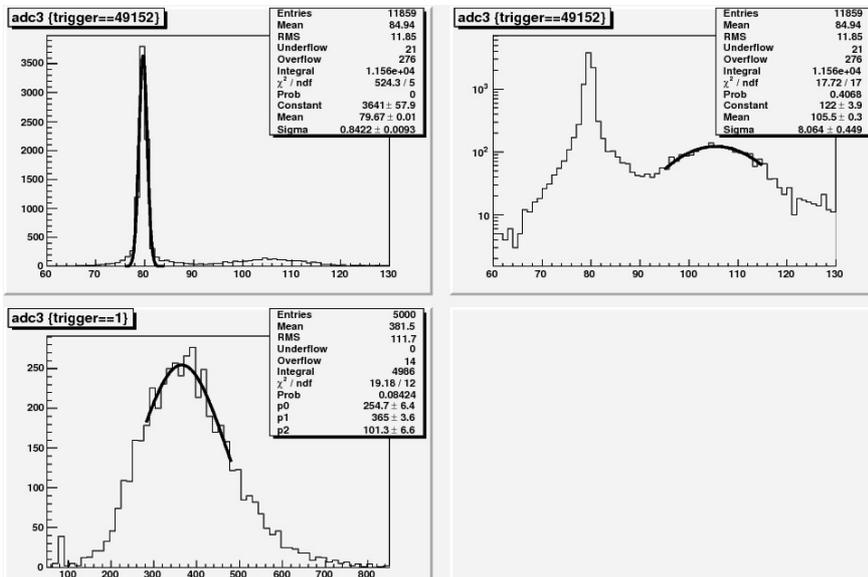


図 4.3 読出し PMT に近い側で取得したデータ。左上と右上は、LED が発光するタイミングでトリガーした信号の ADC 分布で、同じプロットの縦軸を対数表示している。左はペDESTAL を、右上は 1p.e. 信号を Gaussian で fit している。左下はトリガーシンチでトリガーされた信号の ADC 分布。これを fit した Gaussian の頂点とペDESTAL の頂点の差が 545keV に相当するとした。いずれも横軸は ADC count である。

ルスケール 2V、14bit 分解能でデジタル化されて保存される。また、KOTO 実験で用いる 125MHz FADC には、サンプリング周波数に対する要請を下げるため、読出しを行う前に Bessel Filter を導入している。これにより波形は面積を保ったまま、時間方向に広がったガウス関数の形の信号に変換される。

HINEMOS には 3.3.2 で述べたように、反射波を防ぐためのバックターミネーションを接続しており、波形の情報を用いるには出力反射波の抑制が達成されているかどうかを確認する必要がある。実際に FADC で取得した波形が図 4.6 であるが、これによって大信号でも反射波が見られないことを確認できる。今回の解析に用いるのは、この波形に基づいて記録される数値である、Integrated ADC, Peak Height, Time の三つである。以下、それぞれが何の値を意味しているのかについて説明を行う。

まず Integrated ADC であるが、これはよく知られる ADC 出力と類似した値である。各 clock で記録された FADC count 値を全 64clock 分について足し合わせた値が Integrated ADC として記録される。次に Peak Height についてであるが、64clock のうち最も高い FADC count 値を記録する。最後に Time について説明する。これは、先ほど説明した Peak Height と関係しており、Peak Height を記録した clock 数から遡り、波高が Peak Height の 1/2 となった時間を記録する。図 4.7 に以上の値の概念図を示す。

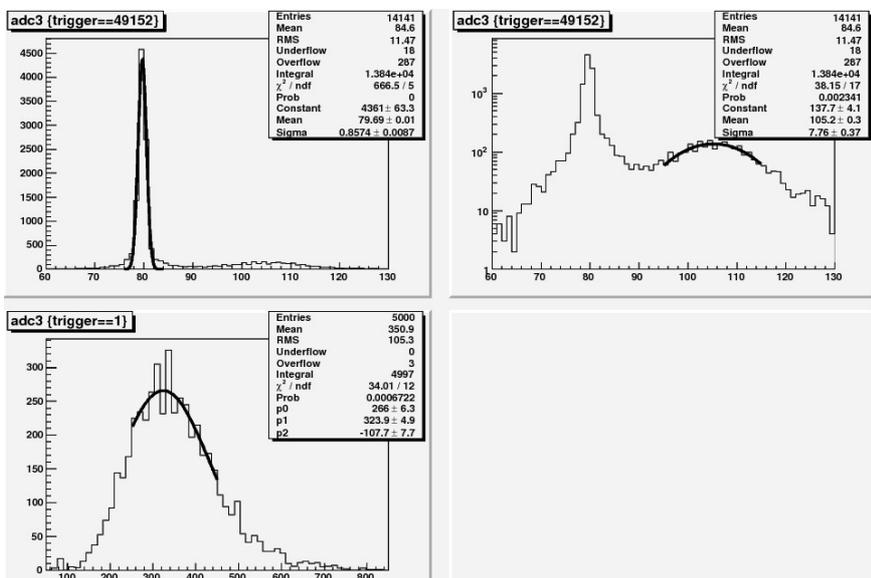


図 4.4 読出し PMT から遠い側で取得したデータ。図 4.3 に比べて、トリガーシンチでトリガーされた信号の出力が下がっており、ファイバー伝播に伴う減衰の様子を確認できる。

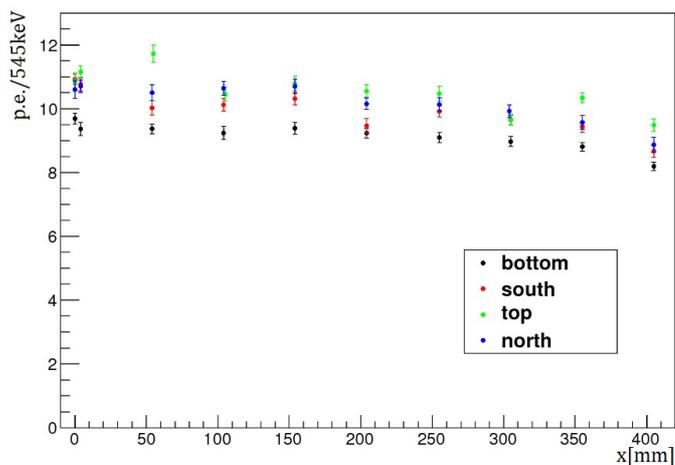


図 4.5 各 module の光量。横軸は読出し側の端からの距離で、遠くなるにしたがって光量が減少していく様子が見える。

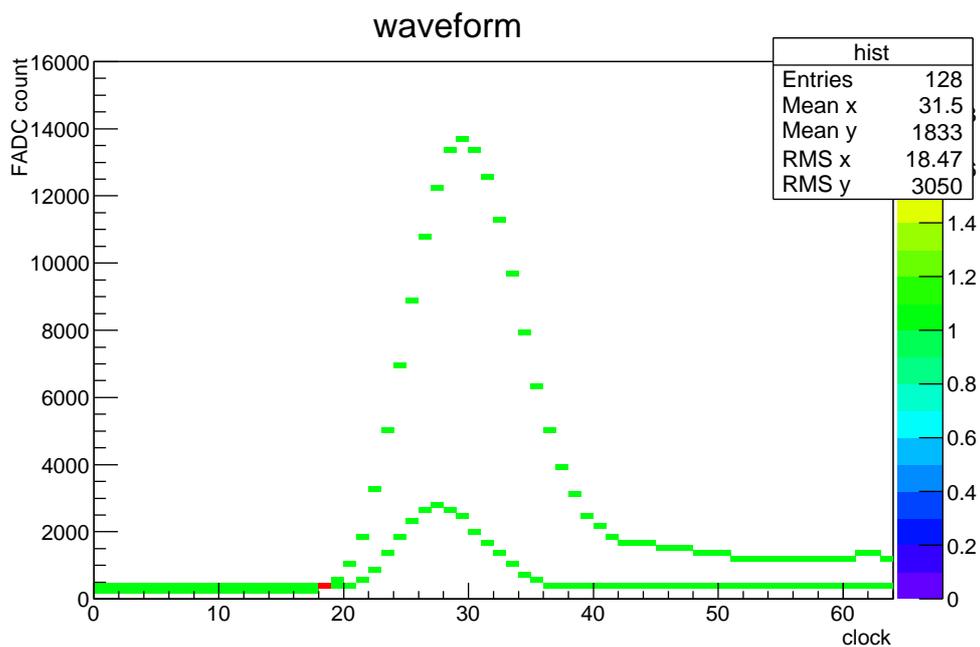


図 4.6 FADC で得られた波形データの例。大小 2 つのパルスを重ねて描いている。1 clock=8ns ごとに FADC count のデジタル化された値が記録されている。大パルスの出力であっても反射波は見えていない。

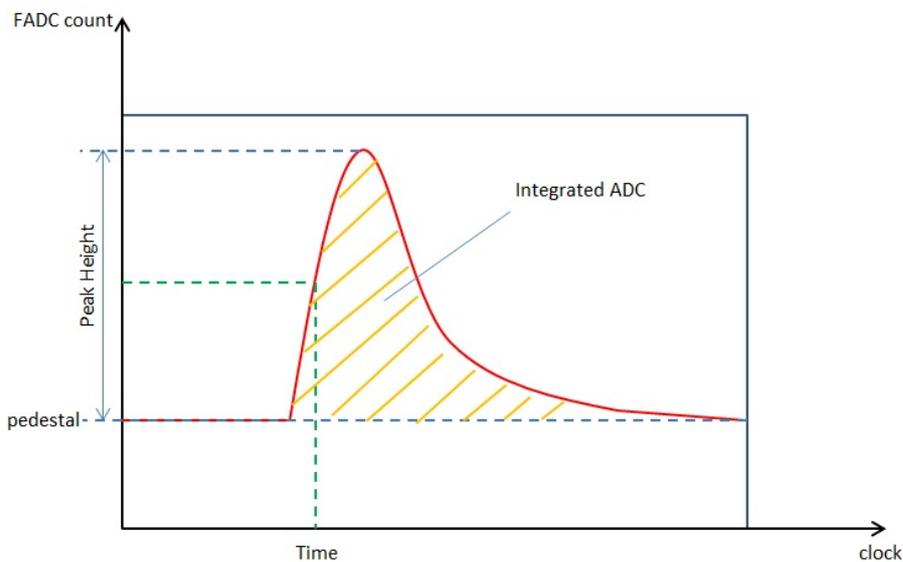


図 4.7 記録された波形における、Integrated ADC, Peak Height, Time の概念図

4.2.2 エネルギー較正

KOTO 実験において、各検出器の信号は FADC によって読み出される。検出器でのエネルギー損失を知るためには Integrated ADC や Peak Height の値とエネルギーの対応関係を知っている必要がある (Peak Height はエネルギー損失に線形に対応するとは限らないので、Integrated ADC との関係が線形であるかどうかともチェックする必要がある)。この対応付けをエネルギー較正と呼ぶ。この節では、エネルギー較正の手法について説明する。

HINEMOS 検出器のエネルギー較正は、宇宙線を用いて行った。その理由を以下で述べる。HINEMOS 検出器は beam 軸に対し平行に設置されている検出器なので、beam 由来の粒子の path length を特定しづらく、ゆえに K_L beam を用いたエネルギー較正は困難である。それに対して宇宙線由来のミューオンは、HINEMOS の外側に Main Barrel 検出器 (MB) や NCC 検出器が設置されている (図 4.8) ため、垂直に入射するものを選び出すことが可能で、path length を特定しやすい。NCC 検出器は 152 本の結晶ごとに分割して読出しがなされており、この情報を用いればイベントの選択が容易に行える。また MB は上流・下流の両側から信号読出しをしており、その時間差から宇宙線がどこに hit したかが分かる。hit 位置が分かれば、宇宙線ミューオンの飛跡を再構成できるため、入射角や入射位置に対応した補正をかけることが可能である。以上の理由から、HINEMOS のエネルギー較正は宇宙線を用いて行う。

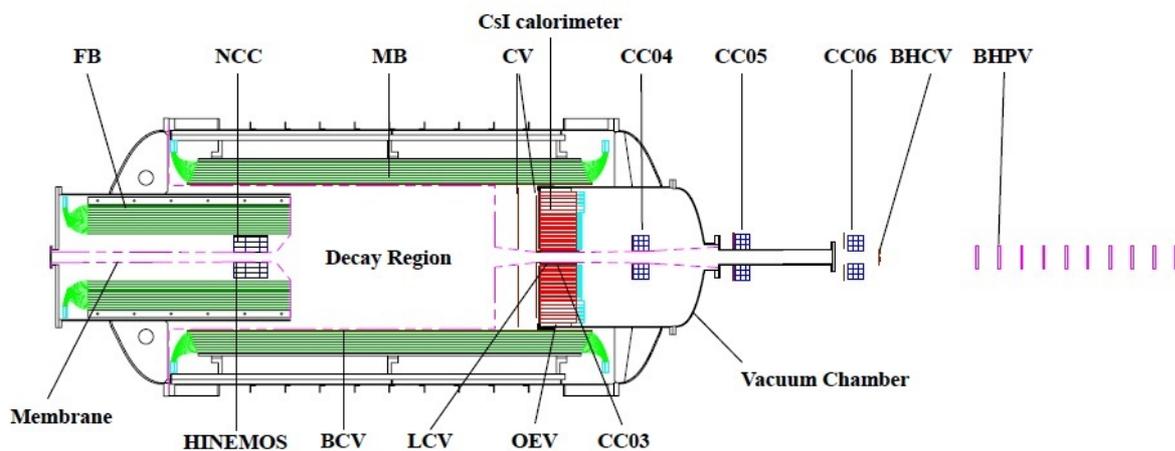


図 4.8 KOTO 検出器を横から見た図。HINEMOS は NCC の最内層に設置されている。

まず、MB による宇宙線飛跡の再構成について述べる。MB は ϕ 方向に 32 分割、径方向に 2 層になり、合計 64module をそれぞれ上下流から PMT で読み出している。

初めに、各 module における hit 時間、hit 位置、energy 損失の計算方法について説明する。hit 時間 t_{hit} は、上流側 PMT で信号が検出された時間 t_{front} と下流側 PMT で信

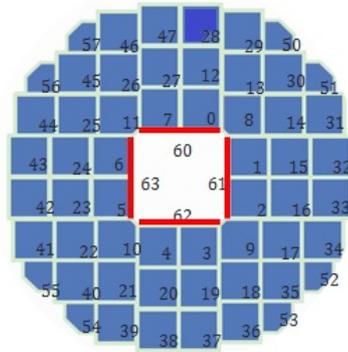


図 4.9 NCC 検出器を下流側から見た図。中央の赤線が、HINEMOS を表す。数字は結晶及び HINEMOS に付けられた ID

号が検出された時間 t_{rear} の平均として

$$t_{hit} = \frac{t_{front} + t_{rear}}{2} \quad (4.1)$$

と計算される。hit 位置 z_{hit} は、MB における波長変換ファイバーの伝播速度は 168mm/ns と求められているのでこれを用いて

$$z_{hit} = \frac{t_{front} - t_{rear}}{2} \times 168 \quad (4.2)$$

と表すことができる。ただし、ここで得られる z_{hit} は MB 中央の z 座標を基準にした変位分の値である。MB における信号の hit 位置に従う減衰についても既に知られており、上下流それぞれの PMT で検出されたエネルギー E_{front} 、 E_{rear} は hit 位置 z_{hit} を用いて

$$E_{front}^* = \frac{E_{front}}{\exp(-z_{hit}/(\lambda + \alpha \times z_{hit}))} \quad (4.3)$$

$$E_{rear}^* = \frac{E_{rear}}{\exp(z_{hit}/(\lambda - \alpha \times z_{hit}))} \quad (4.4)$$

と補正される。 λ と α は減衰を特徴付けるパラメータで、 $\lambda = 4674$ 、 $\alpha = 0.495$ である。この E_{front}^* と E_{rear}^* については、真のエネルギー損失の半分ずつが front と rear に伝播したと考えて、その和を MB の 1 module における energy 損失とした。

MB によって宇宙線の飛跡を再構成した様子を、図 B.1 に示した。飛跡の再構成の詳細な手順は、付録に記述する。これにより、宇宙線の飛跡のパラメータを決定することができる。再構成の手順の詳細は、付録に記載する。これらの情報をもとに、イベントの選択や、出力の補正を行う。

エネルギー較正に用いるイベントに要求した条件は、

- 再構成した宇宙線飛跡の y-x 射影において、y 切片と x 切片がともに原点から 120mm 以内にある
- (top, bottom のみ)NCC common 結晶 ID28 又は 47 と、36 又は 37 に hit がある (図 4.11 の赤色の箇所)

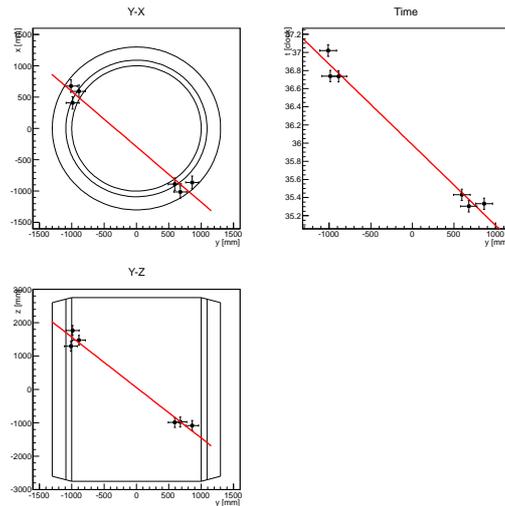


図 4.10 MB による宇宙線の飛跡の再構成。左上は y-x 平面、左下は y-z 平面に射影した飛跡を表す。右上は、hit 時間と hit があった module の y 座標の関係を表す。

- (north, south のみ)NCC common 結晶 ID31~34 のいずれかと、41~44 のいずれかに hit がある (図 4.11 の黄色の箇所)
- 飛跡を fitting した際の χ^2 の値が、いずれも 2 未満である

である。一番目の 120mm という値は、beam pipe の内部を貫通していることを保証するための値である。以上の条件を満たすイベントに対して、さらに入射角度・入射位置に応



図 4.11 NCC 検出器を下流側から見た図。エネルギー較正に用いた module を色分けしてある。赤色が top, bottom とそのエネルギー較正に用いた NCC 結晶、黄色が north, south とそのエネルギー較正に用いた NCC 結晶である。

じた補正をかける。

補正は 2 種類行った。1 つは入射角度に対する補正、もう 1 つは入射位置に対する補正である。まず、入射角度に対する補正について説明する。この補正は、

- module に入射した角度を求め、そこから粒子の path length を計算
- path length に対応するエネルギー損失の MIP の値をシミュレーションから算出

- 3mm 貫通での MIP の値との比を取り、出力された信号に補正值としてかける

という手順で行った。path length 補正の倍率としては、1 倍～0.63 倍程度である。これにより、斜め貫通の事象もエネルギー較正に用いる事ができるようになる。とくに north、south の module は地面に対して立った状態で配置されるため、垂直に貫通するような宇宙線が少なく、エネルギー較正に必要な統計量をためるのに時間がかかってしまうが、これによりデータ取得に必要な時間を短縮できる。

もう1つは入射位置に対する補正である。粒子が入射した z 位置に対する出力の変化は線源による測定のとおり同様、宇宙線のデータで見られている。図 4.12、図 4.13 はそれぞれ上流端付近、下流端付近に hit したイベントの Integrated ADC 分布を Gauss 関数と landau 関数の convolution function で fit したもので、下流側の分布の方が出力が下がっている様子が見える。また、横軸を hit した z 座標、縦軸を先ほど述べた convolution function の landau 成分の MPV として top、bottom module についてプロットしたのが図 4.14 である。

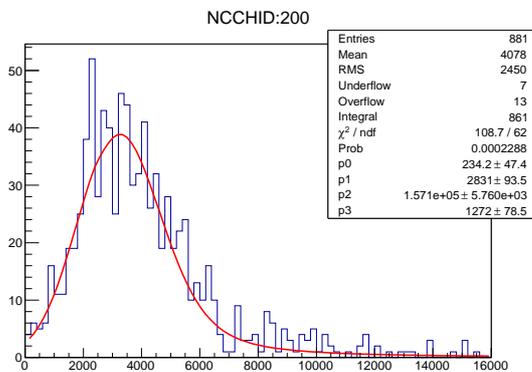


図 4.12 top module の上流端付近に hit した宇宙線イベントの Integrated ADC を一次元ヒストグラムにプロットしたもの。fit 結果のパラメータ p1 が、landau 関数成分の MPV を表す。

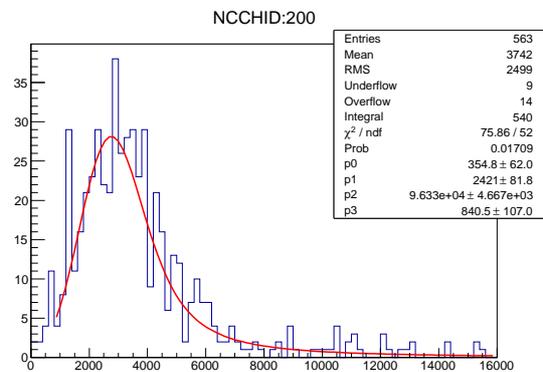


図 4.13 top module の下流端付近に hit した宇宙線イベントの Integrated ADC を一次元ヒストグラムにプロットしたもの。パラメータ p1 が、図 4.12 にくらべ減少していることが分かる。

図 4.14 からは誤差が大きく、 z 座標と出力の関係が精度よく決まらないので、同様の結果をより精度よく示している、線源による測定で得られた依存性(図 4.5)をもとに補正を行うことにした。

hit 位置に対する補正は次のような手順で行う。

- module に入射した位置を求める
- 線源測定から求めた光量の z 依存性をもとに、下流端から 4.5cm の点での光量と hit した位置での光量の比をとる
- 求めた比の値を出力にかけ、補正とする

こちらにも主な目的はデータ取得に必要な時間の短縮である。この補正では、出力を HINEMOS の下流側にそろえることになるので、エネルギー較正を行った後の上流側での出力は実際の energy deposit よりも若干高い値となる。

これらの補正を組み合わせることで、統計のためにくい north、south module であっ

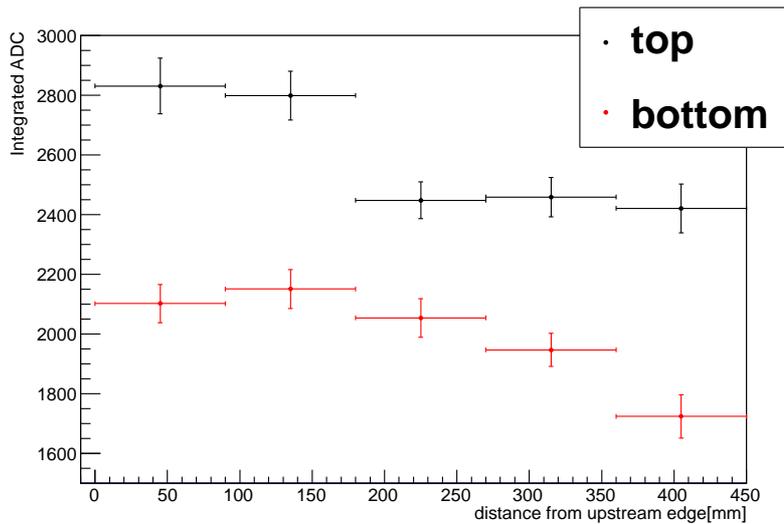


図 4.14 top module と bottom module について、hit 位置と MPV の関係を表した
もの。誤差が大きいが、双方減少傾向が見られる。横軸の誤差は飛跡再構成の精度に、
縦軸の誤差は統計に起因するもの。図 4.5 と同じような減少度合いを示している。

ても一日程度あれば十分にエネルギー較正が行えるようになった。これは、データ取得中
の出力安定性を確認するのに役立っている。図 4.15 に示したのは、2013 年 5 月 10 日か
ら 5 日間の、一日ごとのエネルギー較正による、MIP ピークに対応する Integrated ADC
の値を示したものである。横軸は取得したデータセットの番号を表し、誤差棒の範囲が一
日分に相当する。赤線は 5 点を定数で fit した結果で、点線はその上下 3 % を表す。特に
後半の 4 日間は全 module が安定した出力を示していることがわかる。

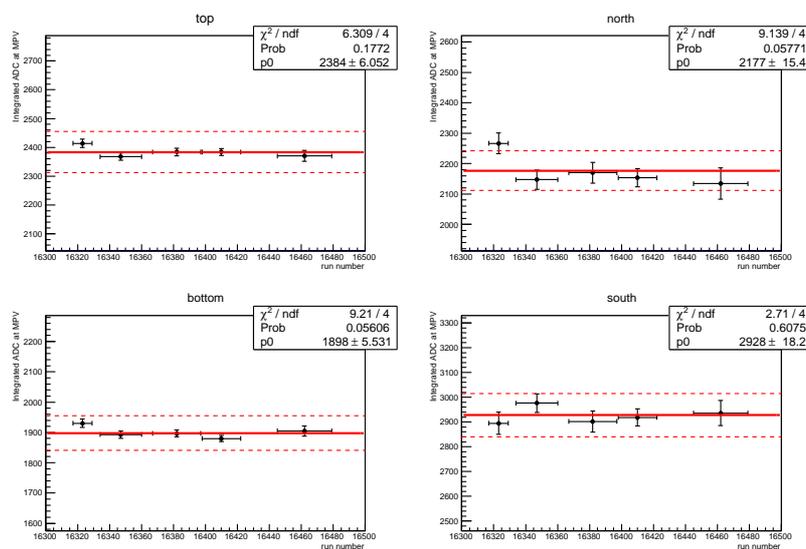


図 4.15 2013 年 5 月 10 日から、14 日の間の、MPV に対応する Integrated ADC の
値。横軸は取得したデータセットの番号を表し、誤差棒の範囲が一日分に相当する。赤
線は 5 点を定数で fit した結果で、点線はその上下 3 % を表す。特に後半の 4 日間は全
module が安定した出力を示していることがわかる。

以上の補正を、2013 年 5 月 13 日に取得した、約 20 時間分の宇宙線データに適用し、プ

ロットしたのが図 4.16 である。これらに対して landau 関数と gaus 関数の convolution function で fit を行い、landau 成分の MPV が、シミュレーションより求めたエネルギー損失 480keV に対応するようにエネルギー較正を行った。

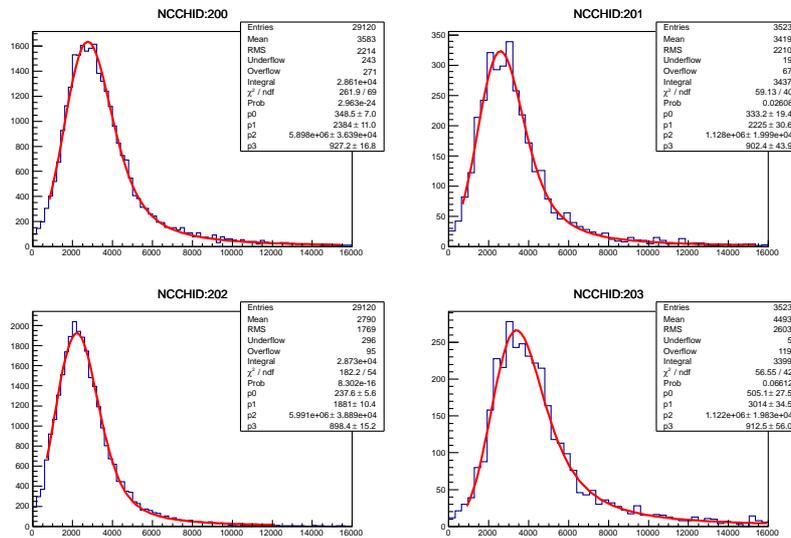


図 4.16 2013 年 5 月 13 日に取得したデータのに補正を加えプロットしたもの。左上が top, 右上が north, 左下が bottom, 右下が south.

ここまでのエネルギー較正では、Integrated ADC とエネルギーの対応をとっている。しかし HINEMOS 検出器は 10 倍アンプを通した読出しをしているため、信号がない場合でもグラウンドがノイズによってふらつきやすい。図 4.17 は、クロックで生成されたランダムなトリガーによりデータを取得した際の Integrated ADC の分布である。160keV という低エネルギーに threshold をかける場合、このノイズが energy threshold に一部かかってしまい、count rate 及び accidental loss を不要に増大させてしまう。これを防ぐために、HINEMOS のエネルギー較正では Peak Height を用いることを考えた。こちらは 64clock 全ての FADC count を足し合わせる必要がないため、ノイズによるふらつきの影響を低く抑えられると考えた。

まず、Peak Height が energy deposit と線形に対応するかどうかを検証した。これは、Integrated ADC と Peak Height の関係を見ることで確かめられる。5 月に取得した宇宙線データ 3 日分を使用し、Integrated ADC の値と Peak Height の値の関係をプロットしたのが図 4.18 である。横軸を Integrated ADC の値ごとに区切り、各区間の Peak Height の平均値を縦軸にとっている。横軸の範囲は、Integrated ADC を用いたエネルギー較正の結果より 0MeV~2.4MeV(5MIP) の範囲であり、その 720keV(1.5MIP)~2.4MeV(5MIP) の区間で直線による fit を行っている。イベントの選択条件としては、Integrated ADC についてかけた条件と同様である。

fit の範囲ではおおむね Peak Height と Integrated ADC が線形に対応しているが、1.5MIP よりも低エネルギーの領域では、分布が直線から外れている。この原因については、以下のように考えている。

低光量では光量が減るに従い、シンチレータと波長変換ファイバーの発光による長いテールを持った波形から、1p.e. の PMT の走行時間を反映する幅の細い Gauss 関数型

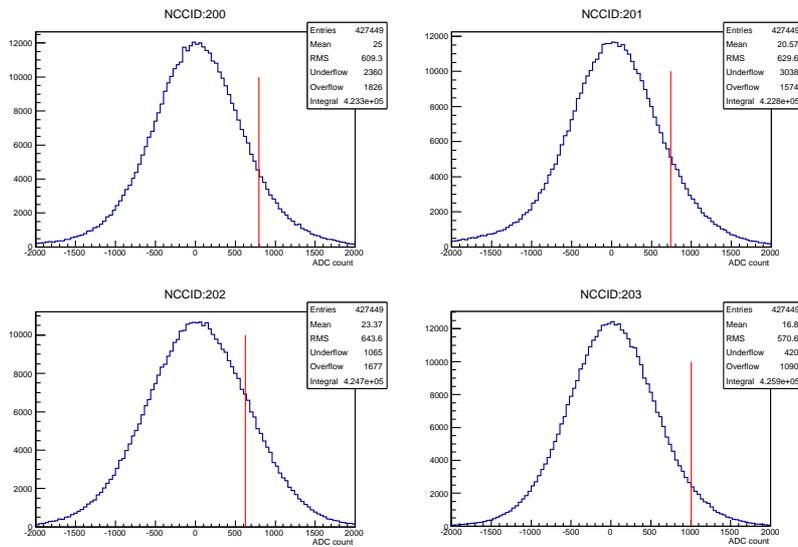


図 4.17 クロックトリガーで取得した、Integrated ADC の分布。左上が top、右上が north、左下が bottom、右下が south。赤線は、エネルギー較正から得た 160keV の値。

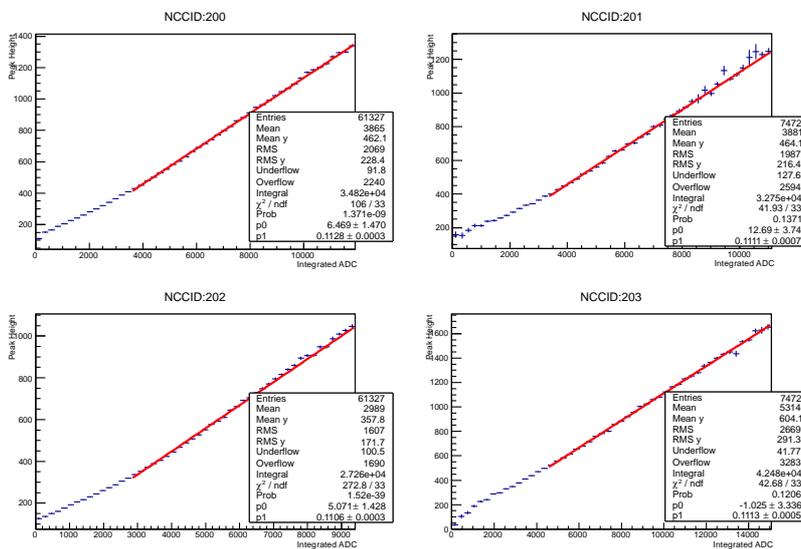


図 4.18 Integrated ADC を区切り、対応する Peak Height の値の平均をプロットしたもの。横軸の範囲は、各 module のエネルギー較正の結果に基づき、0MeV から 2.4MeV (5MIP) までをプロットしている。横軸の誤差は 50keV に相当する Integrated ADC の値で、縦軸の誤差は各区間の標準偏差。左上が top、右上が north、左下が bottom、右下が south。赤線は、そのうち 720keV (1.5MIP) から 2.4MeV (5MIP) までを一次関数で fit した結果で、fit の範囲ではおおむね線形に対応していることが分かる。

の波形へと変化していく。この入力波形の変化に伴い、FADC モジュール内部の Bessel Filter の出力においても、Peak Height と Integrated ADC に non-linearity を生じると考えている。1MIP 付近でのずれは 5 % と見積り、エネルギー較正值に誤差を与えるとした。

5 % 程度の不定性があることを踏まえたうえで、Peak Height によるエネルギー較正を行った。使用したデータ及び手法は、先述した Integrated ADC に対するものと同じである。結果、図 4.19 のような分布が得られた。後述する count rate や accidental loss は、Peak Height によるエネルギー較正の結果に基づいて考察する。

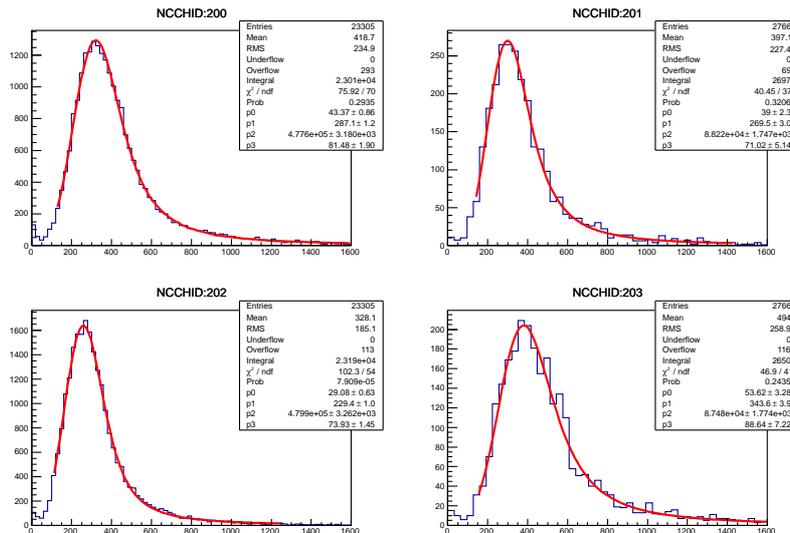


図 4.19 2013 年 5 月 13 日に取得したデータの Peak Height に補正を加えプロットしたもの。左上が top, 右上が north, 左下が bottom, 右下が south.

また、ノイズの影響が抑えられていることを確認するために、図 4.17 と同じ手法で Peak Height の値をプロットした。結果を図 4.20 に示す。図 4.17 と比較すれば threshold の位置がノイズから離れていることが分かる。

4.2.3 不感率

この節では、宇宙線由来のデータに基づく、不感率の見積りについて述べる。4.2.1 で説明したエネルギー較正と同様に、イベントの選択は NCC 検出器と MB 検出器によって行った。また、north, south に配置した module は垂直貫通のイベントの統計量が非常に少ないため、ここでは top, bottom の module についてのみ述べることにする。不感率測定に用いたイベントに課した条件は

- z-y 平面における宇宙線の傾きの絶対値が 10 以上である
- NCC 結晶 ID28, 12, 0, 3, 19, 37 の middle 結晶 (長さ 20cm) を貫通している、もしくは 47, 27, 7, 4, 20, 38 の middle 結晶を貫通している

である。これにより、HINEMOS 上流端から 15cm~35cm の領域に、ほぼ垂直に入射したイベントを選び出し、不感率がどの程度であるかを測定することができる。hit する

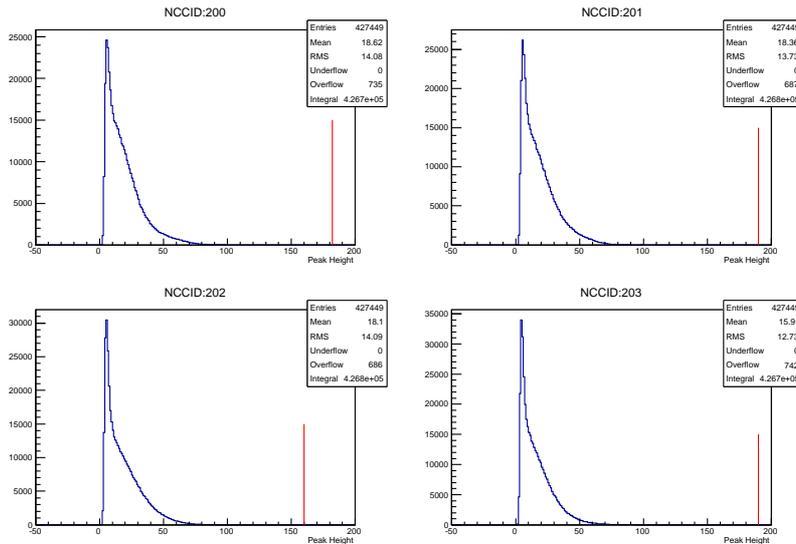
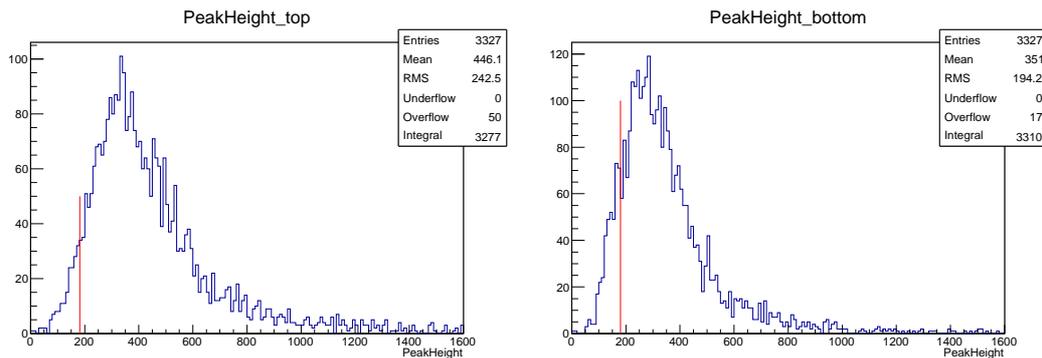


図 4.20 クロックトリガーで取得した、Peak Height の分布。左上が top、右上が north、左下が bottom、右下が south。赤線は、図 4.18 から得た 160keV の値。Peak Height は 64clock 中で最も高い値を記録するので、正の値のみの非対称な分布となる。



(a) top module

(b) bottom module

図 4.21 top, bottom module の、3mm 貫通イベントに対する Peak Height の出力。赤線は、図 4.18 の分布から求めた、160keV での Integrated ADC の値に対応する Peak Height。

z 座標については 20cm の範囲で広がっており、出力は伝播による減衰の影響を受けるが、特に補正はかけていない。この選択条件で残ったイベントについて、Peak Height をプロットしたのが図 4.21 である。

図 4.18 の分布に基づき、160keV に対応する Peak Height に thrshold をかけた場合、top,bottom の不感率はそれぞれ 5.6 %、12.7 % と非常に大きい値となった。これは Peak Height と Integrated ADC の non-linearity に起因することが考えられ、今後この問題を解決する必要がある。

4.2.4 時間分解能の評価

この節では、HINEMOS の時間分解能の評価について説明する。まず、評価に用いるイベントの選択であるが、これには HINEMOS 自身の情報と、MB によるトラッキング、NCC 検出器の hit 情報から得られた情報を用いた。要求した具体的な条件は、以下の通りである。

- HINEMOS の top、bottom の両方に hit がある
- 再構成した宇宙線飛跡の y-x 射影において、y 切片と x 切片がともに原点から 120mm 以内にある
- x-y 平面、z-y 平面における宇宙線の傾きの絶対値がともに 10 以上である
- 飛跡を fitting した際の χ^2 の値が、いずれも 2 未満である

これらの条件を満たしたイベントに対し、top と bottom の hit 時間の差の分布をプロットし、Gaussian によって fitting を行った。この時、粒子の飛行時間 (TOF:time of flight) 分だけ信号が出力される時間がずれるためその補正が必要である。これについては fitting から得た宇宙線の y 方向の速度に top と bottom の間の距離をかけることで TOF を求め、hit 時間の差に足すことで対応した。fitting を行った結果が、図 4.22 である。

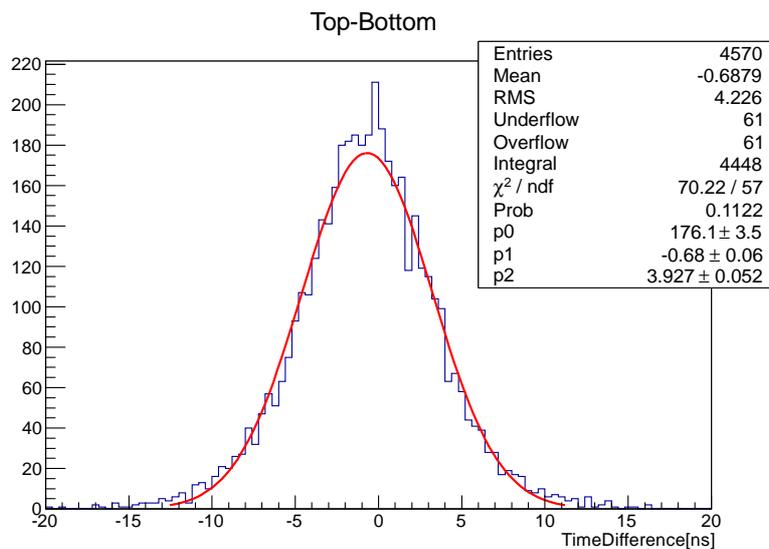


図 4.22 top module と bottom module の時間差に TOF 補正をかけ、Gauss 関数で fit したもの。横軸の単位は ns。

2module 間の時間差の分布は、Gauss 分布に従う。この分布の標準偏差を σ_d 、2つの module の時間分解能をそれぞれ σ_1, σ_2 とすると、これらの間には以下の関係が成り立つ。

$$\sigma_d = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4.5)$$

今回は、2つの module の時間分解能が等しいと仮定するため、 $\sigma_1 = \sigma_2$ となり、結局

$$\sigma_d = \sqrt{2}\sigma_1 \quad (4.6)$$

の関係が成り立つ。図 4.22 の分布から式 4.6 に基づいて時間分解能を計算した所、その値は $2.78 \pm 0.04[\text{ns}]$ となった。これは要求性能である 5ns をよく満たしている。

4.3 K_L ビームによる性能評価

この節では、2013 年 5 月に取得した、 K_L beam 由来のデータに基づく性能評価について述べる。

4.3.1 count rate

この節では、HINEMOS 各 module の count rate についての評価を述べる。

2013 年 5 月のビームタイムにおけるビーム強度は、15.4kW、20.2kW、23.8kW であったので、それぞれについて count rate を求めることにした。まずは、この解析に用いたデータ取得のトリガー”TMON トリガー”について説明する。

”TMON”とは”target monitor”の略で、KOTO 実験で用いる T1 標的から 50°方向、40m 離れた位置に設置された 3 枚のプラスチックシンチレータを指す。これらは T1 標的から見て重なった配置をされており、これらの信号がコインシデンスしたときにトリガーを発行する。J-PARC ハドロンホールへの一次ビーム取り出しは「遅い取り出し」と呼ばれる、2 秒間かけて陽子ビームを少しずつ取り出す方式であるが、この二秒間の間に取り出し量のふらつきがある。TMON トリガーでは、一次ビームの取り出し強度に従った頻度でトリガーを生成できるため、ビームの細かい構造を反映した count rate を得ることができる。

TMON トリガーで取得される波形の時間は、64clock の中でランダムに分布する。これに対してある時間幅 Δt を定義してやると、count rate は Δt の中に threshold 以上の信号が入っている確率を p として

$$\text{count rate}[\text{Hz}] = \frac{p}{\Delta t[\text{s}]} \quad (4.7)$$

で求めることができる。今回は、取得された 64clock(1clock=8ns) 分のデータのうち、25clock~45clock の区間に入っている信号を扱い、threshold は、Peak Height でのエネルギー較正結果に基づき、1MIP に対応する Peak Height の 1/3 の値にかけた。これは 4.2.3 で採用した threshold よりも低い Peak Height 値になる。count rate の観点からは、threshold の値としてより低い値を採用しているため、より厳しい評価をしていることになる。25clock~45clock の区間を選んだ理由は、window の中で中央付近の波形を選ぶことにより、波形が途中で切れ、Integrated ADC や Peak Height が不適切な値をとることを防ぐためである。式 4.7 に基づいて各 module の count rate を算出した結果が、図 4.23 である。beam の強度が上がるに従って、線形に上昇していく様子が見られ、また各 module の count rate は 100kHz 程度に収まっていることがわかる。PMT のレート耐性は、現状の gain である 2×10^6 において、1MHz までは変動が 10 %内であると保証している [10]。よって、現状の count rate は使用している PMT のレート耐性の範囲内である。

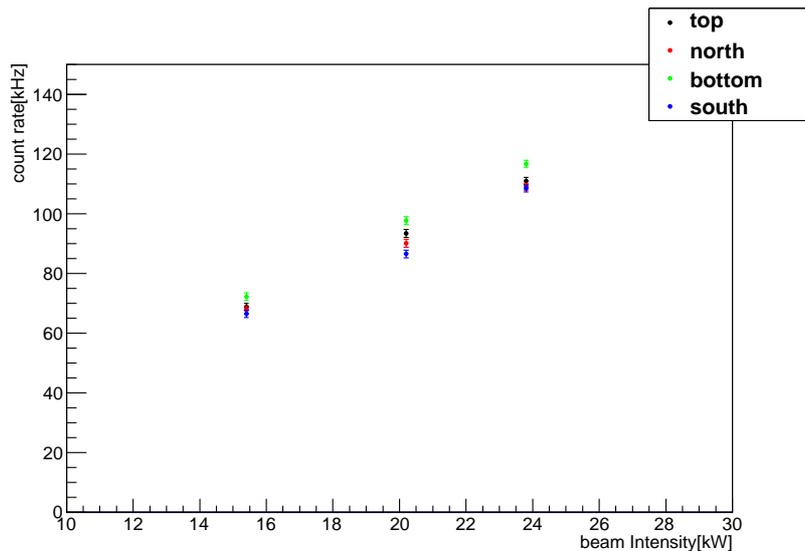


図 4.23 beam 強度ごとの、各 module の count rate。

さらに、ここまでで得た count rate の値から、さらに高強度の beam を用いて実験を行った時の予測を行った。現在用いている T1 標的は Au 製であるが、将来的には Ni 製に変更する予定であり、POT あたりの K_L 数が異なる。また beam の取り出し方も、現在は 1 spill を 6 秒として、そのうち 2 秒間で一次 beam を取り出しているが、これは 1 spill 3.3 秒、beam 取り出し時間 0.7 秒に変更される。Pt target と Ni target それぞれの、POT 当りの K_L 取り出し量はすでに測定されており、表 4.2 のようになっている。Pt target と Au target で、beam の状態に大きな差がないことがシミュレーションから見積もられているので、今回はこの Pt target での測定結果を適用することにした。

target	Flux (normalized to $2 \times 10^{14} POT$)
Ni (5.4-cm-long)	$(1.94 \pm 0.05^{+0.25}_{-0.24}) \times 10^7$
Pt (6.0-cm-long)	$(4.19 \pm 0.09^{+0.47}_{-0.44}) \times 10^7$
Pt/Ni ratio	$2.16^{+0.38}_{-0.36}$

表 4.1 $2 \times 10^{14} POT$ に換算した時の、beam exit における K_L の flux[9]。

full intensity である 300kW の際は、target として Ni を使用するので Pt target における K_L 量を換算する必要がある。今回のデータ取得での強度 15.4kW, 20.2kW, 23.8kW それぞれにおける 1spill あたりの POT(proton on target) 数がわかっているので、そこから表 4.2 を用いて 1 spill あたりの K_L 数、さらに 1 spill の beam 取り出し時間が 2 秒であるから、1 秒ごとの K_L 数が求められる。同様に 1 spill = 3.3ns、取り出し時間 1.7 秒での 300kW run の際の値も求め、まとめたのが表 4.2 である。

count rate や accidental loss は 1 秒あたりの K_L 数に依存するので、ここから 300kW run でのおおまかな予測値を求めることができる。1 秒あたりの K_L 数と、今回の実験で得た count rate の値の関係をプロットしたのが、図 4.24 である。これらを直線で fit し、300kW における一秒あたりの K_L 数まで外挿することで予測値を算出したところ、およ

intensity	POT/spill	# of K_L /spill	# of K_L /sec
15.4kW	1.9×10^{13}	4.0×10^6	2.0×10^6
20.2kW	2.5×10^{13}	5.3×10^6	2.7×10^6
23.8kW	3.0×10^{13}	6.2×10^6	3.1×10^6
300kW	2.0×10^{14}	1.9×10^7	2.7×10^7

表 4.2 各強度における 1 spill あたりの POT 数と、beam exit における K_L の数 [9]。
 K_L については 1 spill あたりの数と 1 秒ごとの数を表記している。

そ 1MHz となった*1。先述したとおり、今の gain における PMT のレート耐性は 1MHz まで保証されているので、full intensity の環境下でも現状のセットアップで問題ないことが確認できた。

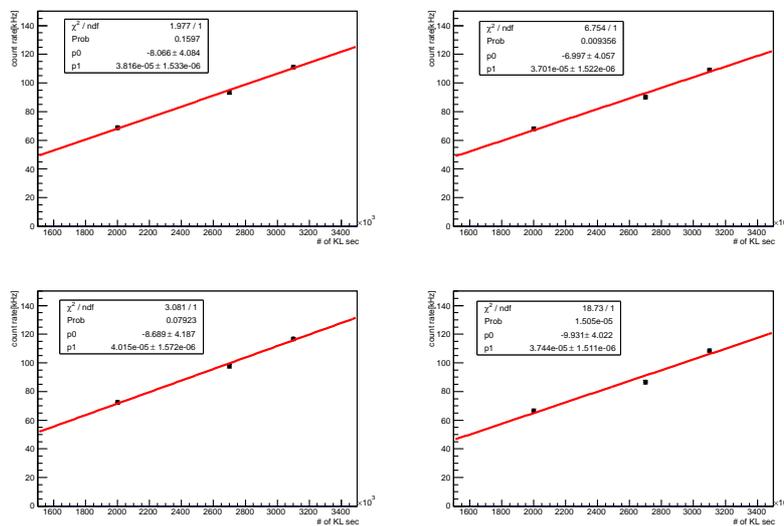


図 4.24 1 秒あたりの K_L 数と、count rate の関係。左上が top、右上が north、左下が bottom、右下が south。これらを直線で fit し、300kW 時の値を予測した。

4.3.2 accidental loss の評価

HINEMOS 検出器は荷電粒子の veto を目的としているが、実際の実験においては accidental な hit により、シグナル事象を必要以上に落としていないかも考慮する必要がある。そこで、4module のどれかに hit があった場合 20ns の間 veto window を開くとして、どの程度の accidental loss があるかを実際に測定した。

4.3.1 と同様、ビーム強度 15.4kW、20.2kW、23.8kW のそれぞれについて accidental loss を求めた。実際に veto 検出器として運用する場合は or の信号を採用するので、まずは 4module の信号を or で取得した場合の count rate を算出した。4.3.1 と同様に、信号は 25clock~45clock の区間に入っているものを扱った。また、threshold とする Peak Height の値は、4.3.1 と同様の観点から 1MIP に対応する Peak Height の 1/3 の値にか

*1 実際にはビーム取り出しの時間構造の滑らかさによって変化する。

けた。結果を図 4.25 に示す。

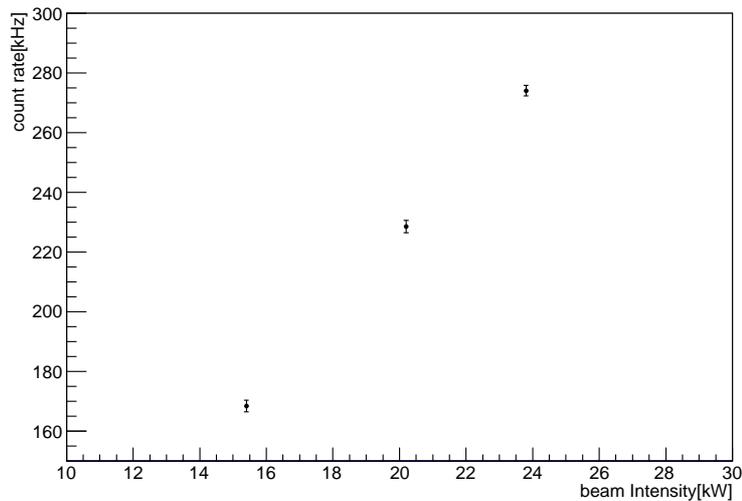


図 4.25 4module の信号を or で取得した場合の count rate。前節で求めた module ごとの count rate と同様、beam 強度に対して線形な関係が見られる。

このデータを元に、accidental loss がどの程度発生するかを見積もることができる。veto window の中に accidental に veto 信号が入ってくる確率は、上述した count rate に veto window 幅をかければよい。veto window の幅を 20ns として、求めた accidental loss の値を図 4.26 に示す。今回のデータ取得期間では非常に低い値で、問題になるレベルではないことが確認できた。

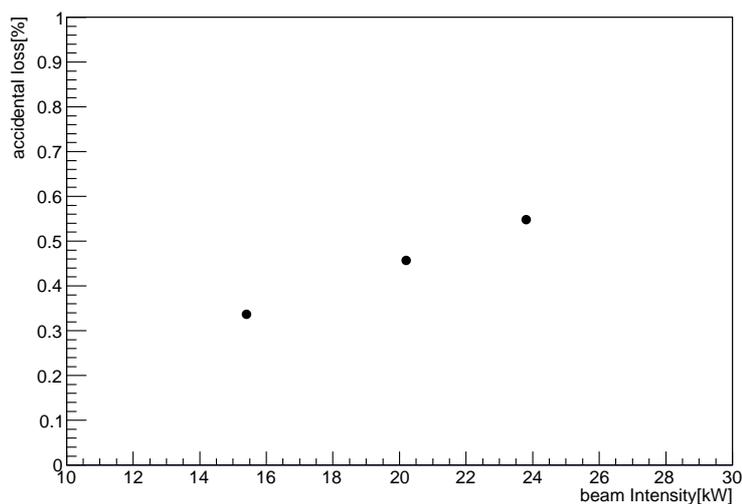


図 4.26 accidental loss と beam intensity の関係。

さらに、4.3.1 と同様にして、300kW run でのおおまかな予測値を求めることができる。まず 1 秒あたりの K_L 数と、今回の実験で得た accidental loss の値の関係をプロットしたのが、図 4.27 である。これらを直線で fit し、300kW における一秒あたりの K_L 数まで外挿することで予測値を算出したところ、約 4% となった。実際にはビーム取り出

しの時間構造の滑らかさによって変化するが、これが現在の状況と同じであると仮定すると、accidental loss は許容できる範囲内であるといえる。

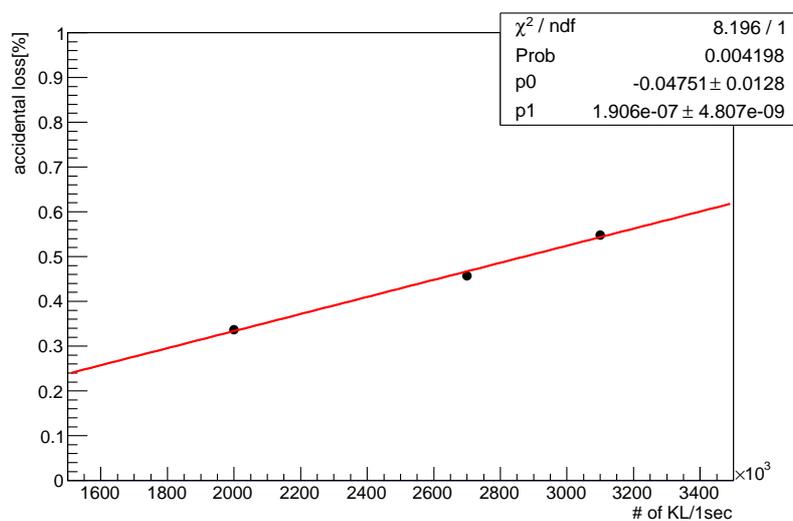


図 4.27 1 秒あたりの K_L 数と、accidental rate の関係。これを直線で fit し、300kW 時の値を予測した。

第5章

まとめと今後の課題

本論文では、KOTO 実験において使用される、上流 beam pipe 内荷電粒子検出器”HINEMOS”の開発と、その性能評価について述べた。

まずはシミュレーションから、上流 beam pipe 内で K_L の崩壊に由来する π^-g が、beam pipe 中の陽子と荷電交換反応 $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ を起こすことにより発生するバックグラウンドの数を見積もった。その結果、KOTO 実験のシグナル事象の 20 倍程度バックグラウンドが発生することを突き止め、これを veto するためのプラスチックシンチレータ製検出器”HINEMOS”の開発を決定した。

まず、シミュレーション結果を元に、HINEMOS に対する要求性能をまとめた。その結果、ビームとの干渉を防ぐために厚さは 3mm であること、beam pipe 上流端面から入射してくる π^- がバックグラウンド事象のおよそ半分を占めるため、beam pipe 内側だけでなく上流端も覆う必要があること、また検出効率としてはバックグラウンド数とシグナル数を比較すると 99 %が必要であることがわかった。そこから、検出効率 99 %を達成するための光量を求めた。さらに、HINEMOS でシグナルを検出する時間とバックグラウンド事象が CsI カロリメータで観測される時間差のふらつきをシミュレーションから見積り、full intensity でのデータ取得の際の count rate を考慮した時に、十分 accidental loss を抑制でき、かつ十分バックグラウンドを抑制するために必要な時間分解能を求めた。

次に、実機の製作を行った。beam pipe 上流端面を覆うという要求は、HINEMOS は上流側へ飛び出した構造にし、飛び出し部分にシンチレータを光学接着することで達成した。また、ビームに平行であるため上流端部分の光量を読み出すことが可能な gain を PMT 単独で達成することが難しいことが分かったので、アンプを導入して対応した。また、長い path length の粒子が大きなエネルギーを落とした際に発生する大パルスがアンプの入力保護用ダイオードで反射波を発生させる恐れがあったので、バックターミネーションを導入し対策を行った。

製作後に行った線源による測定で光量を導いた。その結果、全 module で、1/3MIP である 160keV のエネルギー損失に対して 2.6p.e の光量が得られることが分かった。これは当初目標としていた 3p.e./160keV よりも若干低い値であるが、検出効率 99 %は達成できる。

2012 年 12 月に KOTO 実験エリアにインストールを行い、2013 年 5 月までデータの取得を行った。宇宙線によるエネルギー較正や K_L beam 出力時の count rate 測定、記録される波形の確認等を行いながら解析を進め、要求される性能が達成できているかの評

価を行った。その結果、時間分解能の値として 2.8ns を得、時間分解能については要求を満たしていることを確認した。宇宙線の垂直貫通に対する不感率は Integrated ADC と Peak Height の non-linearity の影響により正しい評価ができておらず、今後の課題である。 K_L ビームに対しては、veto window 幅 20ns の運用を仮定して、beam 強度に応じた count rate の測定結果から accidental loss を求め、さらに 300kW ビームでデータ取得を行った際の、それらの値の予測を行い、問題が起こらないレベルであることを確認した。

今後は、まず Ke3 崩壊の他の崩壊モードで、バックグラウンド数がどうなるかの詳細を詰める予定である。とくに $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 崩壊は運動量分布が Ke3 崩壊由来の π^- と異なるので、バックグラウンド数が単純に分岐比と同じ割合にならない恐れがある。また、 $z=-5000\text{m}$ よりも上流部分での K_L 崩壊の寄与を正しく見積もることや、接着による光量への影響も残された課題である。また、現状では真空槽を検出器領域と崩壊領域で分割するための膜と、それを支持するための治具が HINEMOS 内側に設置されており、これらによるバックグラウンドが、HINEMOS による veto をかけたとしてもシミュレーションから見積もられている。今後 KOTO 実験で HINEMOS を運用していく上で、内側の物質にどう対策するかも検討していく必要がある。

また一つ大きな問題として、低エネルギー側の threshold をいかにしてかけるか、という問題がある。Integrated ADC による測定では 160keV の信号がノイズの中に埋もれ、Peak Height による測定では non-linearity の影響で正しく測定できていない。ノイズの小さいアンプの導入、もしくは波形を関数で fit して解析するなどの手法を確立していく必要がある。

2013 年の物理ランで取得されたデータは 1.2×10^{18} POT 相当であり、 K_L 数に直すと 2.5×10^{11} である。これは KOTO 最終感度における K_L 数のおよそ 700 分の 1 で、そこから想定される、今の段階で発生する HINEMOS が veto すべきバックグラウンド数は 0.1 イベント程度となる。ゆえに今後統計を今の 10 倍以上取得すると、beam pipe 及び HINEMOS の中で発生するバックグラウンドが見え始め、さらなる veto 能力の評価が期待できる。

付録 A

2 cluster に対する運動力学的カット

シグナル事象の識別には、崩壊位置 Z_{VTX} と横方向運動量 P_t のカットの他に、以下のような運動力学的カットを用いる。

- E_γ cut
CsI カロリメータに入射した 2 つの γ 線のエネルギーに対して適用するカット
- Fiducial cut
 γ の CsI カロリメータにおける入射位置に対するカット
- Collinearity angle cut
ビーム軸に対する 2 つの入射 γ の、CsI 平面上での角度に対するカット
- CsI E_t cut
CsI カロリメータ全体に検出されたエネルギーの合計に対するカット
- CsI CoE cut
CsI カロリメータのエネルギーが検出された結晶の、エネルギー重心の位置に対するカット
- E- θ cut
それぞれの γ の、CsI カロリメータに対する入射角度と γ のエネルギーの関係に対するカット
- E-ratio cut
2 つの γ のエネルギーの比に対するカット
- γ distance cut
2 つの γ の入射位置の間の距離に対するカット
- shape χ^2 cut
 γ が作る電磁シャワーの形状に対するカット
- P_t/P_z cut
再構成された π^0 の Z_{VTX} と P_t/P_z の二次元平面上にかける制限
- delta vertex time cut
それぞれの γ が CsI カロリメータに入射した時間差に対するカット。再構成した崩壊点からの time of flight 分の補正をかけた上で行う

以上のカットと、さらに veto 検出器によるカットをかけた上で残った信号が、シグナル事象として定義される。

付録 B

MB による飛跡再構成と、エネルギー較正で用いた補正

飛跡の再構成は、以下のような手順で行った。

- 5MeV 以上の信号があった module を、hit module と定義する
- hit module のうち、平均の hit 時間から最も hit 時間が離れている module を除外する操作を、全 hit module の hit 時間が 24ns 以内に収まるまで繰り返す
- hit module が 3 つ以上残ったイベントに対して、各 hit module に対応する位置座標及び hit 時間をプロットし、直線で fitting を行う
- 位置座標の値は各 module の中心とし、その誤差は x, y 座標については 10cm、z 座標については 15cm、hit 時間の誤差は 0.5ns とする

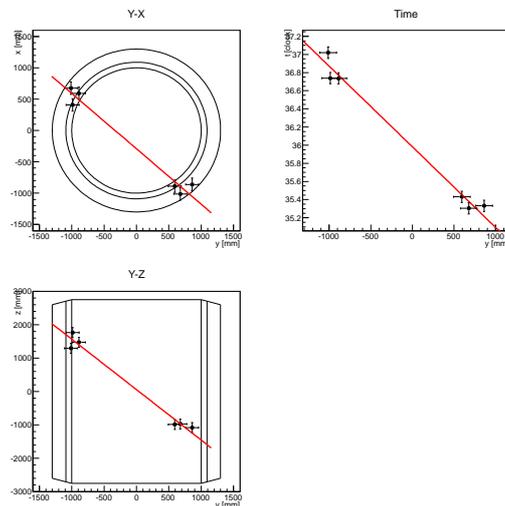


図 B.1 MB による宇宙線の飛跡の再構成。左上は y-x 平面、左下は y-z 平面に射影した飛跡を表す。右上は、hit 時間と hit があった module の y 座標の関係を表す。

飛来した宇宙線の、時間も含んだ飛跡の情報は以下の式のように表せる。上の fitting によって、式 B.1, B.2, B.3 の dx/dy , dz/dy , dt/dy , x_0 , z_0 , t_0 を決定することができる。これらの情報をもとに、イベントの選択や、ADC count の補正を行う。

$$x(y) = \frac{dx}{dy} \times y + x_0 \tag{B.1}$$

$$z(y) = \frac{dz}{dy} \times y + z_0 \tag{B.2}$$

$$t(y) = \frac{dt}{dy} \times y + t_0 \tag{B.3}$$

以上の情報を元に、補正関数を定義した。

path length に対する補正関数は、次のように定義した。

$$L_{cor_{vert}} \left(\frac{dx}{dy}, \frac{dz}{dy} \right) = \sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dy} \right)^2} \tag{B.4}$$

$$L_{cor_{hori}} \left(\frac{dx}{dy}, \frac{dz}{dy} \right) = \frac{\sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dy} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dy} \right)^2}}{\left| \frac{dx}{dy} \right|} \tag{B.5}$$

式 B.4 は top, bottom に配置した module に対する補正、式 B.5 は north, south に配置した module に対する補正である。 $dx/dy, dz/dy$ は飛跡の y-x 射影及び y-z 射影における傾きで、飛跡の再構成の際に得られる値である。これらの関数を垂直入射の際の厚み 3mm にかけることで、再構成された入射角における path length を計算することができる。(図 B.2)

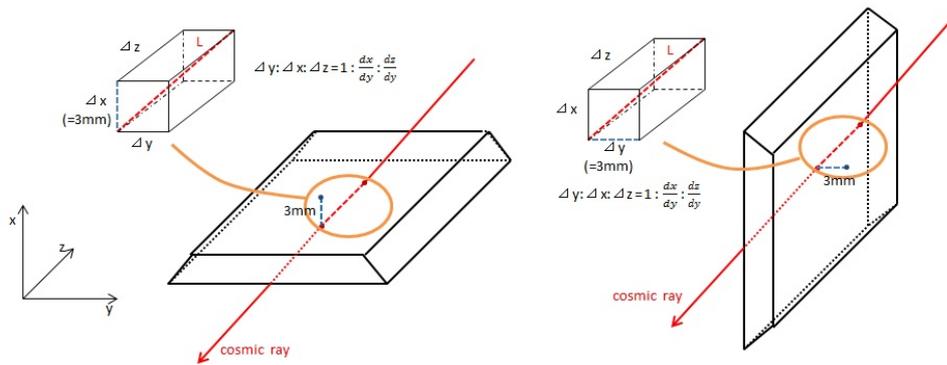


図 B.2 式 B.4, B.5 に基づく、path length 補正の概念図

補正後の path length に対応する energy deposit の補正值は、シミュレーションに基づいて決定した。図 B.3 は、path length と energy deposit 分布における MIP 値の関係である。これを直線 $y = p_0 + p_1 \times x$ で fit し、入射角度に対する補正関数に必要なパラメータ p_0, p_1 を決定した。式 B.6 は、energy deposit の補正関数である。これは、“垂直入射 (3mm 貫通) での MIPpeak 値”と“再構成した path length での MIPpeak 値”の比を意味している。

$$E_{cor} \left(p_0, p_1, \frac{dx}{dy}, \frac{dz}{dy} \right) = \frac{3 \times p_1 + p_0}{3 \times L_{cor} \left(\frac{dx}{dy}, \frac{dz}{dy} \right) \times p_1 + p_0} \quad (\text{B.6})$$

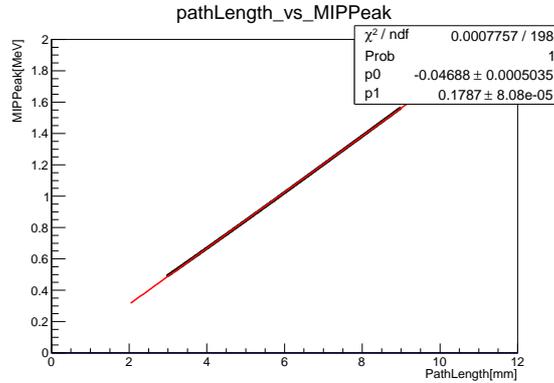


図 B.3 横軸はプラスチックシンチレータの path length, 縦軸はその path length における energy deposit の分布を landau 関数で fit した MPV。これを fit した直線に基づいて ADC count にかける補正値を決定した。

式 B.6 を ADC count にかけることで、全イベントを”荷電粒子が module 内を 3mm 貫通したイベント”として扱えるように補正した。次に、入射位置に対してかけた補正について説明する。

荷電粒子が hit した位置が異なる場合、ファイバーを光が伝搬する際の減衰から、同じ energy であっても読み出される信号の大きさが変わってくる。この影響を補正するため、MB によって再構成した飛跡の情報から Hinemos 上での hit 位置を求め、線源測定によって求めた減衰関数とあわせて位置ごとの補正を行った。図 B.4 は線源測定の際の光量の位置依存性を、一次関数の直線で fit した様子である。原理的には、ファイバーにおける光の減衰は指数関数に従うが、今回は module の長さが 45cm 程度と減衰長に比べ十分短く、直線でも十分に精度よく fit することができたためこちらを採用した。

module ごとの hit 位置の z 座標は、以下の式で計算した。

$$HitZ_{vert} \left(\frac{dz}{dy}, z_0 \right) = \frac{dz}{dy} \times (\pm 70) + z_0 \quad (\text{B.7})$$

$$HitZ_{horiz} \left(\frac{dx}{dy}, \frac{dz}{dy}, x_0, z_0 \right) = \frac{dz}{dy} \times \left(\frac{(\pm 70) - x_0}{\frac{dx}{dy}} \right) + z_0 \quad (\text{B.8})$$

式 B.7 の + は top, - は bottom に、式 B.8 の + は north, - は south に対応する。図 B.5 に概念図を示す。ここから求めた hit 位置の情報から、決定される位置補正関数が式 B.9 である。

$$Z_{cor} \left(\frac{dz}{dy}, z_0, \left(\frac{dx}{dy}, x_0 \right) \right) = \frac{p_1 + p_0 \times 399.2}{p_1 + p_0 \times \left(HitZ \left(\frac{dz}{dy}, z_0, \left(\frac{dx}{dy}, x_0 \right) \right) + 2112.2 \right)} \quad (\text{B.9})$$

式 B.9 に含まれる数値 399.2 は、module 上流端から基準位置 (NCC rear 結晶の中心) までの距離、2112.2 は、KOTO 検出器座標 (Front Barrel 検出器の上流端を z=0 とする)

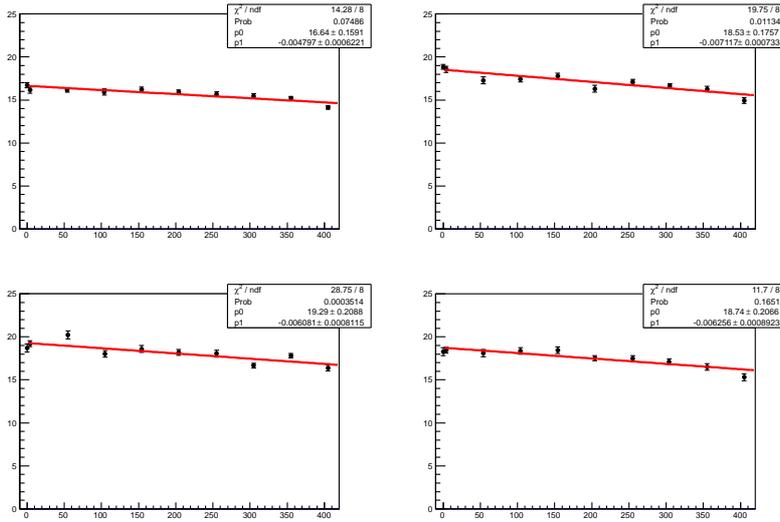


図 B.4 各 module(左上 : top, 右上 : north, 左下 : bottom, 右下 : south) の光量位置依存性と、その fit の様子。横軸が module 上流端からの距離、縦軸が 1MeV 当りの光量を表す。

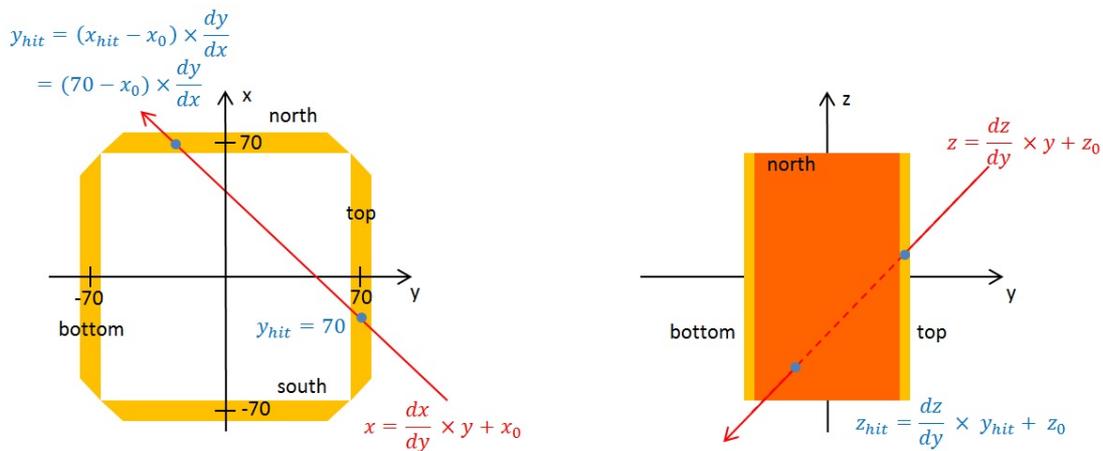


図 B.5 式 B.7, B.8 に基づく hit 位置計算の概念図

における基準位置の z 座標である。この式は基準位置における光量と荷電粒子が hit した位置における光量の比を意味しており、これを ADC count にかけることで、全イベントを基準位置に荷電粒子が hit したイベントとして扱える。この補正では、出力を Hinemos の下流側にそろえることになるので、エネルギー較正を行った後の上流側での出力は実際の energy deposit よりも若干高い値となる。

謝辞

二年間という短い間でしたが、様々な方に御世話になりました。この場を借りて、お礼を申し上げます。

南條創助教には、研究の基礎となる知識から丁寧に指導を頂きました。学部生から研究分野を変更し、素粒子実験の世界へと飛び込んできた私がここまで研究を進めるにあたって、非常に多くのご助言、ご協力を頂いた事、誠に感謝しております。

京都 KOTO グループの学生の方々にも御世話になりました。増田さんには、実験ベンチの立ち上げから面倒を見ていただきました。増田さんの研究への真摯な取り組みは、いつも見習いたいと思っていました。河崎さんには、NCC 組み立ての際に、検出器開発に関わらせていただき、そこで多くのことを学ばせていただきました。また、背景事象シミュレーションの際にも様々な助言を頂きました。前田さんには、HINEMOS の module 製作の際に、CV 開発で培ったノウハウを元にして、多くの工程に助力頂きました。また解析の際にも、解析メンバーとして多くの助言を頂きました。内藤さんは、研究だけではなく私生活の面でも気をかけてくださりました。内藤さんとの会話のおかげで、研究の疲れがかなり軽減されたと思います。関さんは、一年先輩ですが、いつも気さくに話しかけていただきました。研究での細かい話も気軽に相談でき、非常に助かりました。また、後輩の上路君と中桐君のおかげで、修士二年の間は KOTO 実験グループ特ににぎやかになりました。みなさま、本当にありがとうございました。

また、京都大学高エネルギー物理学研究室、及び KOTO 実験コラボレータの皆様にも御礼申し上げます。最後になりましたが、これまでの学生生活を見守ってくださった両親に、感謝の意を述べたいと思います。

参考文献

- [1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. 13, 138 (1964).
- [2] Belle Collaboration, K.Abe, *et al*, Phys. Rev. Lett 87 (2001)
- [3] M. Kobayashi, M. Masukawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [4] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51, 1945 (1983).
- [5] Vincenzo Cirigliano, Rev. Mod. Phys. 84, 399-447 (2012).
- [6] A. J. Buras, T. Ewerth, S. Jager, and J. Rosiek, Nucl. Phys. B714, 103 (2005), hep-ph/0408142.
- [7] A. D. Sakharov, Pisma ZhETF, 5 (1967) 32.
- [8] E391a Collaboration, J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. D 81, 072004 (2010).
- [9] Koji Shiomi, Doctor Thesis, Kyoto University (2012).
- [10] 関 繁人, 修士論文, 京都大学 (2013)
- [11] M. Bogdan, J. Ma, H. Sanders, Y. Wah. 2007 IEEE NSS-MIC Conference Record, N08-6, 133-134 (2007)