修士論文

KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の設計

京都大学大学院理学研究科物理学宇宙物理学専攻
物理学第 2 分野 高エネルギーグループ 修士課程 2 年
森井 秀樹

平成 16 年 2 月 2 日

概 要

KOPIO 実験は K 中間子の希崩壊モード $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を精密測定する実験である．このモードの分岐比は CP 対称性の破れを特徴づける Jarlskog 不変量に比例し，これを精密に測定することで直接的 CP 対称性の破れの観測と標準模型の精密検証が可能となる．標準模型の予言ではこのモードの分岐比は 3×10^{-11} である．KOPIO 実験では 7.8×10^{-13} の感度を目指しており，世界で初めてイベント発見能力を持つ実験となる．

KOPIO 実験では終状態 $\pi^0\nu\bar{\nu}$ の同定を $\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊の 2γ を観測し，かつ他には何も検出されない，という条件で行う．ここで最大のバックグラウンドとなるのは $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ からの 4γ のうち 2γ を何らかの理由で検知できない場合であり，これを防ぐため崩壊領域を完全に覆う veto カウンタが必要となる．

我々が開発を行っている beam catcher はビームホール中へ逃れる γ 線を veto する検出器であり，γ 線に対して高い検出効率を持つと同時にビーム中に大量に存在する中性子に対して不感である必要がある．この要求を満たすため，我々は鉛コンバータとエアロジェルを用いたČerenkov 閾値型検出器を多数分散配置する検出器を考案した．

このデザインの有効性を確認するため，我々はまずプロトタイプを製作し，KEK PS T1 ビームラインで原理テストを行った．その結果，発光量，ハドロン反応とも GEANT3 を用いたシミュレーションの結果と概ね一致することが分かった．このビームテストによってエアロジェルČerenkov を用いたデザインが高速の荷電粒子には感度があり，ハドロン反応に由来する低速粒子には不感であるという beam catcher での物理が確認された．

次に，GEANT3 を用いたシミュレーションで実機での光学系の設計を行い，量産が容易で，かつ集光効率のよい光学系を決定した．さらに，beam catcher モジュールを全て並べたシミュレーションで予定の光子検出効率と中性子不感性が実現できるかを確認した．その結果，必要な光子検出効率を得るためには十分な光量が必要であり，そのためには透過率の高いエアロジェルを用いる必要があることが分かった．この透過率の高いエアロジェルを用いた場合，光子に対しては 300 MeV で 99 % の検出効率を持つ一方，中性子に対しては 800 MeV で 0.3 %の検出効率に抑えられる事が分かった．これらのシミュレーションを用いた研究によって概ね目標を達成できる beam catcher のデザインが確立された．

最後に，Čerenkov 放射体であるエアロジェルの光学特性が重要となることが分かったので，量産に向けた準備としてエアロジェルの光透過特性を評価するシステムを開発した．これを用いて使用を予定しているエアロジェルのサンプルで概ね必要な透過率が達成されていることを確認した．

本研究ではプロトタイプを用いて beam catcher での物理を確認し，次にシミュレーションによる光学系や検出器配置の最適化を通じて高い光子検出効率と中性子不感性を両立する beam catcher の具体的なデザインを決定した．加えて，今後の量産に向けてエアロジェルの品質管理システムを開発した．

目 次

第 1 章 Introduction **4**

第 2 章 KOPIO 実験 **6**

2.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理 6

2.1.1 概観 6

2.1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比 7

2.1.3 CKM 行列とユニタリ三角形 7

2.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定実験の現状 9

2.3 KOPIO 検出器 9

2.3.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 検出の原理 9

2.3.2 Beam 13

2.3.3 Preradiator 15

2.3.4 Calorimeter 15

2.3.5 Charged Particle Veto 17

2.3.6 Barrel Photon Veto 19

2.3.7 Beam Catcher 20

2.3.8 Magnet veto 20

2.4 KOPIO 実験の展望 20

第 3 章 Beam Catcher **22**

3.1 Beam Catcher に対する要求 22

3.1.1 Geometrical Acceptance 22

3.1.2 Veto Time Window 22

3.1.3 光子検出効率 24

3.1.4 中性子不感性 24

3.2 Beam Catcher のデザインコンセプト 24

第 4 章 プロトタイプを用いた性能評価 **27**

4.1 プロトタイプの概要 27

4.2 シミュレーションでの仮定 29

4.3 光量測定 29

4.3.1 ビームテストでのセットアップ 29

4.3.2 粒子識別 29

4.3.3 各モジュールの発光量 30

4.4 陽子を用いたハドロン反応の測定 31
4.4.1 ビームテストでのセットアップ 31
4.4.2 陽子検出効率のシミュレーションとの比較 32
4.5 ガスシンチレーション発光量測定 33
4.5.1 測定方法 33
4.5.2 測定結果とビームテストのバックグラウンドの説明 33
4.6 プロトタイプを用いた性能評価のまとめ 35

第 5 章 シミュレーションによる Beam Catcher の設計 37
5.1 シミュレーションで用いた条件 37
5.2 光学系の設計 38
5.2.1 “Base-design” (平面鏡 + Winston cone ファネル + 5 インチ PMT) 40
5.2.2 主鏡の形状による集光率の違い 40
5.2.3 ファネルの形状による集光率の違い 41
5.2.4 PMT の大きさによる集光率の違い 45
5.2.5 “At-most” デザイン 46
5.2.6 光学系のまとめ 47
5.3 全モジュールシミュレーション 48
5.3.1 基本デザインでの結果 49
5.3.2 エアロジェルの屈折率による違い 50
5.3.3 鉛コンバータの前後配置による違い 50
5.3.4 z 方向のモジュール数による違い 51
5.3.5 検出条件による違い 53
5.3.6 全モジュールシミュレーションのまとめ 57
5.4 IY-46 を用いた最終デザイン beam catcher の性能評価 59
5.4.1 エアロジェル IY-46 59
5.4.2 最終デザインのセットアップ 59
5.4.3 光子検出効率 62
5.4.4 中性子不感性 63
5.4.5 K_L^0 不感性 65
5.4.6 Baem catcher のパラメータと期待される性能のまとめ 67
5.5 Beam catcher 設計のまとめ 67

第 6 章 エアロジェル光学特性評価システムの開発 69
6.1 光透過率測定 69
6.1.1 透過率測定システムのセットアップ 69
6.1.2 LED 光源のプロファイル 70
6.1.3 ND フィルターを使用した較正 70
6.1.4 透過率測定の手順と解析 73
6.1.5 各エアロジェルでの結果 76
6.2 光透過率測定のまとめ 78

第 7 章　Summary **79**

付 録 A ガスシンチレーション発光量の測定 **82**
A.1 測定のセットアップ 82
A.2 測定手順と解析 82
A.3 測定結果 86
A.4 Quenching Effect 87

付 録 B Winston Cone Funnel **88**
B.1 Winston Cone 88
B.1.1 関係式の導出 88
B.1.2 Winston cone の特徴 89
B.1.3 出入口の径と全長，臨界角の関係 90

第1章　Introduction

KOPIO(BNL E926) 実験 [1] は中性 K 中間子の希崩壊モード $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を精密測定する実験である．このモードは直接的に CP 対称性を破る過程であり，理論的な不定性が非常に小さいという特徴を持つ．この分岐比は小林益川行列を Wolfenstein 表示で表したときの η の 2 乗に比例し，小林益川行列のユニタリ性を表したユニタリ三角形の高さを求めることができる．これと $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ の結果を合わせることで，理論的不定性が小さいモードのみで K 中間子系のユニタリ三角形を構成することができる．また B 中間子でも独立にユニタリ三角形を構成でき，これらの結果を比較することで標準模型の精密検証，さらには標準模型を越える物理に対する指標を与えることができる．

標準模型の予言では $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は $(3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11}$ [2] と非常に小さな値である．そのため現在までこのモードのイベントを観測した実験は無く，KTeV 実験で上限値 5.9×10^{-7} が得られているのみである [3]．このモードを測定する上で難しい点はバックグラウンドの除去で，特に $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ ($K_{2\pi}$, 分岐比 $\sim 10^{-3}$) は終状態が π^0 由来の γ のみであるため除去が非常に難しく，余分の γ を veto することが重要となる．

KOPIO 実験ではこの非常に小さい分岐比の崩壊を観測するため，大強度陽子シンクロトロンを用いて大量の K_L^0 を発生させ，その崩壊を観測する．ここで重要となるのはバックグラウンドの除去である．KOPIO 実験では崩壊領域を完全に覆う veto カウンタを配置し，さらにマイクロバンチ陽子ビーム による K_L^0 の TOF と γ 線カロリメータによる $\pi^0 \to 2\gamma$ の完全な再構成による運動学的カットによってバックグラウンドを除去し，S/N 比 2 で 40 イベント (感度 7.8×10^{-13}) の観測を目標としている．

我々が開発している検出器 はビーム中へ逃れた γ 線を veto する事を目的とする光子検出器である．この検出器 (以下 beam catcher と呼ぶ) は高レートの中性ビーム中に置かれるため，光子検出効率を維持しつつ，中性子に対して不感であることが求められる．シミュレーションを用いた研究を行った結果，$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ からのバックグラウンドを十分に排除するためには光子に対して 300MeV で 98%の検出効率を持つことが求められ，一方で中性子を K_L^0 の崩壊からの γ 線と誤って検出してしまう確率を低く抑えるために，中性子に対しては 800MeV/c で 0.2%以下の検出効率に抑えなければならない事が分かった．

このような条件を満たすために鉛コンバータとエアロジェルを用いたČerenkov 閾値型検出器を多数分散配置するデザインが考案された．これは鉛コンバータで γ 線を電子陽電子に対生成させ，それらがエアロジェルを通過する際に生じるČerenkov 発光を検出するものである．屈折率の小さいエアロジェルを用いることで高い運動量を持つ粒子のみがČerenkov 閾値を越えて発光するようにでき，このため γ 線から生じる高速の電子陽電子対は発光する一方，中性子から生じる比較的低速の粒子は発光しないことで粒子の選別を行う．さらに多数分散配置されたモジュールをビーム進行方向にコインシデンスをとることで前方へ出やすい γ 線からの対生成は捉えるが，中性子のハドロン反応によって生成する 2 次粒子の崩壊は等方的であるので，中性子に対する検出効率は

低下する．これによってさらに中性子感度を落すことができる．
このデザインで目標を達成できることを確認するため，まず我々はプロトタイプを製作し，KEK PS T1 ビームラインで原理テストを行った．その結果，π^+ を用いた発光量の測定では GEANT を用いたシミュレーションの結果と概ね一致し，中性子の代わりに陽子を用いたハドロン反応の測定では低光量で多量に存在するバックグラウンドを除いてシミュレーションと一致する事が分かった．さらに，この低光量で多量のバックグラウンドを説明するためにガスシンチレーションの発光量を測定し，これらのバックグラウンドがガスシンチレーションによって説明できることを確認した．このビームテストによって beam catcher の原理テストが完了し，シミュレーションによって信頼できる結果が得られることが分かった．
次に，シミュレーションを用いて実機の設計を行った．実機ではプロトタイプの約 2 倍の大きさのモジュールを 500 個以上分散配置することが計画されている．このため各モジュールが位置によらず一様な γ 検出効率を持つことと，量産が容易なデザインであることが重要となる．このことを踏まえて，まず我々は光学系の設計を行い，量産が容易で集光率がある程度均一に高い光学系をデザインした．さらに，全モジュールを配置したシミュレーションで要求されている光子検出効率と中性子不感性が満たされるかを確認した．この結果，屈折率 n=1.046 の光透過率の高いエアロジェルを用いる事で概ね所定の性能が得られることが分かった．
ここまでの研究で beam catcher の基本的なデザインが確定し，エアロジェルの光学特性が重要となることが分かったので，量産に向けてエアロジェルの光透過率特性を評価するシステムを開発した．このシステムを用いてサンプルのエアロジェルの光学特性を測定し，概ね期待される透過率を示すことを確認した．
以上の研究で要求を満たす beam catcher のデザインを確定し，さらに実機の量産に向けたエアロジェルの品質管理システムを構築することができた．これによって beam catcher の量産に向けた準備をほぼ完了することができた．
この論文では，まず第 2 章で KOPIO 実験の概要を述べ，第 3 章で beam catcher に対する要求とそれを満たす基本のコンセプトを考察する．第 4 章ではプロトタイプを用いたビームテストでの発光量とハドロン反応の測定結果を述べ，第 5 章でシミュレーションを用いた beam catcher の設計を詳述する．第 6 章では量産に向けたエアロジェルの光学特性評価システムとその測定結果を説明する．最後に，第 7 章で本研究のまとめと今後の課題について述べる．

第2章　KOPIO実験

KOPIO実験はアメリカ合衆国ブルックヘブン研究所 (BNL) で予定されているK中間子の稀崩壊モード $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を測定する実験である．このモードは理論的不定性が非常に小さいため小林益川模型を精密に検証できるが，終状態に検出可能な粒子が π^0 しか無いため実験としては非常に難しい．本章ではまず $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理を簡単に述べ，次に $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験の現状を，最後にKOPIO実験での $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 検出のコンセプトと今後の展望について述べる．

2.1　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

2.1.1　概観

自然界の対称性の破れとその大きさを測ることは現在の素粒子物理学の主要なテーマの一つである．Quarkセクターの CP 対称性の破れはK中間子の $K^0 - \bar{K^0}$ 振動において測定されて以来，K中間子やB中間子の崩壊を通じて測定されてきた．現在の標準模型では CP 対称性の破れはquarkの世代間混合を表すCabbibo-小林-益川 (CKM) 行列の複素因子に起因すると考えられており，直接的な CP 対称性の破れに相当するこの複素パラメータを決定する試みがK中間子，B中間子それぞれで行われている．

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ は flavor changing neutral current (FCNC) を通じて直接的に CP 対称性を破る過程であり，その分岐比は CKM 行列の複素因子に直接関係する．この過程で主となるのは図 2.1 に示される様な ΔS=1 の直接項であり，K^0-$\bar{K^0}$ mixing による ΔS=2 の非直接成分の寄与は ΔS=1 の直接成分よりも2桁ほど小さいため [4] [5]，このモードの測定は直接的 CP 非保存過程の純粋な情報を与える．さらに hadronic な行列要素 $\langle\pi|(\bar{s}d)_{V-A}|K\rangle$ はよく測られているセミレプトン崩壊 $K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e$ の行列要素 $\langle\pi|(\bar{s}u)_{V-A}|K^+\rangle$ と isospin 対称であり，質量差や電荷による isospin の破れもよく知られているので正確に知ることができる [6]．このため標準模型における $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の予言は理論的不定性が非常に小さく，このモードを通じて標準模型を精密に検証することができる．

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比の基礎的な理論計算は文献 [7] によってなされ，Next to Leading Order の QCD 補正 [8], 電弱相互作用の高次項 ($\sim \mathcal{O}(G_F^2 m_t^4)$) の補正 ($\sim$ 数%) [9], 長距離力による寄与 ($\sim$0.数%) [10], $K^0 - \bar{K^0}$ 振動による非直接項の影響 ($\sim$ 数%) [5], CP を保存する過程の寄与 (約4桁小さい) [11] などの改良が施されてきた (括弧内は各補正の主要項に対する impact)．これらの補正はいずれも小さいものであり，また程度よく見積もられているため，$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 分岐比の理論的不定性は数%程度と非常に小さなものとなっている．

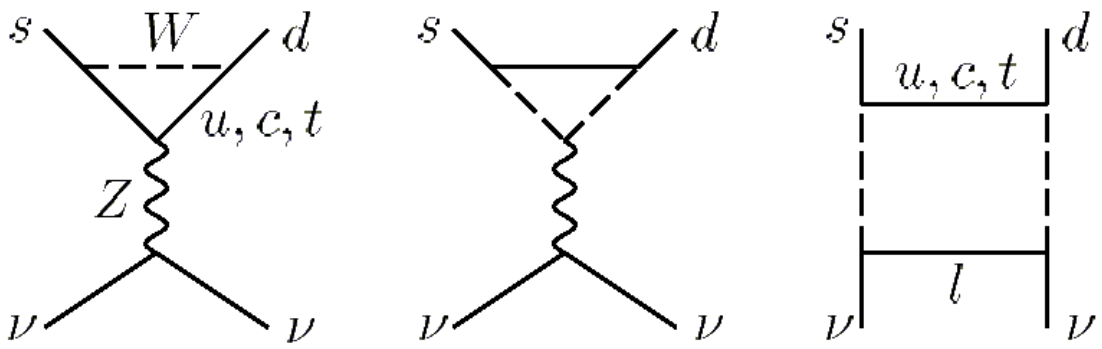


図 2.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の最低次のファインマン図．

2.1.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードに対する短距離力の実効ハミルトニアンは u, c quark による寄与が無視できることから，

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \Theta_W} \sum_{l=e,\nu,\tau} V_{ts}^* V_{td} X(x_t) (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{\nu}_l \nu_l)_{V-A} + h.c. \tag{2.1}$$

のように表される．ここで V_{ij} は CKM 行列要素で，$X(x_i)$ は top mass に関する量

$$X(x_t) = \frac{x}{8} \left[-\frac{2+x}{1-x} + \frac{3x-6}{(1-x)^2} \ln x \right] \ , \ \ x = \frac{m_t}{m_W} \tag{2.2}$$

である．
$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ が $K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e$ と isospin 対称にあることから $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比は，

$$\begin{aligned} B(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) &= \frac{B(K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e)}{|V_{us}|^2} \frac{3\alpha^2}{2\pi^2 \sin^4 \Theta_W} \left[Im(V_{ts}^* V_{td}) X(x_t) \right]^2 & (2.3) \\ &= 1.8 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 X^2(x_t) & (2.4) \end{aligned}$$

と表される (補正項は省略)．ここで A, η は CKM 行列を Wolfenstein 表示で表したときのパラメータである．これに 2.1.1 節で述べた補正を施し，現在までに知られているパラメータを代入すると，標準模型による理論的予想値は，$B(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) = (3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11}$ となる．ここでの誤差はほとんどが CKM 行列のパラメータの不定性によるもので，理論的な不定性は数%程度となっている．

2.1.3 CKM 行列とユニタリ三角形

3 世代の quark 混合を表す CKM 行列は弱い相互作用の固有状態と質量固有状態を

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

の行列で関係づける．この行列は 3×3 ユニタリ行列で 3 つの回転角と 1 つの複素位相のパラメータを持つ．いわゆる Wolfenstein 表示でこの行列を表すと，

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

となる．ユニタリ条件は

$$V_{ud}^* V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* V_{tb} = 1 \tag{2.7}$$

と表され，$V_{ud} \approx V_{tb} \approx 1$ とすると

$$V_{ub} + V_{cd}^* V_{cb} + V_{td}^* = 1 \tag{2.8}$$

となる．これを複素平面上に視覚的に表したのが図 2.2 に示すユニタリ三角形である．

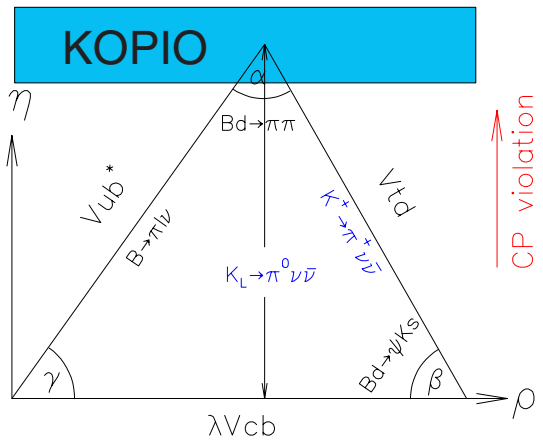


図 2.2: CKM 行列のユニタリ三角形．$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードの振幅は三角形の高さ η に比例する．また $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ モードの振幅は三角形の斜辺に相当し，K 中間子のみで三角形を構成できる．

CP 対称性を破る観測量は位相の convention によらない量

$$\mathcal{J} = Im(V_{us}V_{cb}V_{ub}^*V_{cs}^*) = Im(V_{ud}V_{tb}V_{ub}^*V_{td}^*) = \cdots (\text{total 9 patterns}) \tag{2.9}$$

(Jarlskog 不変量) に比例する [12]．Wolfenstein 表示のパラメータでは $\mathcal{J} = A^2\lambda^6\eta$ であり，CP 対称性の破れの大きさ $\mathcal{J}$ はユニタリ三角形の面積 (あるいは高さに相当する複素因子 η) に比例する．$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は式 (2.3) に示されるように η^2 に比例することから，この分岐比の測定によって CKM 行列の複素パラメータ η を，つまり直接的な CP 対称性の破れの大きさを知ることができる．さらに $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ モードの分岐比はユニタリ三角形の斜辺 $|V_{td}|^2$ に概ね比例するので [1]，$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の結果と $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ の結果を合わせることで K 中間子系でのユニタリ三角形を構成することができる．B 中間子系でも独立にユニタリ三角形のパラメータを決定できるので，K 系と B 系の結果を比較することで標準模型の詳細な検証，さらには標準模型を越える物理に対する指標を得ることができる．

[1] $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ モードでは charm クォークの寄与が無視できないため厳密には比例しないが，この効果は精度良く見積もられている．

2.2 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定実験の現状

2.1 節で述べたように $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の測定は非常に小さな理論的不定性で CKM 行列の複素因子を決定できるため，物理的に非常に魅力的な過程である．しかしながら，標準模型で $BR = 3 \times 10^{-11}$ という非常に稀な崩壊であることと，始状態 · 終状態とも中性粒子で，終状態の中に観測可能な粒子が π^0 しか存在しないことから，実験としては非常に難しいものとなっている．
$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードの実験は年代とともに図 2.3 のような発展をしてきている．現在までのところ $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードを最も精度よく測定したのは終状態の同定に Dalitz 崩壊 $(\pi^0 \to e^+e^-\gamma)$ を用いた KTeV 実験であり，分岐比の上限値 5.9×10^{-7} が得られているが [3]，標準模型の予測値には未だ 4 桁近く届いていない．

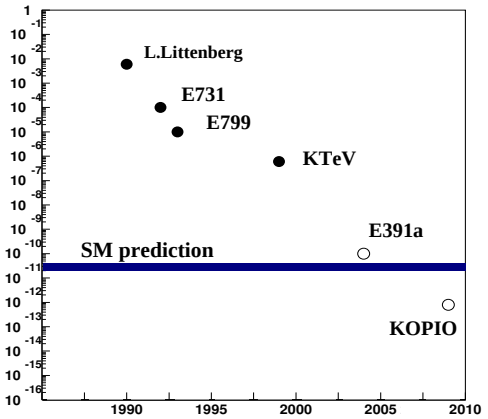


図 2.3: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験の歴史的な発展と今後の計画．年代とともに upper limit が下がってきているが，KOPIO 実験で初めて標準模型の予言を越える感度を持つ．

現在準備中，または計画中の $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定実験としては KOPIO 実験の他に KEK で準備中の E391 実験，東海村に建設中の JPARC 50GeV PS を用いる計画の実験がある．E391 実験は KEK の 12 GeV PS を用いて K_L^0 を生成し，KOPIO と同様に終状態の同定を $\pi^0 \to 2\gamma$ の 2γ を測定することで行う．また JPARC で計画されている実験では JPARC で建設中の 50 GeV PS を用いて K_L^0 を生成し，E391 と同様の検出原理で $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードの同定を行う．KOPIO 実験とその他の実験の特徴を表 2.1 にまとめる．

2.3 KOPIO 検出器

2.3.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 検出の原理

KOPIO 検出器の概念図を図 2.4 に示す．この実験では $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードの同定を “π^0 の $\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊を確認し，かつ他には何も検出しない” という条件で行う．ここで難しい点は K_L^0 の崩壊モードのうち 34%が π^0 を生じることであり，このためにバックグラウンドの除去が非常に難しいものとなっている．これらのバックグラウンドとなるモードを余分の粒子を検出して除去するため，

表 2.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験の比較．KOPIO 実験では運動学的 cut のための大角度取り出しによる低運動量 K_L^0，平面形状の中性ビームなどに特徴がある．KOPIO 以外のパラメータは文献 [13] による．

	KTeV-99	KEK-E391A	KOPIO	JPARC
陽子ビームエネルギー	800 GeV	12 GeV	24 GeV	50 GeV
陽子数/1 パルス	1×10^{13}	2×10^{12}	5×10^{13}	2×10^{14}
取出し角度	4.8 mr	4°	45°	10°
ビームサイズ	0.22×0.22 mr^2	4 mr$^\phi$	5 mr× 100 mr	2.6 mr$^\phi$
立体角	0.05 μstr	12.6 μstr	500 μstr	5.5 μstr
K_L^0 の平均運動量	70 GeV/c	2 GeV/c	0.7 GeV/c	2 GeV/c
崩壊領域	38 m	2.7 m	3.5 m	2.7 m
崩壊確率	2.1 %	4.3 %	16 %	4.3 %
K_L^0/1 パルス	2.3×10^7	1.5×10^6	1.2×10^8	1.1×10^9
平均 K_L^0 崩壊レート	6×10^3 Hz	2.6×10^4 Hz	5.3×10^6 Hz	1.4×10^7 Hz
アクセプタンス	5 %	8 %	1.6 %	16 %
測定時間	6×10^5 sec	1×10^7 sec	3×10^7 sec	3×10^7 sec
$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ イベント感度	1.1×10^{-8}	1×10^{-10}	7.8×10^{-13}	3.0×10^{-11}
イベント数 (3×10^{-11})	—	—	40 events	1000 events
測定年	1997-1999	2004	2009	—

KOPIO 実験では崩壊領域を完全に覆う veto 検出器を配置する．しかし $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ モード ($K_{2\pi}$，分岐比 $\sim 9.3 \times 10^{-4}$) は終状態が π^0 のみであるため γveto だけで排除するのは非常に難しく，veto 検出器のみで排除するには非現実的な γ 検出効率が必要となってしまう．
そこで KOPIO 実験では終状態に対して運動学的な制限を用いる．鋭い時間構造を持った陽子ビームを用いて K_L^0 の運動量を Time of Flight (TOF) 法によって決定し，$\pi^0 \to 2\gamma$ の 2γ の角度，時間，エネルギーを測定，さらに平面形状のビームによって崩壊点を限定することで K_L^0 静止系で π^0 の崩壊を完全に (あるいは冗長性を持って) 再構成することができる．この情報を用い，以下に述べるようなカットをかけることで $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ を効率的に取り除くことができる．
$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ からの 2γ をカロリメータで検出するのは 1 つの π^0 からの 2 つの γ をカロリメータで検出する場合 ("even pairing") と 2 つの π^0 から 1 つずつの γ を検出する場合 ("odd pairing") に分けられる．Even paring では K_L^0 静止系で π^0 のエネルギー $E^*_{\pi^0}$ が単色であることから，そのエネルギー領域をカットすることで取り除くことができる (図 2.5 参照)．また odd pairing に対しては 2 つの γ から再構成される質量 $m_{\gamma\gamma}$ が π^0 の質量であることを要請することで取り除くことができる (図 2.6 参照)．さらに，図 2.7 に示すように $E^*_{\pi^0}$ と K_L^0 静止系での 2 つの γ 線のエネルギー差 $|E^*_{\gamma_1} - E^*_{\gamma_2}|$ の関係を用いるとより効率的に $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ を排除することができる．
このような K_L^0 由来のものに加えて beam interaction によるバックグラウンドも問題となりうる．例えば中性ビーム中の中性子は残留ガスと反応して Λ などを作り，これが $\Lambda \to n\,\pi^0$ などの反応で π^0 を生成してしまう．これを防ぐため崩壊領域は 10^{-7} Torr の高真空に引かれなければならない．
図 2.8 に KOPIO 実験検出器の全体図を示す．ターゲットから 9.5 m 下流に 10^{-7} Torr の高真空に

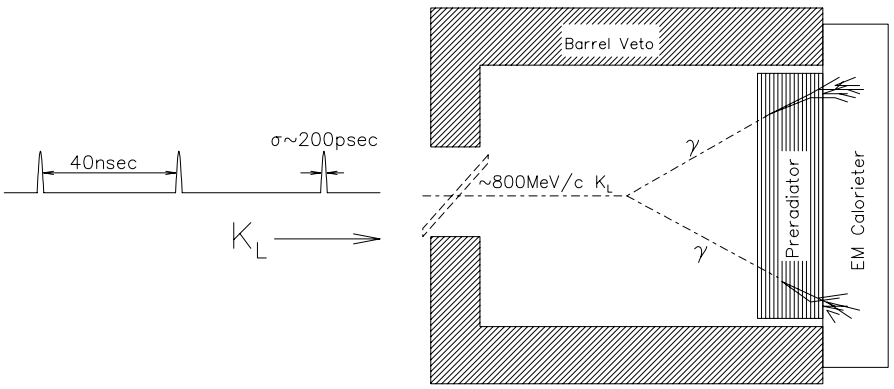


図 2.4: KOPIO 検出器の概念図．25 MHz, 幅 200 psec の鋭い時間構造を持つ中性ビームと, π^0 からの 2γ を検出する時間によって K_L^0 の飛行時間を得ることができる．これと崩壊点の再構成とを合わせて K_L^0 の運動量を決定する．また，2γ の位置と方向の測定と平面形状のビームによって π^0 の崩壊を再構成することができる．このような運動学的制限を用いる点に KOPIO 実験の特徴がある．

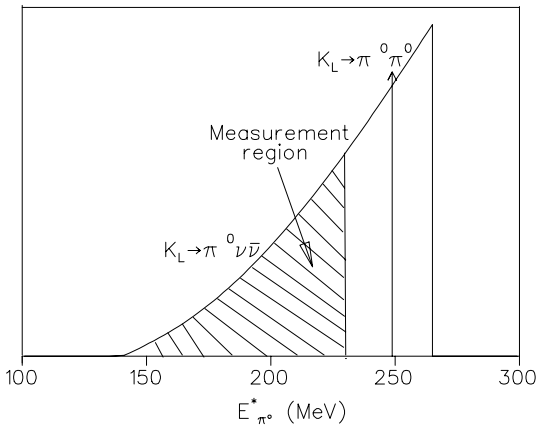


図 2.5: K_L^0 静止系での π^0 エネルギースペクトル $(E_{\pi^0}^*)$．$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊の even pairing の単色領域を除くことでバックグラウンドを落とすことができる．

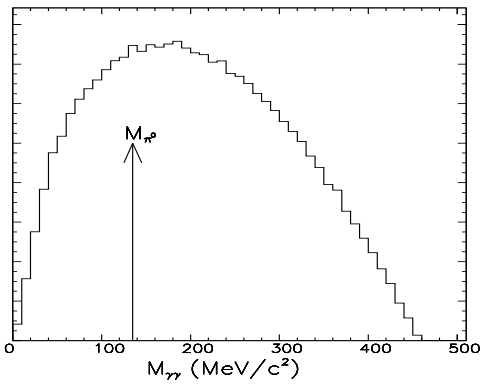


図 2.6: 2γ から構成された π^0 の質量 $(m_{\gamma\gamma})$．$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊の odd pairing は連続的なスペクトルとなるため，m_{π^0} を選ぶことでバックグラウンドを落すことができる．

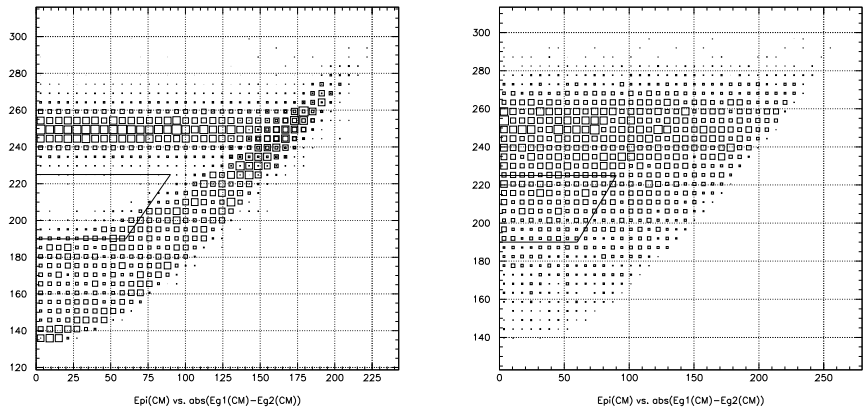


図 2.7: $E^*_{\pi^0}$ vs $|E^*_{\gamma_1} - E^*_{\gamma_1}|$ の分布．左が $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ で右が $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ についてのもの．実線で囲まれた部分をシグナル領域であり，$K_{2\pi}$ の寄与を効率よく落とすことができる．

表 2.2: KOPIO 実験で期待されるシグナル/バックグラウンド数とその内訳．太字は最も大きな寄与をするモードを示す．バックグラウンドの最大の原因は $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ モードであることが分かる．

Source	Mode	Events
Signal	$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$	41
Background (total)		18.9
K_L^0 崩壊		
K_L^0 崩壊 ($\bar{\gamma}$)	$\boldsymbol{\pi^0\pi^0}$, $\pi^0\pi^0\pi^0$, $\pi^0\gamma\gamma$	12.8
$K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$		0.65
$K_L^0 \to \gamma\gamma$		0.02
K_L^0 崩壊 ($\overline{charge}$)	$\boldsymbol{\pi^-e^+\nu}$, $\pi^+e^-\nu$, $\pi^\pm\nu^\mp\nu$, $\pi^+\pi^-$	0.02
K_L^0 崩壊 ($\bar{\gamma}$,$\overline{charge}$)	$\boldsymbol{\pi^-e^+\nu\gamma}$ ($\pi^\pm l^\mp\nu\gamma$), $\pi^\pm l^\mp\nu\pi^0$, $\pi^+\pi^-\gamma$	4.4
K_L^0 以外の崩壊	$\boldsymbol{\Lambda \to \pi^0 n}$, $K^- \to \pi^-\pi^0$, $\Sigma^+ \to \pi^0 p$	0.01
Beam interaction	$\boldsymbol{n \to \pi^0}$	0.2
Accidental	n, K_L^0, γ	0.8

引かれた 4 m の崩壊領域があり[2]，ここでの K_L^0 崩壊を観測する．着目する K_L^0 の運動量範囲は 0.4 - 1.3 GeV/c である．$\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊からの 2 つの γ は崩壊領域の endcap に置かれた preradiator によって位置，角度，時刻を，calorimeter によってエネルギーを測定される．γ の位置，角度，エネルギーの情報で π^0 の崩壊を再構成することができ，時刻情報で K_L^0 の TOF のストップをかけて，K_L^0 の運動量を知ることができる．バックグラウンドの除去のために，崩壊領域は barrel veto と呼ばれる veto 検出器で覆われ，さらにビームホール中へ逃れた γ を veto するため，ビーム下流に beam catcher と呼ばれる γveto 検出器が置かれる．
これらの特徴によって KOPIO 実験では $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ モードを S/N 比 2 で約 40 イベント観測することを目指しており，世界で初めてこのモードでイベント発見能力を持つこととなる．期待されるイベント数とバックグラウンドの寄与を表 2.2 にまとめる．
以下，この実験を構成する各部分について簡単な説明を行う．

2.3.2 Beam

1 次陽子ビームは BNL の AGS 陽子シンクロトロンからの 24 GeV/c 陽子を用いる．AGS 加速器は陽子シンクロトロンとして非常に大強度であり，KOPIO のような稀崩壊実験にとって必要な大量の陽子ビームを供給する．この陽子ビームに RF で幅 200 ps，25 MHz という鋭い時間構造 (microbunch) を持たせ，ビームスピルのタイミングで先に述べた K_L^0 の TOF のトリガをかける．この陽子ビームをターゲットに当て，発生させた 2 次ビームから荷電粒子を磁場によって排除することで K_L^0 を含んだ中性ビームを生成する．K_L^0 の TOF を容易にするためには運動量が小さい方がよいので，ターゲットからの取り出しは 45° の角度で行う．これによって運動量分布のピークが ~650 MeV/c となるような比較的低速の K_L^0 ビームを生成する (図 2.9 参照)．また，大角度取り出しには K_L^0 の量に対して中性子の量が少なくなるという利点も存在する．

[2]崩壊領域 4 m のうち，測定に使用するのは 3.5 m の範囲である．

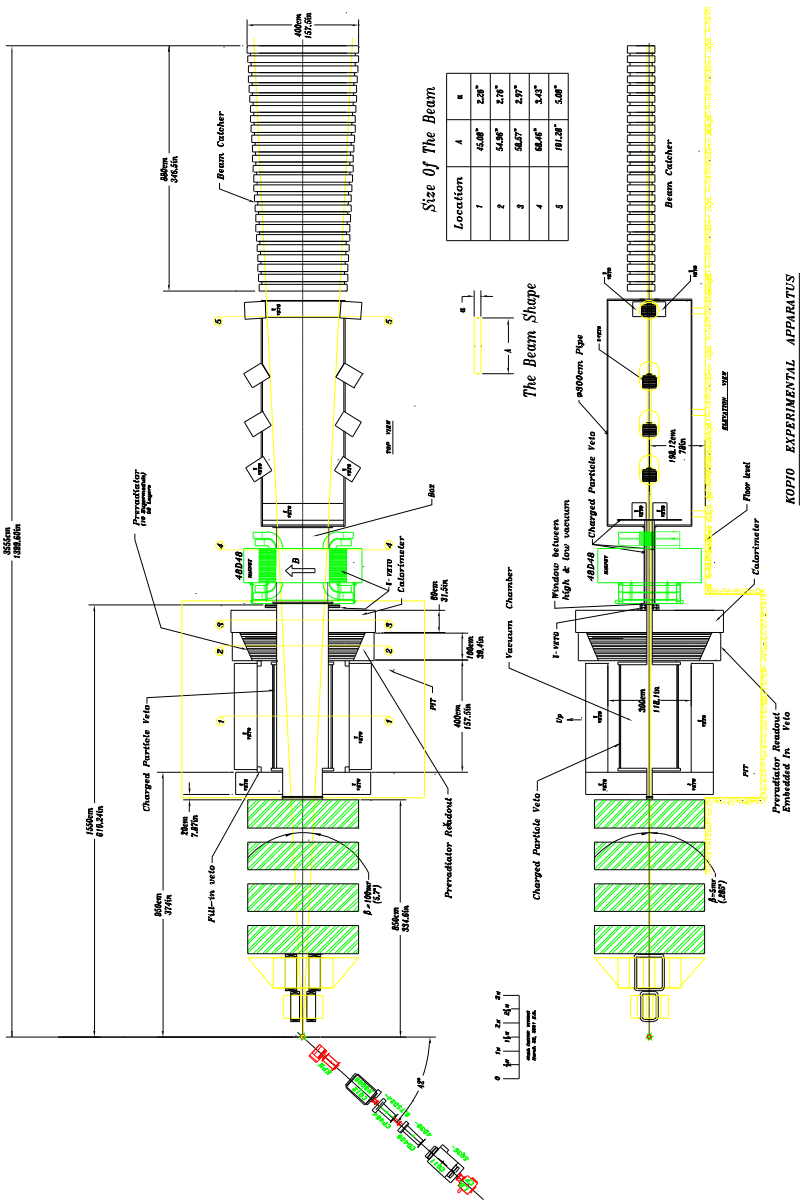


図 2.8: KOPIO 検出器の全体図 . 崩壊領域のエンドキャップに置かれる preradiator と calorimeter, 崩壊領域を覆う光子/荷電 veto, ビーム下流に置かれる beam catcher などから構成される.

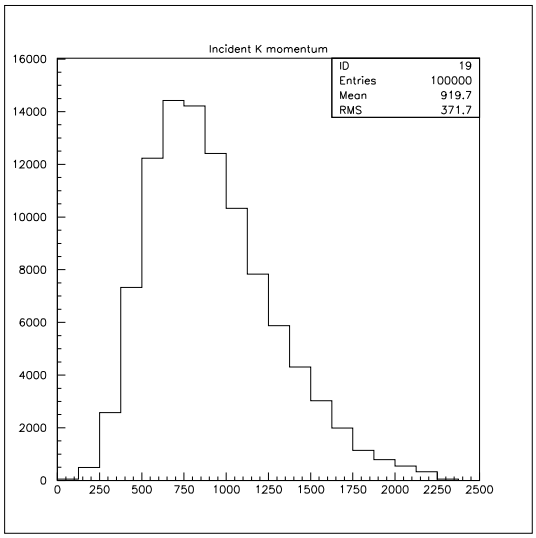


図 2.9: 崩壊領域直前での K_L^0 運動量分布．横軸の単位は MeV/c．大角度取り出しによって 650 MeV/c にピークを持つ比較的低運動量の K_L^0 が得られる.

またビームのサイズはコリメータによって決まり，アクセプタンスを確保しつつ崩壊点の位置情報に制限を加えるために平面形状となっている．実際のサイズは 5 mrad (鉛直方向) × 100 mrad (水平方向) = 500 μsrad である．

2.3.3 Preradiator

Preradiator は崩壊領域の endcap に置かれる γ 検出器で，$\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊からの 2γ の角度，位置，時刻を測定するのが目的の検出器である．中でも γ 線の角度を測定することは $\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊を再構成する上で重要となる．γ 線は対生成 $\gamma \to e^+e^-$ の電子陽電子対を観測することで検出されるが，多重クーロン散乱によって電磁シャワー後半の e^+e^- は最初の γ の方向情報を保持できない．このため preradiator は奥行き方向の放射長を $2X_0$ として最初の数回の conversion の電子 · 陽電子対を測定する．
Preradiator は図 2.10 の左に示すようにビームホールを囲む 4 つの 2.5 m × 2.5 m quadrant に分かれており，各 quadrant は 8 つのモジュールを層状に重ねた形状をしている．各モジュールの 1 層は図 2.10 の右のようなもので，0.1 mm 厚の Cu コンバータ，e^+e^- の方向を精度良く測定するための drift chamber, トリガーに使用される 8 mm 厚のプラスチックシンチレータからなる．Preradiator 全体として期待される性能を表 2.3 にまとめる．

2.3.4 Calorimeter

KOPIO の γ 線カロリメータは preradiator の後方に置かれ，γ 線のエネルギーと時間を測定するのが目的である．このカロリメータは十分な放射長を持つことで γ 線のエネルギーを精密に測定することが求められる．一方，カロリメータが観測するのは preradiator で対生成した 2 次以降の

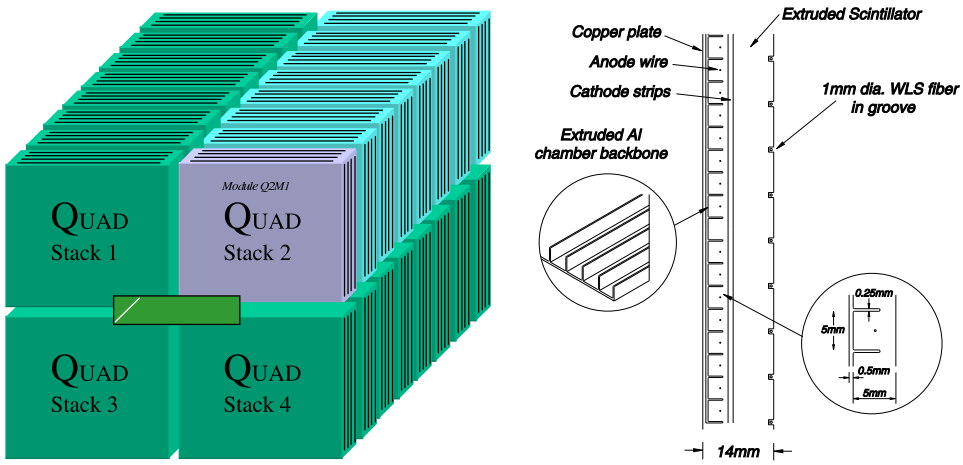


図 2.10: 左：Preradiator はビームホールを取り囲むように 4 つの部分 (quadrant) に分かれている．中央の長方形の穴がビームホール．右：Preradiator1 層の断面図. 銅コンバータ, drift chamber, プラスチックシンチレータを合わせた検出器で, これを複数層重ねる事で γ 線の時間, 位置, 角度を測定する.

表 2.3: Preradiator のパラメータと期待される性能．

Quadrant のサイズ	2.5 m × 2.5 m × 1.1 m
(drift chamber)	(中央 2.0 m × 2.0 m)
Beam hole サイズ	176 cm × 22 cm
放射長 (Z 軸方向)	2.2 X_0
γ 線 conversion 確率	0.7
角度分解能	25 mrad
位置分解能	0.45 cm
timing 分解能	0.2 nsec

表 2.4: Shashlyk カロリメータの各パラメータと期待される性能．

有感領域 (total)	528×528 cm^2
1 module の断面積	110×110 mm^2
granularity	48×48 modules
Beam hole サイズ	176×22 cm^2
レイヤー数 (Pb-Scinti)	300
全放射長	15.0 X_0
エネルギー分解能	$3 \sim 3.5$ % $/\sqrt{E(GeV)}$
時間分解能	100 ps $/\sqrt{E(GeV)}$

粒子であるため，granularity はある程度のものであればよい．この要求を満たすため Shashlyk タイプの検出器が考えられている．
Shashlyk カロリメータのデザインは図 2.11 に示すようなものである．これは 0.25 mm 厚の鉛コンバータと 1.5 mm 厚の polystyrene シンチレータのサンドイッチ構造と，それらの層を貫く読み出し用の波長変換ファイバー (wavelength shifting fiber, WLS fiber)，その先に付けられた光検出器 (PMT または APD) からなる．
Preradiator で生成した電子 · 陽電子対，あるいは γ 線は，鉛コンバータとシンチレータの層を何度も通過することで電磁シャワーを発生させながらエネルギーを失う．失われたエネルギーの一部はシンチレータの発光となり，これを WLS ファイバーを通じて読み出すことでカロリメータで失ったエネルギーを知ることができる．
カロリメータ全体としてのパラメータと期待される性能を表 2.4 にまとめる．

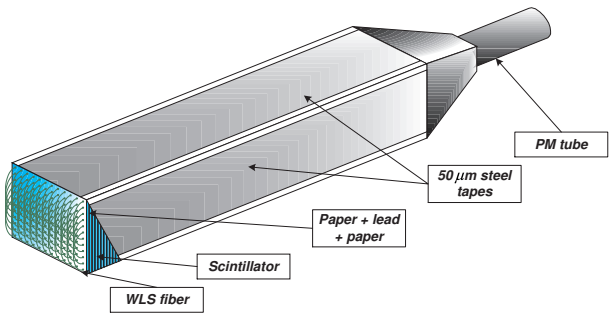


図 2.11: “Shashlyk” タイプのカロリメータ．鉛コンバータとシンチレータのサンドイッチ構造で，それらの層を貫くように読み出し用の WLS ファイバーが通る．

2.3.5 Charged Particle Veto

荷電粒子 veto 検出器は $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ $(K_{\pi 3})$, $K_L^0 \to e^+\pi^-\nu\gamma$ $(K_{e3\gamma})$, $K_L^0 \to e^+\pi^-\nu$ (K_{e3}) などのモードで生成される荷電粒子を veto するための検出器である．ここで，$K_{\pi 3}$ は $\pi^0 \to 2\gamma$ 崩壊からの 2 つの γ によって，$K_{e3\gamma}$ は陽電子が制動放射や対消滅で放出する γ と終状態に存在する γ

表 2.5: 荷電粒子 veto 検出器のパラメータと期待される各荷電粒子に対する不感性．表中の P_π は π^- の運動量 (MeV/c)．

セグメント数 (barrel)	12 (ϕ 方向)
セグメント数 (endcap)	2×2
光量 (MIP, 1.5 mmt)	10 pe
光量 (MIP, 5.0 mmt)	60 pe
e^+ 不感性	$0.05/E_{e^+}$ (MeV)
e^- 不感性	10^{-4}
π^+ 不感性	10^{-5}
π^- 不感性	$1.5 \times (10^{-4} + 10^{-2}/\max(200,\ P_\pi))$

の 2 つの γ によって $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に対するバックグラウンドとなり得る．また，π^- は荷電交換反応 $(\pi^- p \to \pi^0 n)$ によって π^0 を生成するため K_{e3} モードも $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に対するバックグラウンドとなりうる．
この検出器には高い荷電粒子検出効率が求められるが，π^- と e^+ はそれぞれ原子核反応 $(A(\pi^-, 2n)A^*)$, 対消滅 $(e^+e^- \to 2\gamma)$ が起こり得るために原理的に検出効率が低下する．
このような粒子に対しても検出効率を持たせるため，荷電粒子 veto 検出器は図 2.12 に示すように 1.5 mm 厚の薄いシンチレータ 2 層と 5 mm 厚の比較的厚いシンチレータ 1 層からなる．このように薄いシンチレータ 2 層と厚いシンチレータを組合せることで π^- や e^+ に対しても感度を保つようになっている [14]．この検出器は崩壊領域の周囲を barrel 部分と endcap 部分に置かれ，読み出しはシンチレータに埋めこまれた WLS fiber を通して hybrid photo diodes (HPD) によって行われる．
荷電粒子 veto のパラメータと期待される性能を表 2.5 にまとめる．

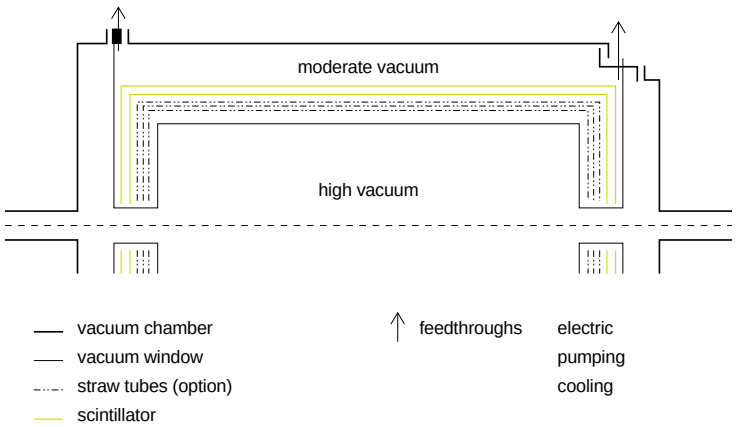


図 2.12: 荷電粒子 veto 検出器の模式図．崩壊領域を覆うように配置され厚さ 1.5 mm のシンチレータ 2 層と厚さ 5 mm のシンチレータ 1 層からなる.

表 2.6: Barrel photon veto のパラメータと期待される性能．

鉛の厚さ	0.5 mm × 30 層 + 1.0 mm × 76 層
シンチレータ厚さ	7mm × 106 層
放射長	$18X_0$
光子不感性	1.5×10^{-4}
π^0 不感性	$\sim 10^{-8}$
エネルギー分解能	$5.0\ \% / \sqrt{E(GeV)}$
位置分解能	3-4 cm
時間分解能	$60\ \mathrm{ps} / \sqrt{E(GeV)}$

2.3.6 Barrel Photon Veto

Barrel photon veto 検出器は $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ などのバックグラウンドとなるモードからの余分な γ 線を排除するための検出器である．この検出器は崩壊領域を barrel 状に覆い，十分な放射長による高い γ 検出効率 (>0.9998) と，運動学的 cut のためのある程度のエネルギー，位置，時間分解能が求められる．

考えられているデザインは図 2.13 に示すようなもので，0.5-1 mm 厚の鉛コンバータと 7 mm 厚のプラスチックシンチレータのサンドイッチを約 100 層重ねることで $18X_0$ の放射長を持つ．読み出しはシンチレータに埋めこまれた WLS ファイバーを通して PMT で行う．Granularity は前段ほど細分化されており，前 30 層は鉛の厚さを 0.5 mm とすることでエネルギー，位置，時間分解能を高めている．Barrel photon veto に期待される性能を表 2.6 にまとめる．

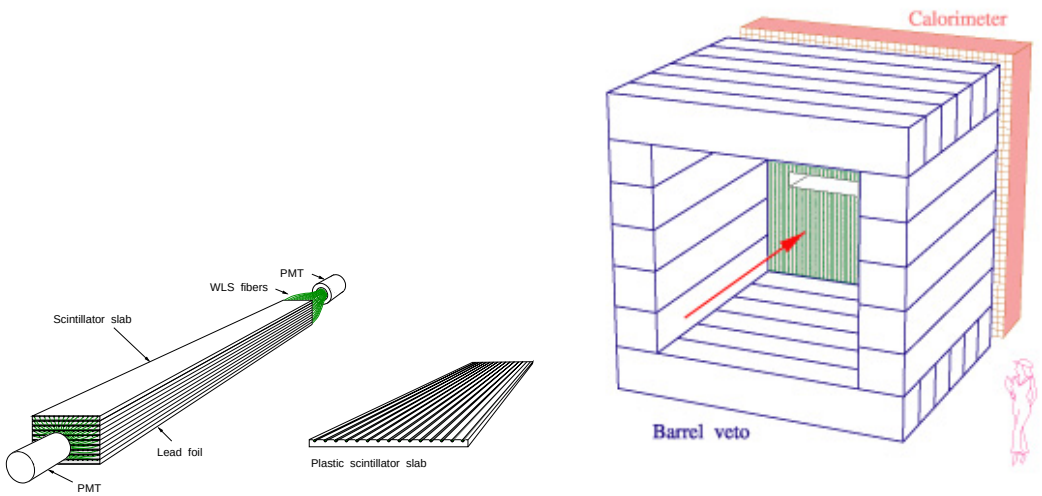


図 2.13: Barrel photon veto 検出器．鉛コンバータとプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造となっている.

2.3.7 Beam Catcher

Beam catcher はビームホール中へ逃れた γ 線を排除するための γ 線 veto 検出器である．この検出器は高レートの中性ビーム中に置かれるため，中性子に対して不感であることが非常に重要となる．Beam catcher については次章以降で詳述する．

2.3.8 Magnet veto

Magnet veto 検出器はビームホール中へ逃れた荷電粒子を veto するための検出器である．カロリメータの下流のビームに magnet を配置し，中性ビーム領域から荷電粒子を取り出してシンチレータによって検出する．

2.4 KOPIO 実験の展望

図 2.14 に示すのは各 KOPIO コラボレーションによる検出器開発の分担である．マイクロバンチ陽子ビームは BNL(米国)/TRIUMF(カナダ)，preradiator は TRIUMF，カロリメータは YALE(米国)，barrel photon veto は INR(ロシア)，charged particle veto は ZURICH(スイス) がそれぞれ担当する．京都大学，京都教育大学，KEK からなる我々日本グループは beam catcher と preradiator の内側のビームパイプに置かれる荷電粒子 veto 検出器を主に担当する．
今後の計画では，2005 年度からビームライン建設と検出器の量産を開始し，2008 年度にはビームラインを完成して検出器のインストールを行う．そして 2009 年度にはエンジニアリングランを経て，物理ランでのデータ収集を目指している．

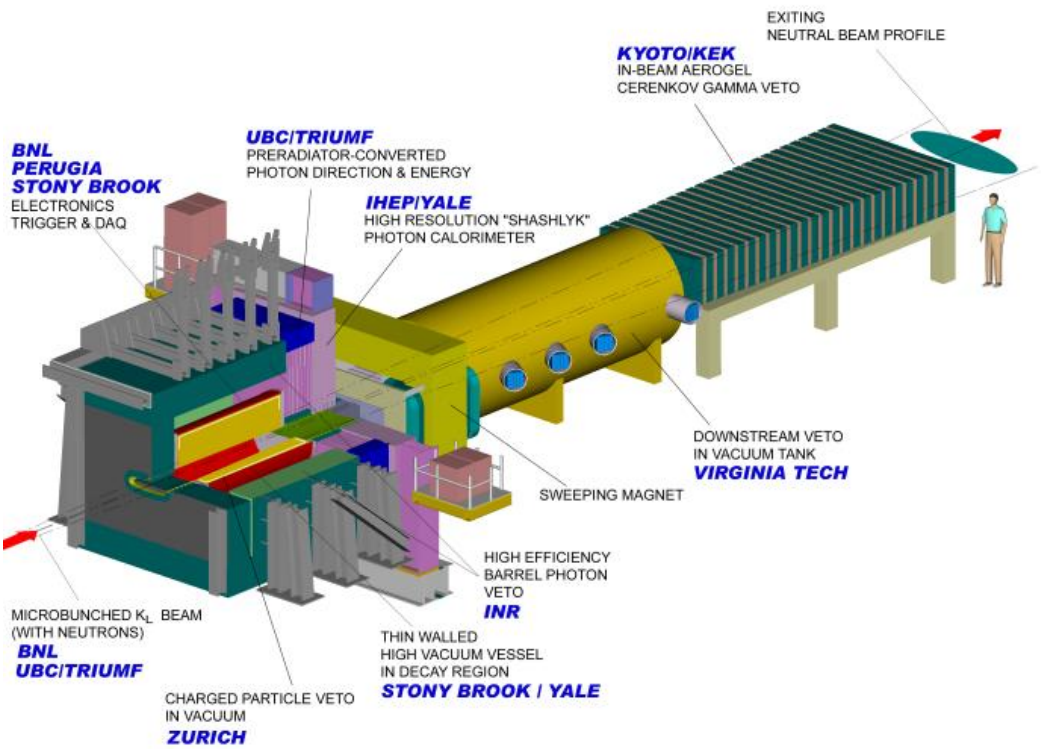


図 2.14: KOPIO 検出器開発の各研究機関による分担．

第3章　Beam Catcher

Beam catcher はビームホール中を逃れた γ 線を検出することで $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ などのバックグラウンドを排除することが目的の検出器である．この検出器は崩壊領域の約 15 m 下流に置かれ，最下流でのビームサイズを覆うために高さ約 20 cm× 幅約 4m の大きさを持つ．Beam catcher の開発で難しいのは，この検出器が非常に高レートの中性ビームの中に置かれる点である．このためにある程度高い光子検出効率を維持しつつ，中性子に対しては非常に低い感度にとどめなければならない．
この要請を満たすため，我々はエアロジェルを用いたČerenkov 閾値型検出器を多数分散配置するデザインを考えている．この章ではまず beam catcher に対する様々な要求を述べ，次いでこれを満たす beam catcher デザインの基本的なコンセプトについて説明する．

3.1　Beam Catcher に対する要求

3.1.1　Geometrical Acceptance

Beam catcher はターゲットから約 27 m, 崩壊領域の中心からでは約 15 m 下流に置かれるので [1]，その位置でのビーム領域を覆わなければならない．ビームサイズは 100 mr(水平方向)×5 mr (鉛直方向) であり，cathcer の最前面 ($z = 26$ m) で水平 ± 1.5 m × 鉛直 ± 66 mm, catcher の最後面 ($z = 35$ m) で水平 ± 2 m × 鉛直 ± 88 mm のアクセプタンスを持つ必要がある．ここでは catcher 全体の z 方向のサイズを 8.75 m としたが，これについては後述する．

3.1.2　Veto Time Window

KOPIO 実験では運動量 0.4 - 1.3 GeV/c の K_L^0 の崩壊を観測する．このため beam catcher はこれらの粒子の崩壊で生じる γ 線を検出する必要がある．ターゲットにマイクロバンチ陽子ビームが当ったタイミングを時刻 $t = 0$ としたときの，ターゲットから直接来る γ (prompt γ) と 1.3 GeV/c，0.4 GeV/c の K_L^0 が崩壊領域に到達する時刻は図 3.1 のようになる．Beam catcher が検出しなければならない γ 線は，最も早く到達するものが崩壊領域の最前面で崩壊した 1.3 GeV/c K_L^0 からの γ であり，最も遅いものは崩壊領域の最後尾で崩壊した 0.4 GeV/c K_L^0 からの γ である．このため beam catcher は図 3.2 のように prompt γ の 2.2 ns 後から 24.7 ns の間にやって来る γ 線を veto しなければならない．この時間間隔 (time window) に beam catcher に到達する中性子は運動量で 1.13 - 4.17 GeV/c のものであり，beam catcher は特にこれらの運動量を持つ中性子に対して不感であることが求められる．

[1] ここで崩壊領域から 15 m 下流に置かれるのは γ 線と低速中性子の飛行時間の差によって低速の中性子を検出する時間間隔に入れないようにするためである．

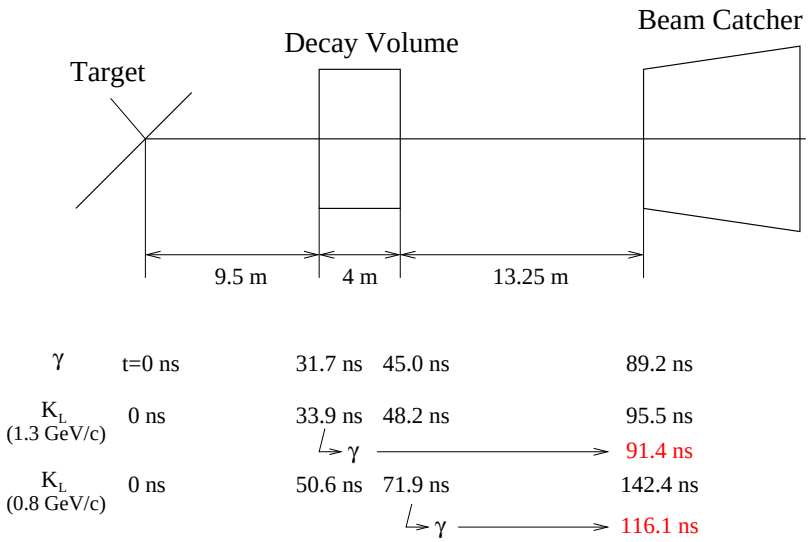


図 3.1: ターゲットからの直接の γ 線，運動量 1.3 GeV/c，0.4 GeV/c の K_L^0 とそれらの崩壊による γ 線それぞれの崩壊領域，beam catcher への到達時刻．Beam catcher が veto すべき γ 線は prompt γ の 2.2 ns 後から 24.7 ns の間に到達する．

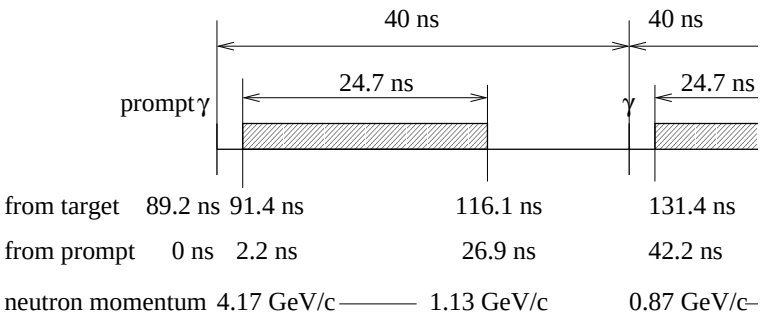


図 3.2: Beam catcher が veto するべき時間間隔 (time window)．この間に beam catcher に到達する中性子の運動量は 1.13 GeV/c - 4.17 GeV/c となる．

3.1.3 光子検出効率

Beam catcher が検出しなければならない γ 線のエネルギースペクトルを図 3.3 に示す．これはビームホールへ逃れてくる $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 由来の γ に 2 章で述べたような運動学的カットと cathcer 以外の veto をかけて残ったものである．この図から catcher では主として 300 MeV 以上の odd pairng γ を検出しなければならない事がわかる．Catcher に対する光子検出効率の要求は，300 MeV で 98 %以上，400 MeV 以上では 99 %以上となっている．

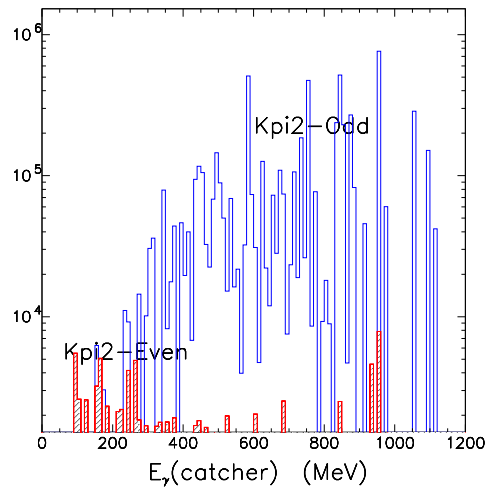


図 3.3: 様々なカットの後に残るビームホール中の γ 線のエネルギースペクトル．

3.1.4 中性子不感性

Beam catcher が中性子に対して不感性を持つことは 2 つの意味で重要である．1 つは中性子をあたかも K_L^0 の崩壊に由来する光子であるかのように検出し，イベントに対して誤って veto を掛けてしまう確率 (false veto 確率) を低く抑えること，もう 1 つはシングルレートを PMT が運転可能な範囲に抑えることである．
Beam catcher は図 3.4 のようなスペクトルを持つ中性子ビーム中に置かれる．False veto の確率に寄与するのは図 3.2 の time window に入る 1.13 GeV/c から 4.17 GeV/c の運動量を持つ中性子 (運動エネルギーで 0.53 - 3.3 GeV) である．中でも大きな寄与をするのは，中性子のレートと，見積もられる検出効率の積が大きくなる 0.8 GeV 付近のエネルギーを持つ中性子であり，中性子による false veto の確率を十分低く抑えるために，中性子不感性の要求は 0.8 GeV で 0.2 %以下となっている．

3.2 Beam Catcher のデザインコンセプト

3.1 節で示したような光子検出効率と中性子不感性の要求を満たすため，我々は図 3.5 のようなエアロジェルを用いたČerenkov 閾値型検出器を多数分散配置するデザインを考案した．1 つのモ

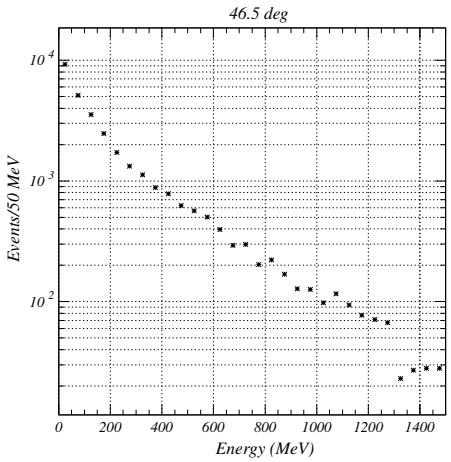


図 3.4: ビーム中に含まれる中性子のエネルギースペクトル．

ジュールは鉛コンバータ (2 mm 厚)，Čerenkov 発光体のエアロジェル (5 cm 厚)，鏡，集光ファネル，PMT からなる．γ 線は鉛コンバータで電磁シャワーを起こし，電子や陽電子を生成する．これらがエアロジェル中を通過する際に発生するČerenkov 光を鏡と集光ファネルで集め，PMT で検出することで γ 線を検出する．
屈折率 n の物質中でのČerenkov 発光量は $(1 - \frac{1}{n^2\beta^2})$ に比例し，Čerenkov threshold $\beta_{th} = \frac{1}{n}$ よりも低速の粒子では発光しない．このことから屈折率が 1 に近いエアロジェルを用いることで光速に近い粒子のみがČerenkov 発光するようにできる．γ 線の対生成で生じる e^+e^- は高速であるのに対して，中性子によるハドロン反応で生じる荷電粒子は比較的低速であるため，γ のみを選択的に検出することができる．
さらにこのようなモジュールを図 3.5 の右のようにビーム方向に 35 cm の間隔を持たせて 25 層配置し，ビーム方向に複数モジュールでコインシデンスがとれることを要求する．このような条件を課すことで，γ 線による電磁シャワーは前方を favor するため z 方向のモジュール間でコインシデンスがとれるが，一方，中性子によるハドロン反応では 2 次粒子が等方的に発生するため，縦方向にコインシデンスがとれる確率は低くなる (図 3.6 参照)．これによって中性子に対してさらに感度を落すことが可能となる．

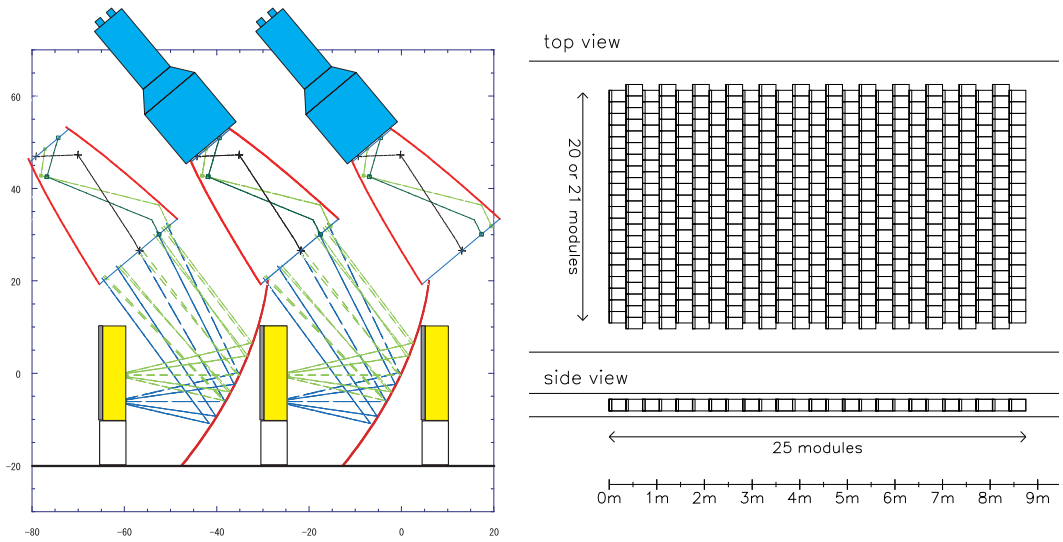


図 3.5: Beam catcher の模式図．左は各モジュールの様子．鉛コンバータ，Čerenkov 発光体のエアロジェル，鏡，集光ファネル，PMT からなる．右はモジュールサイズが 20 cm×20 cm の場合の分散配置の様子．ビーム方向は左から右である．z 軸方向のモジュール間隔は 35 cm とし，光子検出効率を位置によらず一様にするために奇数列と偶数列では互い違いになるように置かれる．

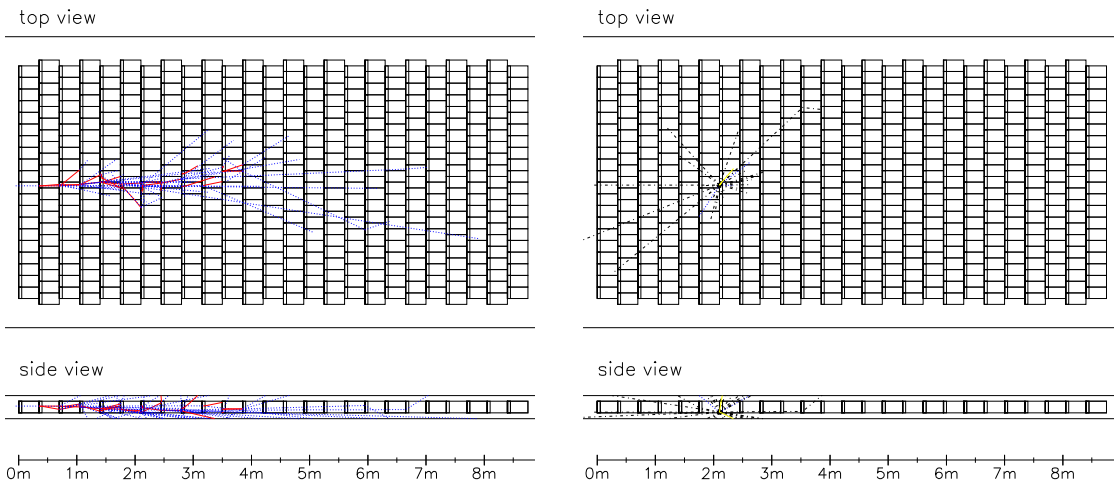


図 3.6: 左：300 MeV γ 線に対するイベントディスプレイ．青い点線で示されるのが γ 線で，赤い線で示されるのが電子または陽電子．ビーム方向を favor する電磁シャワーによって縦方向にモジュール間でコインシデンスがとれる．右：1 GeV 中性子によるハドロン反応のイベントディスプレイ．黒い一点鎖線は中性ハドロンを示す．等方的であるため縦方向にコインシデンスがとれる可能性が低くなる．

第4章　プロトタイプを用いた性能評価

前章で述べた beam catcher のデザインが機能することを確認するため，また beam catcher 設計の際に使用するシミュレーションの信頼性を確認するために，我々は beam catcher のプロトタイプを作成し，KEK の PS T1 ビームラインでテストを行った．ビームテストの目的はČerenkov 発光量の確認と，ハドロンに対する不感性の確認である．特にハドロン反応に対してはシミュレーションは現象論的であり十分信頼できるとは言い難いので，ハドロン反応に対するシミュレーションの信頼性を確認することは重要である．
ビームテストでは光子 (又は電子) の代りに π^+ を用いて発光量の評価を行い，中性子の代りに陽子を用いてハドロンに対する不感性の評価を行った．その結果，発光量については全体の補正因子として約 0.9 を含めることでシミュレーションと一致し，ハドロンに対する不感性では極低光量で多量のバックグラウンドを除いてシミュレーションとよく一致することが分かった．さらにこの予期しなかったバックグラウンドはガスシンチレーションを考慮に入れることでよく説明できることが分かった．
この章ではまず我々が製作したプロトタイプについて述べ，次にビームテストでの発光量とハドロンに対する不感性の測定結果を，最後にガスシンチレーションの測定とこれによって陽子を用いたハドロン反応測定での低光量バックグラウンドが説明できることを述べる[1]．

4.1　プロトタイプの概要

我々が製作したプロトタイプは図 4.1 に示すようなものである．前章で述べた基本デザインと同様に鉛板，エアロジェル，鏡，PMT から構成されるが，光学系の簡単化のため集光ファネルは省略されている．

鉛コンバータ

鉛コンバータは荷電粒子での測定では必要ないが，実機と同様に各モジュール 2 mm 厚のものが取り付けられている．サイズはプロトタイプモジュールの大きさに合わせて 10 cm×10 cm となっている．

エアロジェル

エアロジェルは HERMES 実験でも用いられた [16] 松下電工製の SP-30 (10 cm× 10 cm × 1.1 cm, 屈折率 $n = 1.03$) を 5 枚重ねて使用した．エアロジェルの光透過率 T はレイリー散乱とミー散乱

[1] このビームテストの結果は文献 [15] に詳しく述べられている．この論文での重要な追加は，未知であったバックグラウンドがガスシンチレーションによってよく説明できた事である．

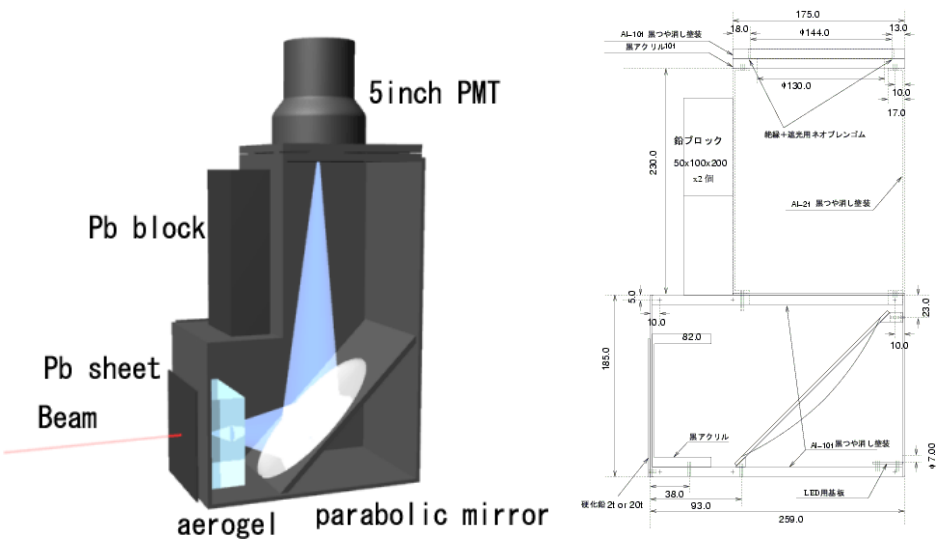


図 4.1: Beam catcher のプロトタイプ．

を考慮に入れると

$$T = Ae^{-Ct/\lambda^4 - B/\lambda} \tag{4.1}$$

と表される．ここで Ct は λ の 4 乗に依存するレイリー散乱のパラメータであり，B は λ の 1 乗に依存するミー散乱のパラメータである．SP-30 の透過率を島津製作所製の分光光度計 MPS-2000 を用いて測定した結果，エアロジェル 1 枚 (11 mmt) につき，

$$\begin{aligned} A &= 0.96 \\ Ct &= 0.00094\ (\mu\mathrm{m}^4) \\ B &= 0.041\ (\mu\mathrm{m}) \end{aligned} \tag{4.2}$$

のような結果が得られた．この結果はシミュレーションを行う際に使用した．

光学系

主鏡は 2 軸パラボラ型凹面鏡で

$$y = \frac{x^2}{4f_x} + \frac{z^2}{4f_z} \tag{4.3}$$

のような式で表される．f_x, f_z は焦点距離でモジュールの中心線からのČerenkov 発光を全て約 40 cm 上方にある PMT 中心へ収束するようにそれぞれ $f_x = 70$ mm $f_z = 140$ mm とした．鏡の反射率はレーザーと PIN フォトダイオードで測定した結果，レーザーの波長 543 nm で平均 76 %であった．

PMT

PMT は浜松ホトニクス製の 5 インチ PMT H6527 (R1250[17] のアセンブル品) を使用した．

4.2 シミュレーションでの仮定

シミュレーションが発光量とハドロン反応をよく記述しているかを確認するために，光量測定，ハドロン反応測定の双方で GEANT を用いたシミュレーションを行い，測定結果と比較した．シミュレーションで使用したパラメータは以下のようなものである．

- GEANT3
  CERN ライブラリーに含まれるモンテカルロ粒子反応シミュレーションツール．ハドロンパッケージは低エネルギーで比較的信頼性の高い GCALOR を使用した．
- エアロジェル
  透過率は式 (4.1) に式 (4.3) のパラメータを代入したものを使用した．
- 鏡
  反射率は波長によらず一律 76 %とした．この値は波長 543 nm のレーザーで得られた測定値であるが，使用した鏡と同時に蒸着されたサンプルの反射率 (カタログ値) に波長依存性がなかったので一律この値を採用した．
- PMT
  量子効率は浜松ホトニクスによるカタログ値を使用した (波長依存性を含む)．

4.3 光量測定

4.3.1 ビームテストでのセットアップ

発光量測定のためのセットアップは図 4.2 のようなものである．飛行時間差による粒子識別のためビームラインの最終偏向磁石 (D3 マグネット) の上流に TOF1 カウンタを，モジュールの手前に TOF2 カウンタを置く．これらはプラスチックシンチレータの左右に 2 インチの PMT を取り付けたものである．またビームスポットを限定するため，モジュールの前後にフィンガーカウンタ (F1x/y，F2x/y) を設置する．これらは幅 10 mm 厚さ 5 mm のプラスチックシンチレータで，2 つを交差することで 10 mm 角のビームスポットを定義している．さらに TOF2 カウンタの前に π^+ と K^+ の識別を行うためのエアロジェルČerenkov カウンタ (Module0) を置く [2]．

4.3.2 粒子識別

Čerenkov 発光量の測定には π^+ を用いる．ビーム中の π^+ を陽子から区別するために，2 つのカウンタの飛行時間差をとる TOF 法を用いた．最も時間差が小さくなる 2.0 GeV/c であっても陽子のピークと π^+ のピークは互いに 15σ ほど離れており，十分陽子と π^+ を識別できている．さらに，前方に置かれたエアロジェルČerenkov カウンタのヒットを要請することで TOF 法では識別できない K^+ の混入を防いだ．

[2] 実際にはプロトタイプモジュールから鉛コンバータを取り外した物を使用した．

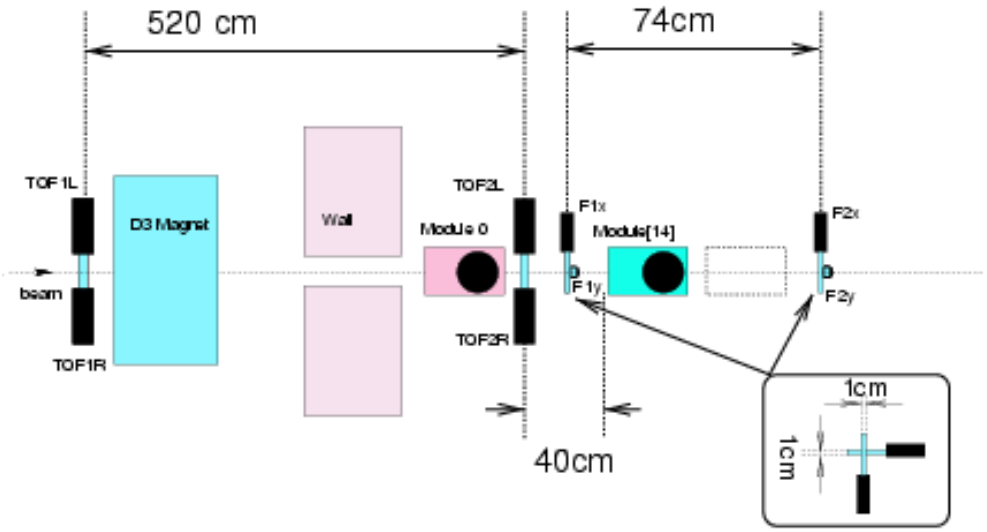


図 4.2: Čerenkov 発光量測定のセットアップの概略図．

4.3.3 各モジュールの発光量

Čerenkov 発光量は $(1-\frac{1}{n^2\beta^2})$ に比例するので検出される光電子数も同様の β 依存性を持つはずである．これを確認するため π^+ の運動量を変えながら光電子数を測定した．
測定された運動量ごとの検出光電子数は図 4.3 のようになった．この光電子数の β 依存性を見るために，横軸に $1/\beta^2$ を，縦軸に検出された光電子数をとったのが図 4.4 である．ここで β 依存性は予想された通りとなっているが，4 つのモジュールで最大 15 %程度の光量のばらつきが見られる．

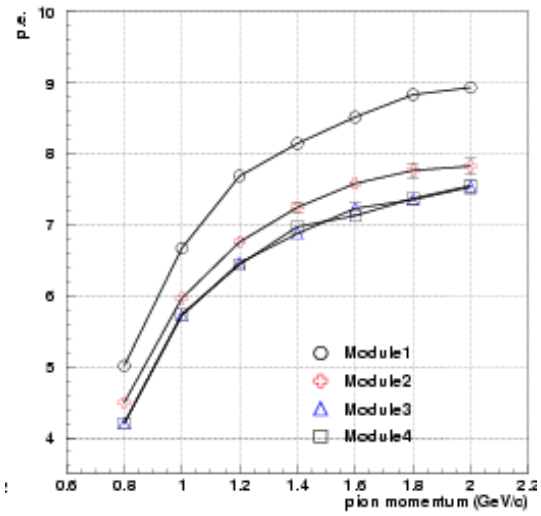


図 4.3: π^+ の運動量毎の光電子数．モジュールによって最大で 15 %程度のばらつきがみられる．

この測定で得られた光量をシミュレーションの結果と比較すると，β 依存性のない overall な補正係数をかけることで実験結果と一致させることができた (図 4.5 参照)．各モジュールでの補正係数

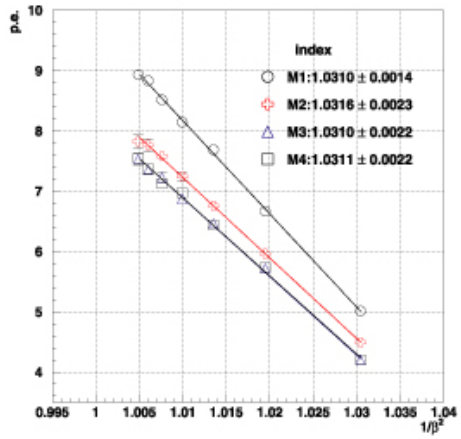


図 4.4: 光電子数の $1/\beta^2$ 依存性．勅撰の傾きからエアロジェルの屈折率が求められ，概ね 1.03 に近い値が得られている．

は表 4.1 の様なものであり，測定された光量はシミュレーションのものに平均で約 0.89 を掛けたものとなった．この係数はエアロジェル-鏡-PMT のシステムに現れる何らかの効果によってもたらされると考えられるため，次章のシミュレーションではここで得られた補正係数を掛けている．

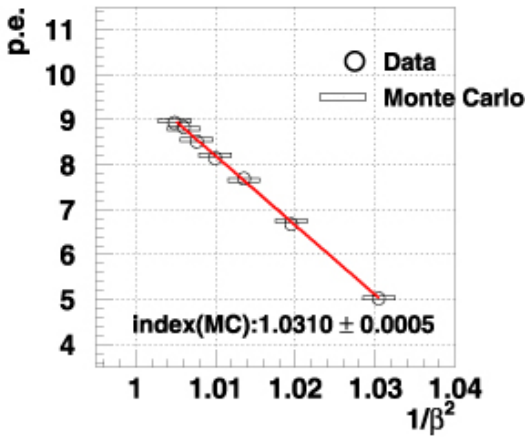


図 4.5: モジュール 1 で測定された光量とシミュレーションの比較．シミュレーションの結果には補正係数 0.992 をかけており，β 依存性を含めて測定値と一致する．

4.4 陽子を用いたハドロン反応の測定

4.4.1 ビームテストでのセットアップ

ハドロン反応測定のセットアップを図 4.6 に示す．この測定では中性子の代りに陽子を用いる．実際のモジュールでの前段と後段のコインシデンスの確率を調べるため，M1 を前段に，M2∼M4 を前段モジュール前面から 35 cm 後ろに配置した．また，ハドロン反応の確率を高めるため前段の

表 4.1: 各モジュール毎の光量の over-all な補正係数．

モジュール	補正係数
M1	0.992
M2	0.8867
M3	0.8446
M4	0.8457
平均	0.8923

モジュール (M1) の上流に鉛板を加え，モジュールの鉛コンバータ (2 mm 厚) と合わせて 20 mm 厚とした．

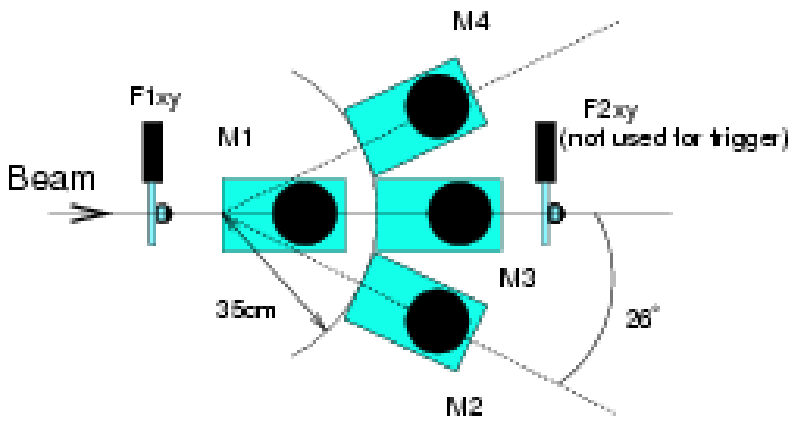


図 4.6: ハドロン反応測定のセットアップ．

粒子識別は π^+ の場合と同様に TOF と M0 カウンタによって行った．
各モジュールが陽子を検出した事の認知は以下の定義を採用した．

- モジュールが定められた個数 (n_{thr}) 以上の光電子数を検出する
- 図 4.7 のような T-Q 補正を含めて on-timing であること

4.4.2 陽子検出効率のシミュレーションとの比較

光電子数カットにおける n_{thr} の値をそれぞれ 1 pe，2 pe とした場合の陽子検出効率の測定値は図 4.8 のようになった．2 pe 以上のカットを掛けた場合にはシミュレーションと測定値はよく一致しているが，1 pe 以上のカットでは特に低運動量で多量の予期しないバックグラウンドが存在している．
さらに，エアロジェルを無くした場合の陽子に対する検出効率は図 4.9 のようになり，ここでもシミュレーションでは存在しない低光量のバックグラウンドが存在する．また陽子ビームをモジュールの側面や背面から入射した場合にもこのバックグラウンドは存在し，一方で PMT の表面に覆

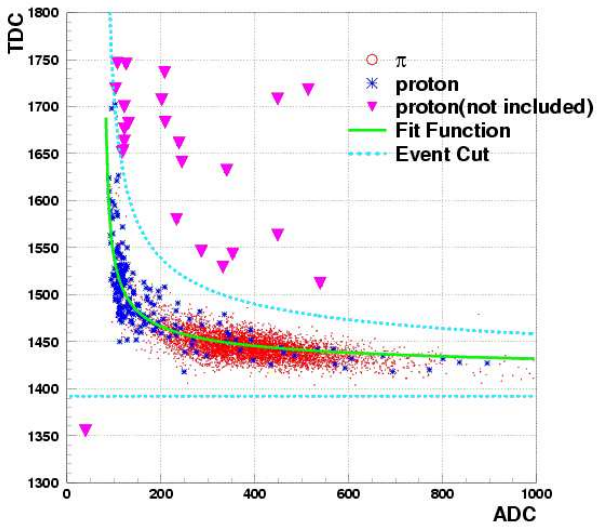


図 4.7: T-Q 補正．横軸は ADC で縦軸は TDC の値．ADC シグナルの大きさによって変化する threshold を越える時間を含めて補正を行なう．2 本の破線で示された領域をタイミングの合ったイベントとし，逆三角で示されるようなアクシデンタルと思われるイベントをカットした．

いを被せた場合にはこのバックグラウンドは消えることが確認された．これらの事実から，このバックグラウンドは等方的な光によるものであると考えられた．
このことからこのバックグラウンドの原因は空気によるシンチレーションであると考え，ガスシンチレーションの発光量を測定することにした．次節ではこのバックグラウンドが空気によるシンチレーションでほぼ説明できることを述べる．

4.5 ガスシンチレーション発光量測定

4.5.1 測定方法

プロトタイプでの多量の低光量バックグラウンドが空気によるシンチレーションで説明できるかどうか確認するために，空気中でのガスシンチレーションの発光量を測定した．測定のためのセットアップは図 A.1 のようなものであり，^{241}Am 線源からの α 粒子 ($\sim$5.5 MeV) を測定ガス中に飛ばし，シンチレーション発光を上下の PMT で，α 線の運動エネルギーを PIN フォトダイオードで測定することで，α 線の単位エネルギー損失当りの発光量を求めた．容器は常時ガスを流すようになっており，内部の圧力は 1 気圧に保たれるようにした．この測定については Appendix で詳述する．

4.5.2 測定結果とビームテストのバックグラウンドの説明

この実験で測定された空気中での α 線の発光量は 1 MeV エネルギー損失当り約 26 光子となった．この値を入れて，再度プロトタイプでの陽子に対する検出効率のシミュレーションを行った結果，図 4.10 のように測定値とよく一致した．また，エアロジェルが無い場合についても図 4.11 のよう

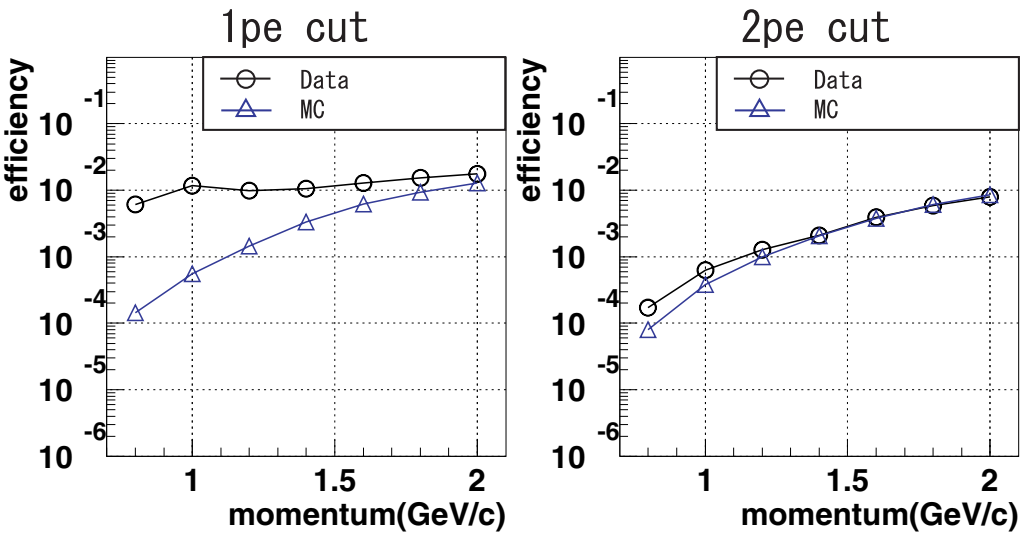


図 4.8: 陽子に対する検出効率．2 pe 以上のカットでは測定結果とシミュレーションはよく一致しているが 1 pe 以上のカットでは特に低運動量領域で多量のバックグラウンドが存在する．

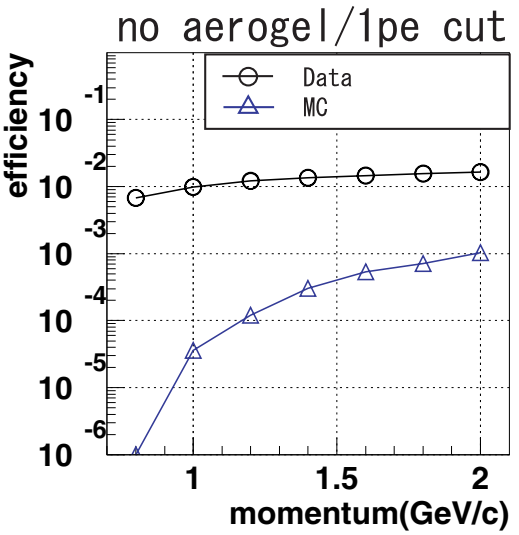


図 4.9: エアロジェルがない場合の陽子に対する検出効率．エアロジェル無しの場合でも低光量のバックグラウンドは存在する．

にシミュレーションとよく一致した．
このことからビームテストでの低光量のバックグラウンドは，そのほとんどが空気によるシンチレーション光であることが確認できた．

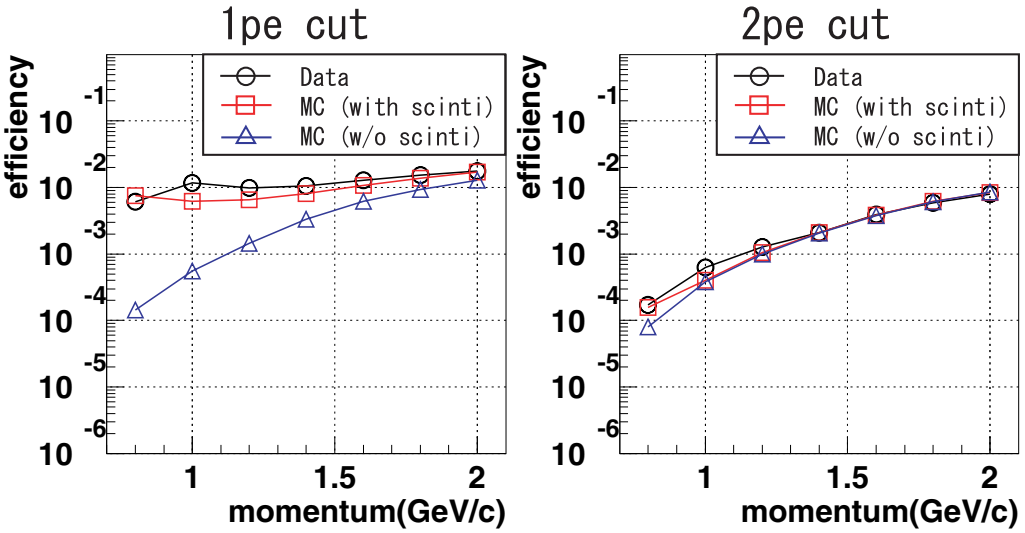


図 4.10: ビームテストでの陽子に対する検出効率．ガスシンチレーションを含めたシミュレーションは測定結果とよく一致している．

4.6 プロトタイプを用いた性能評価のまとめ

以上の様なプロトタイプを使用した研究で，エアロジェル-鏡-PMT のシステムでは概ね期待される結果が得られることが分かった．
検出される光量については発光量の β 依存性はシミュレーションとよく一致することが分かり，また検出できる光量の絶対値ではシミュレーションの予測値に over-all なファクターとして 0.89 を掛けた程度の量が得られることが分かった．
またハドロンに対する検出効率では 2 pe 以上のカットを施した場合には測定値はシミュレーションとよく一致し，1 pe 以上のカットの場合にも空気によるガスシンチレーションの効果を含めることでシミュレーションとよく一致することが分かった．これによって，GEANT (GCALOR パッケージ) によるハドロン反応のシミュレーションがこのシステムにおいて信頼できることが確認された．
これらによってエアロジェル-鏡-PMT を用いたČerenkov 検出器の物理がほぼ理解できたと考えられる．

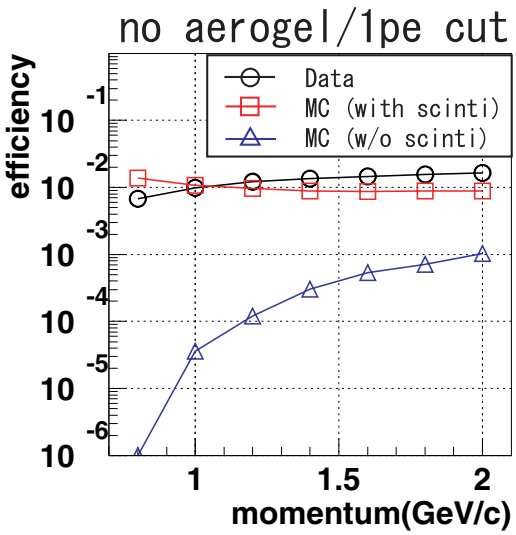


図 4.11: エアロジェルがない場合の陽子に対する検出効率．これもガスシンチレーションを含めたシミュレーションでよく説明できる．

第5章　シミュレーションによるBeam Catcherの設計

プロトタイプを用いた発光量とハドロン反応の測定から，エアロジェル-鏡-PMT のシステムに対するシミュレーションが信頼できるものであることが確認された．次の課題はシミュレーションを利用して 3 章で述べたような要求を満たすデザインを具体的に決定することである．実機を設計する上で重要なことは，beam catcher に対する要求を満たしつつも，できる限り単純で量産が容易であることである．
この章では beam catcher の具体的な設計について，まずモジュール単体での光学系の設計について，次に全モジュールを並べる際の各パラメータの最適化について説明し，最後に catcher 全体として期待される性能についてまとめる．

5.1　シミュレーションで用いた条件

このシミュレーションを用いた研究を通じて，特に記述しない限り以下のような条件/仮定を用いた．

- シミュレーションツール
  - GEANT3，ハドロンパッケージは GCALOR を使用．
- 入射ビーム (γ, 中性子とも)
  - Beam catcher 前面に対して垂直に入射．
    ビームプロファイルはキャッチャーのサイズに均一に照射．
- エアロジェル
  - 発光量は GEANT による光量を使用 (ビームテストによって確認)．
  - サイズはモジュールのサイズ $\times$ 50 mm 厚
  - 透過率は屈折率 n=1.03, 1.05 については松下電工製 SP-30 の分光計による測定値 (式 (4.1)，式 (4.3) 参照) を使用し，屈折率 n=1.046 については松下 IY-46 のカタログ値を使用．
  - 光の散乱は全て等方散乱として扱う[1]．
- 鏡の反射率

[1]エアロジェルでの散乱はレイリー散乱が等方的であり，ミー散乱は前方へ出るのでこの仮定は conservative なものである

  - 鏡面部分全て一律 80 % (波長依存性なし)

- PMT
  - 5 インチ PMT については有感領域 ϕ12 cm
  - 3 インチ PMT については有感領域 ϕ7 cm
  - 2 インチ PMT については有感領域 ϕ4.5 cm
    (それぞれ浜松ホトニクスの R1250，R1307，R329-02 のカタログによる有効光電面積を使用．)
  - 量子効率は浜松のカタログの値を使用 (波長依存性を含む)

- 光量の補正係数
  - 光を検出する際に一律 0.8923 の確率を掛ける．
    (ビームテストでの光量の結果から)

5.2 光学系の設計

光学系を設計する上で重視したのは

- 平均集光率が高いこと
- 集光率が γ 線の入射位置によらず均一であること
- 量産が容易であること (できる限り単純な光学系であること)

の 3 点である．平均集光率が高いほど PMT で検出する光量が豊富になりノイズなどによるバックグラウンドを落すことができ，集光率が均一であれば γ 線の検出効率を均一にすることができる．また仮のデザインで 512 個の同一モジュールを並べることから量産や品質管理が容易であることも重要である．
このことを踏まえて beam catcher の光学系を最適化するため，γ 線を catcher 1 モジュールの様々な位置に照射し，発生したČerenkov 光が PMT の光電面に到達する確率を調べた．ここで入射粒子に γ 線を用いたのは，コンバージョンの角度も含めたより実際的な集光率を得るためである．また γ 線のエネルギーは 300 MeV とした．
エアロジェルの屈折率は 1.03 を基本としたが，いくつかの特徴的なデザインについては 1.05 の場合も試した．これはエアロジェルの屈折率によってČerenkov 光の角度が変化するため，それに伴った集光率の変化をみるためである．
集光率の定義は

$$(\text{集光率}) = \frac{(\text{PMT 光電面の有感領域に到達した光子数})}{(\text{エアロジェルの背面へ抜け出たČerenkov 光子数})} \tag{5.1}$$

とし，純粋に光学系のジオメトリーのみで決まるようにした．ここでは PMT の量子効率や光量の補正係数は入れていない．
光学系としては

- 主鏡
    1. 平面鏡
    2. Top-and-bottom 型平面鏡
- 集光ファネル
    1. Winston cone ファネル
    2. 箱状ファネル
- モジュールのサイズ
    1. 高さ 30 cm × 幅 30 cm
    2. 高さ 40 cm × 幅 20 cm
    3. 高さ 20 cm × 幅 20 cm
- PMT の大きさ
    1. 5 インチ PMT
    2. 3 インチ PMT
    3. 2 インチ PMT

の組み合せから必要と思われるものを試した．
主鏡は最も簡単な平面鏡と鉛直方向に広いアクセプタンスを持つ Top-and-bottom 型を試す．集光用のファネルは Winston cone [18] と呼ばれる形状のファネルを基本とし，簡易ファネルとして箱型の単純なものを試した．Winston cone は Appendix で詳述するような自由度が 2 の off-axis パラボラ回転体であり，入り口の直径 d_{in} と出口の直径 d_{out} で形状が決定する．
モジュールのサイズは鉛直方向にアクセプタンスを持たせるために高さ 30 cm × 幅 30 cm の物を基本とし，水平方向の granularity が問題となる場合に備えて高さ 40 cm × 幅 20 cm の物を，均一な集光率が求められる場合に備えて比較的集光率を均一に保つことができる高さ 20 cm × 幅 20 cm の物を試した．
PMT のサイズは小型であるほど費用の面で有利である．しかし光電面の有効面積が小さくなるため集光率では不利となるので，集光率を高く保つことができる 20 cm× 20 cm の小型のモジュールサイズの場合のみ試した．
全ての場合でモジュールの内壁面は鏡面とした．但しエアロジェルを囲む部分については光を吸収するとしている．
この中で，主鏡に平面鏡を，ファネルに Winston cone ファネルを用いたものを “Base-design” とし，他の組み合せと比較することにする．
またこれらとは別に，特別な場合として主鏡に 2 軸パラボラを使用し，ファネルを前方に傾けることで非常に複雑ではあるが均一かつ高い集光率をもつデザイン (“At-most” デザイン) を試した．この”At-most” デザインは光量が足りない場合に，光学系の工夫によって増やすことができる限界を示すものである．

5.2.1 “Base-design” (平面鏡 + Winston cone ファネル + 5 インチ PMT)

平面鏡 + Winston cone ファネル + 5 インチ PMT による “Base-design” の光学系の模式図を図 5.1 に示す．この “Base-design” は主鏡は平面鏡，箱体側面は鏡面とし，ファネルは Winston cone 型である．Winston cone のパラメータは

- 高さ 30 cm × 幅 30 cm → d_{in}=30 cm, d_{out}=12cm
- 高さ 40 cm × 幅 20 cm → d_{in}=30 cm, d_{out}=12cm
- 高さ 20 cm × 幅 20 cm → d_{in}=20 cm, d_{out}=12cm

とした．ここで高さ 40 cm × 幅 20 cm の場合はファネルの入り口の直径がモジュールの幅より大きくなっているが，このような場合には Winston cone の側面を平面で切り落とした形状のファネルとしている．以下，“はみ出し” の場合は同様である．
このような光学系について，集光率のビーム入射位置依存性は図 5.2 のようになった．モジュールのサイズが 20×20 cm で，エアロジェルの屈折率が n=1.03 の場合には平均集光率 27 %に対して最低となる場所でも 23 %程度であり，比較的均一な集光ができている．しかし，モジュールのサイズが 30×30 cm の場合には平均 23 %に対してモジュールの上下で 15 %程度まで，40×40 cm の場合では平均 22 %に対して 13 %まで低下してしまう．また，屈折率を 1.05 と高くするとČerenkov 角が広がるために集光がより困難になり，絶対値で約 3 %集光率が低下する．
ここでの光の損失の原因はファネルの入口に光が入らないことと，ファネルへ入った光がファネルを通過できずに主鏡側へ戻って来てしまうことである．ファネルの入口を広げると光はファネルには入るようにできるが，一方で Winston cone の入口が大きくなってしまうため Winston cone の集光できる角度が小さくなってしまう[2]．逆にファネルの入口を小さくすると Winston cone の集光できる角度は大きくできるものの，ファネルの入口に入らない光が増加してしまうことになる．この 2 つの相反する原因からモジュールのサイズが 30 cm で集光率が低下しはじめ，サイズをこれより大きくすることは光学系の観点からは非常に難しくなっている．
また，これと同様の光学系で主鏡を y 方向に曲率を持つ 1 軸パラボラ鏡に変えたものも試したが，中央の集光率は高まるものの上下での集光率は極端に低下し，平均の集光率も下ってしまった．

5.2.2 主鏡の形状による集光率の違い

“Top-and-bottom” デザイン

“Top-and-bottom” 型の主鏡は図 5.3 のように平面鏡を 2 枚つなぎ合わせた形状をしている．上下にはそれぞれファネルと PMT が置かれ，上下 2 つの PMT で読み出しを行う．このようにすることでエアロジェルと主鏡との距離がコンパクトになり，Čerenkov 光が広がる前に集光できる．そのためより高く，かつ均一な集光率が期待できる．この光学系では図の様にエアロジェルの存在する領域に対して主鏡のサイズを上下 5 cm ずつ広げてあるが，これは上下に逃れるČerenkov 光を捉えるためである[3]．

[2] Winston cone の入口の直径と集光できる角度の関係は Appendix B を参照．
[3] ”Base-design” でも同様のことを試みたが，エアロジェルと主鏡との距離が大きいため有効ではなく，むしろ集光率が低下した．

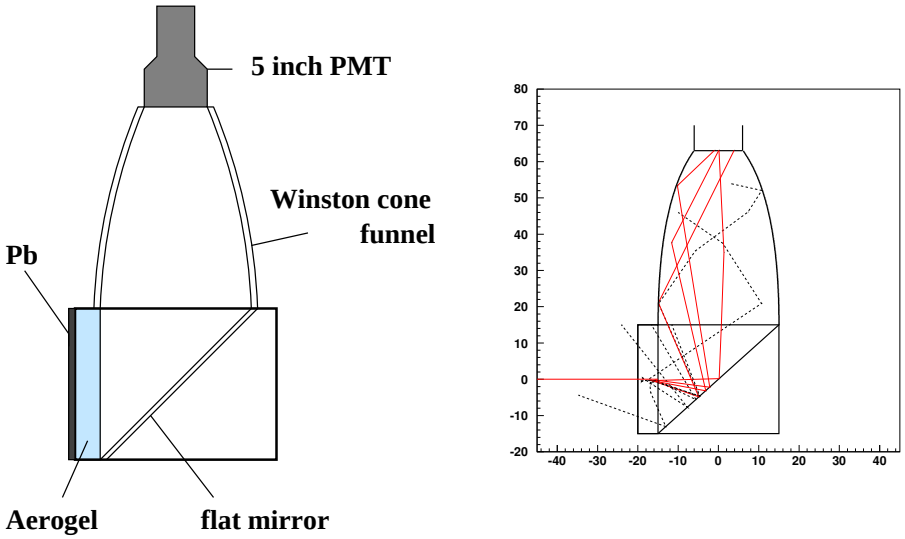


図 5.1: 左： 平面鏡+Winston cone ファネルによる”Base-design” の模式図．箱の側面は鏡面となっている．右：発生したČerenkov 光のレイトレースの様子．実線で表されているのが集めることができた光で破線は PMT の光電面に到達しなかった光．

また，主鏡とエアロジェルの間隔は最適化の結果，最も近付く位置 (モジュール中央) で 30×30 cm モジュールでは 10 cm，40×20 cm モジュールでは 13 cm となっている．
このような集光系に対して得られた集光率は図 5.4 のようになった．30×30 cm のサイズの場合には “Base-design” の 23 %に対して 31 %と高く，均一性も最低となる点で 25 %と十分によい．さらに 40×20 cm のサイズの場合では “Base-design” の 20 %に対して 29 %と非常に高い値が得られた．
この結果から，“Top-and-bottom” デザインは “Base-design” と比べて平均の集光率が高く，モジュールの上下端でも集光率の低下がない点が評価できる．一方問題点としては，中心で集光率がやや低下することと，ファネル，PMT にかかるコストが 2 倍になってしまうことが挙げられる．

5.2.3 ファネルの形状による集光率の違い

箱型ファネル

箱型ファネルを用いた光学系の概念図を図 5.5 に示す．箱型ファネルは台形の平面鏡を 4 枚合わせた形状で，Winston cone 型と比べてはるかに簡単な形状となる．箱型ファネルのパラメータは入口のサイズが 30×30 cm，出口のサイズが 10×10 cm，高さが 50 cm としてある．ここで高さは Winston cone からの類推で決定した．
このような光学系を採用した場合の集光率は図 5.6 の様になった．Winston cone ファネルと比較すると平均で 3 割ほど集光率が低下し，特にモジュールの中心付近で低くなる傾向がある．これは，箱型のファネルでは広がるČerenkov 光を集めることができず，かなりの部分がファネルから主鏡へ戻ってしまうためである．

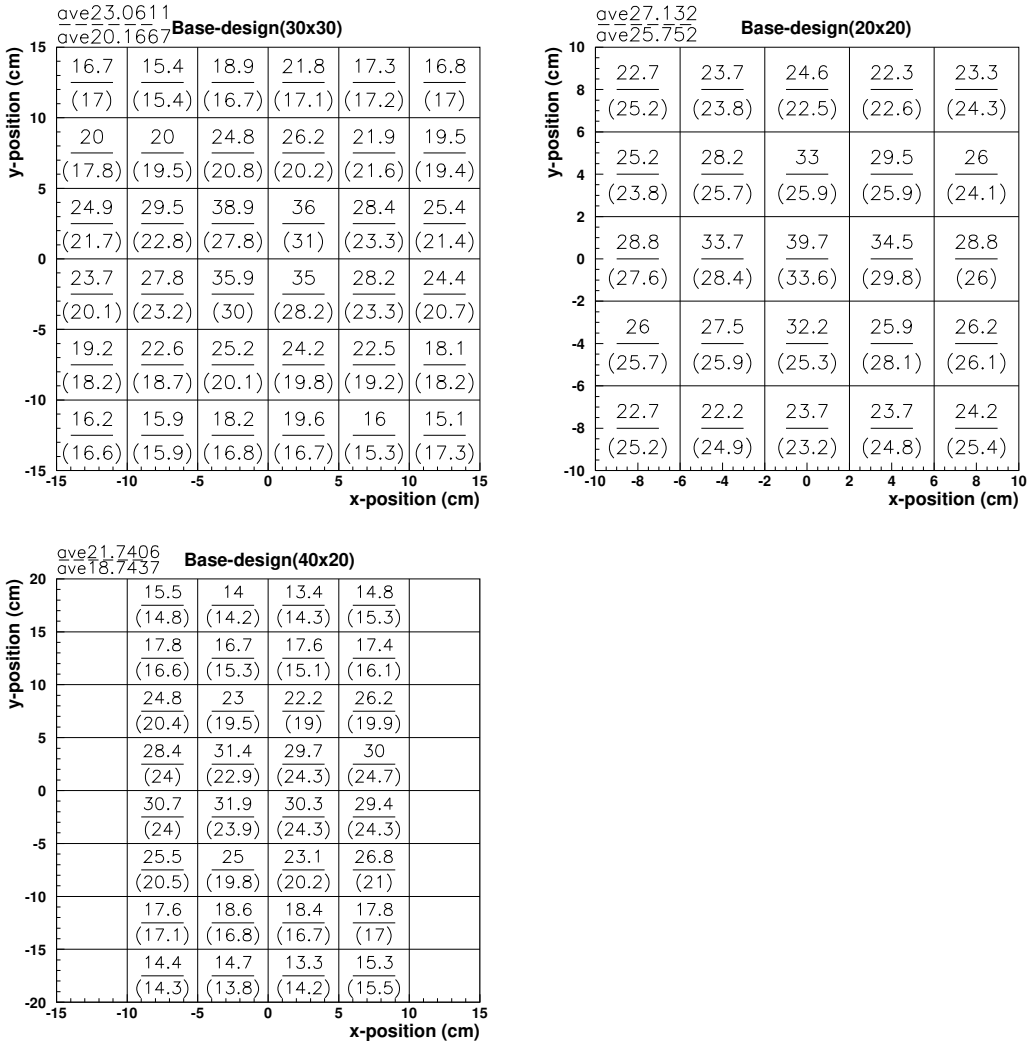


図 5.2: ”Base-design” の場合の集光率の位置依存性．それぞれモジュールのサイズが高さ 30 cm × 幅 30 cm (左上)，高さ 20 cm × 幅 20 cm (右上)，高さ 40 cm × 幅 20 cm (左下) の場合の結果．各位置で上段の数字が屈折率 n=1.03 の場合で下段の数字が n=1.05 の場合．モジュールのサイズが 30 cm を越えるとモジュールの上下で集光が難しくなる．

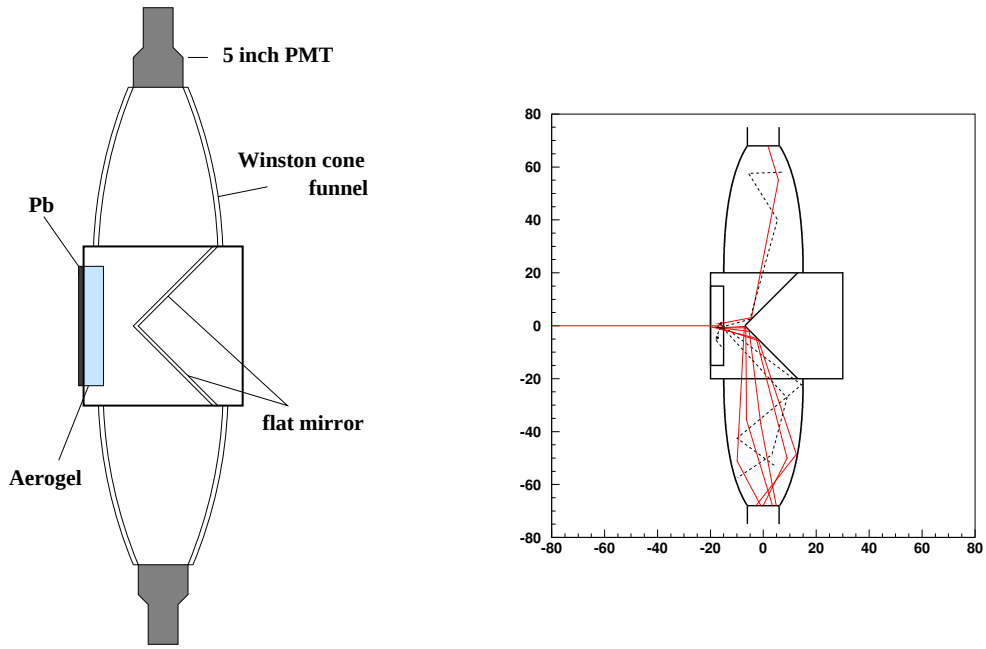


図 5.3: 左：2 枚の平面鏡による”Top-and-bottom” デザインの模式図．主鏡以降の光学系は上下 2 組となる．右：Čerenkov 光のレイトレースの様子．

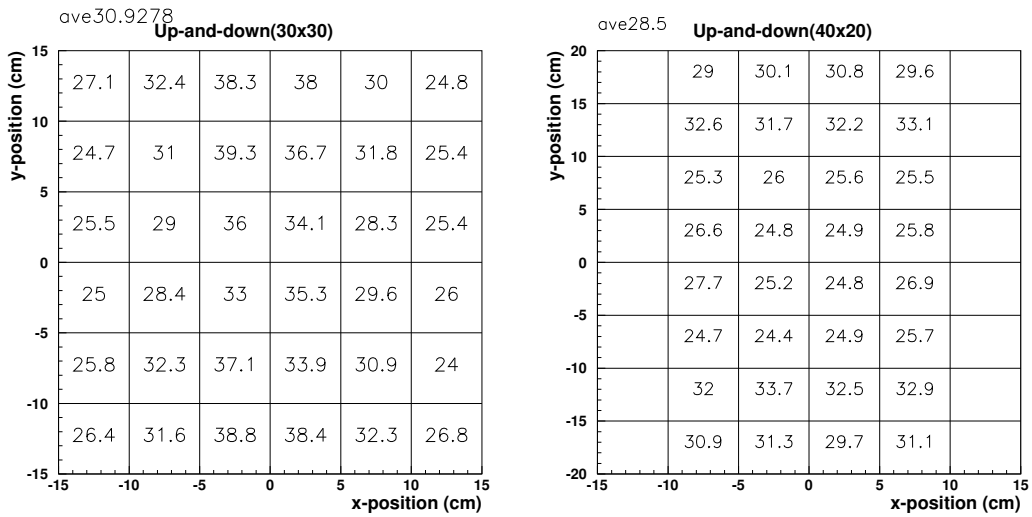


図 5.4: “Top-and-bottom” 型主鏡を採用した場合の集光率の位置依存性．それぞれモジュールのサイズが高さ 30 cm × 幅 30 cm (左)，高さ 40 cm × 幅 20 cm (右) の場合の結果．広い範囲で高い集光率を示すが，モジュール中央でやや低下する．

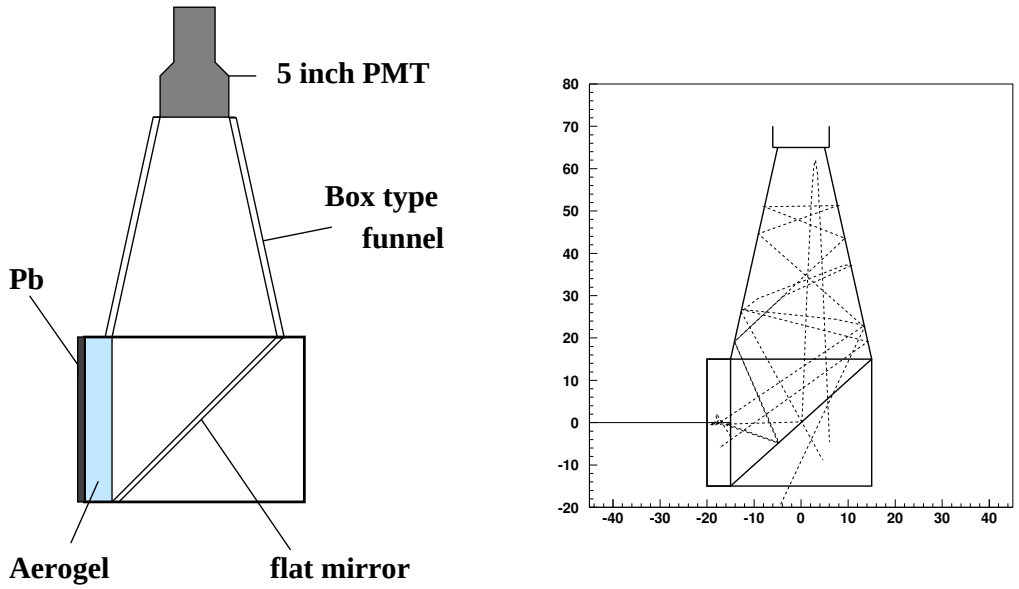


図 5.5: 左：箱型ファネルを用いた光学系の概念図．右：箱型ファネルの場合のČerenkov 光の軌跡．このように単純な箱型ファネルでは広がりをもつČerenkov 光は戻って来てしまう．

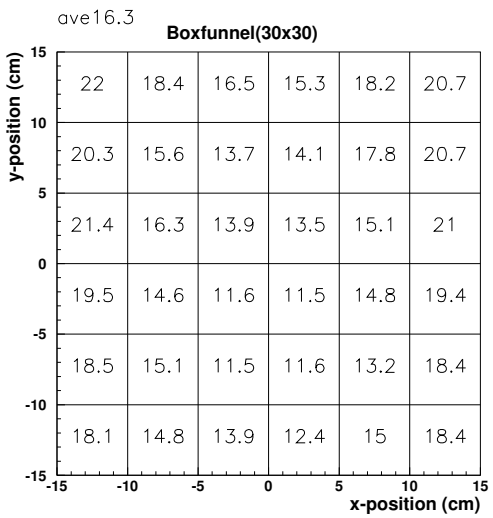


図 5.6: 箱型ファネルを採用した場合の集光率．Čerenkov 光がファネルを通過できないため全体的に集光率が低い．

5.2.4　PMT の大きさによる集光率の違い

PMT のサイズを小さくすることはコストの面では非常に大きなメリットとなるが，光電面の面積が小さいため集光率が低下してしまう．ここでは比較的集光の容易な 20×20 cm のサイズについて，3 インチと 2 インチの PMT を使用した場合の光学系を確かめる．

3 インチ PMT

高さ 20 cm × 幅 20cm のモジュールで主鏡は平面鏡，ファネルを Winston cone (d_{in} = 20 cm, d_{out} = 7.5 cm) として 3 インチ PMT を採用した場合の集光率は図 5.7 の様になった．平均の集光率は 5 インチの 27 %に対して 24 %と 1 割強の低下に留まっており，均一性も最低となる位置で 19 %とあまり低下しない．また，屈折率を 1.05 にした場合には絶対値で 4 %程度の低下であり，5 インチ PMT を使用する場合の 3 %に比べてやや大きい程度である．このため，光量にある程度余裕があり，20×20 cm のモジュールサイズで十分な場合には 3 インチ PMT は使用に値すると考えられる．

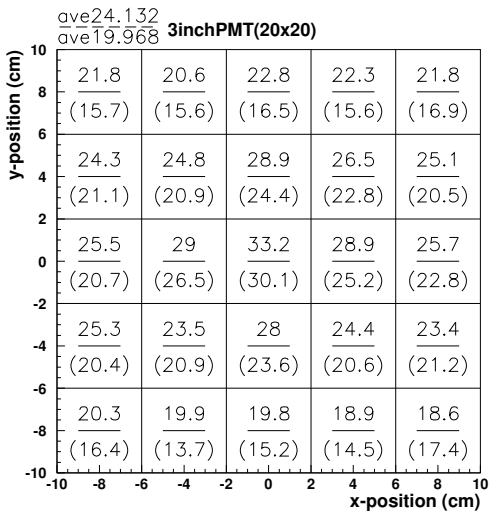


図 5.7: 3 インチ PMT を採用した場合の集光率．上段が屈折率 n=1.03 の場合で下段が n=1.05 の場合．5 インチ PMT に比べると低下してはいるが，極端に低くはなく，実用的な値であるといえる．

2 インチ PMT

高さ 20 cm × 幅 20cm のモジュールで主鏡を平面鏡，ファネルを Winston cone (d_{in} = 20 cm, d_{out} = 5.0 cm) として 2 インチ PMT を採用した場合の集光率は図 5.8 の様になった．平均の集光率は 14 %程度であり，最低点では 8 %と非常に集光率が低下してしまう．さらに屈折率を 1.05 にした場合は平均で 4 %とほとんど集光できていない．これは Winston cone が集光できる角度が Čerenkov 角に対して小さくなりすぎたことが原因である．この結果から，2 インチ PMT を使

用するデザインは光学系での損失が大きすぎ，実用的ではないことが分かった．

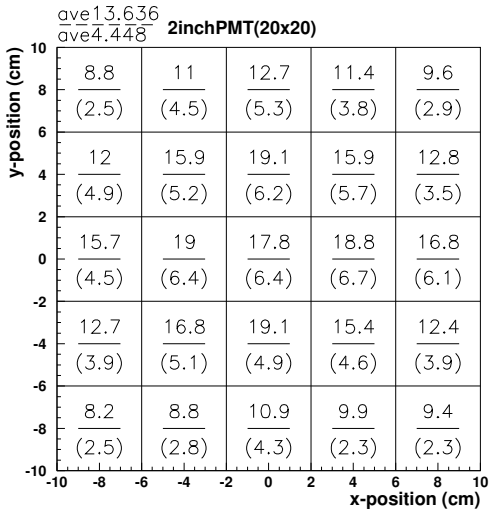


図 5.8: 2 インチ PMT を採用した場合の集光率．上段が屈折率 n=1.03 の場合で下段が n=1.05 の場合．2 インチ PMT ではほとんど集光できていない．

5.2.5 “At-most” デザイン

“At-most” デザインは図 5.9 に示すようなものである．主鏡は縦方向に十分大きい 2 軸パラボラとし，角度を前方に傾けてある．集光ファネルは Winston cone 型のものを主鏡にあわせた角度傾けている．このように光学系を前方に傾けることでČerenkov 光の左右方向と上下方向の広がりの差を小さくでき，集光率を高めることができる．
2 軸のパラボラは

$$y = \frac{x^2}{4f_x} + \frac{z^2}{4f_z} \tag{5.2}$$

で表され，焦点距離は最適化の結果 20×20 cm のモジュールでは f_x=20 cm，f_z=25 cm であり，30×30 cm のモジュールでは f_x=50 cm，f_z=50 cm であった．いずれも主鏡の z 方向の位置は主鏡の中心がエアロジェル前面から 30 cm 後方となるようにした．これは多数配置の際のモジュール間隔 35 cm からの制約である．また，鏡の中心軸は水平面から 30°，集光ファネルは鉛直軸から 30° それぞれ傾けてある．
このような光学系を採用した場合の集光率は図 5.10 の様になった．20×20 cm のサイズではこのデザインは平均で約 43 %と非常に均一で高い集光率が得られる．一方，30×30 cm のモジュールでは屈折率 1.03 で 30 %，屈折率 1.05 では 20 %程度とあまり高くはならない．このことは以下のように説明できる．
鏡の曲率を高くすると光はファネルには入るようになるものの，ファネルに入る角度が大きくなってしまい，ファネルを通過できなくなる．一方，鏡の曲率を小さくするとファネルの入口に光を集められなくなってしまう．入口が 20 cm の Winston cone はČerenkov 光の広がりに対して余裕

があるため，主鏡による収束が有効に働くが，入口が 30 cm の Winston cone はそのような余裕が無く，主鏡で角度をつけて集光するとファネルを通過できなくなってしまう．最適化された主鏡の曲率が屈折率 1.03 では大きく，1.05 では小さくなっている事実がこの事を端的に示している．このようなことから，“At-most” デザインは 20×20 cm のモジュールサイズに対しては非常に有効であるが，30×30 cm のサイズではあまり有効ではない事が分かった．また，光学系が非常に複雑であることも量産の上では問題となる．

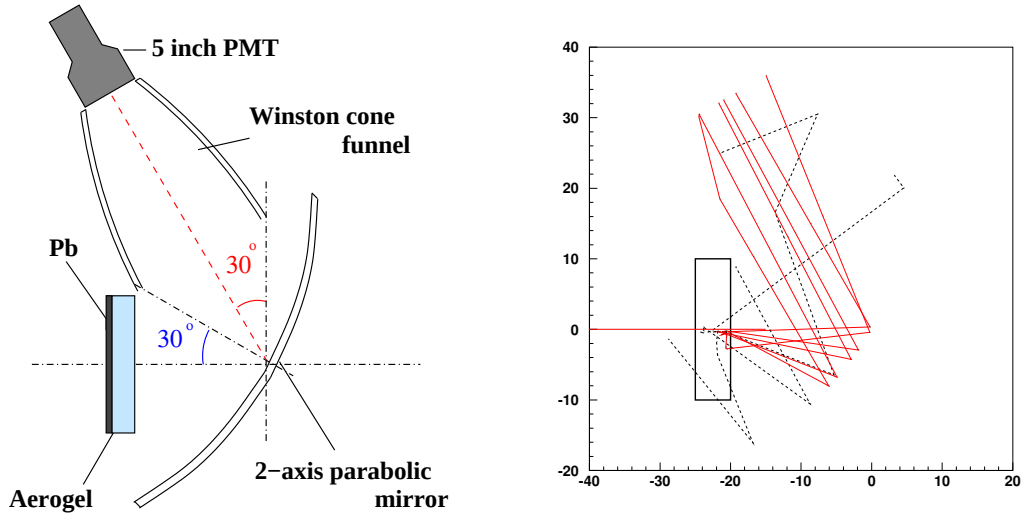


図 5.9: 左：“At-most” 光学系の概略図．右：Čerenkov 光の 20×20 cm のモジュールサイズでのレイトレースの様子．2 軸パラボラ型の主鏡を傾けることでよく集光できている．

5.2.6 光学系のまとめ

様々な光学系での集光率は表 5.1、表 5.2 にまとめる通りである．基本となる “Base-design” では高さ 30 cm× 幅 30 cm のモジュールで 20∼24 %，高さ 20 cm× 幅 20 cm のモジュールでは 26∼27 %の集光率が得られる．この場合の集光率の均一性は平均値と最小値で 3 割から 4 割程度の違いである．

これに対して最も複雑な “At-most” 光学系を採用した場合には 20×20 cm のモジュールで約 40 %の集光率となり，均一性は平均値と最小値で 3 割弱の違いとなる．30×30 cm のモジュールサイズでは “Top-and-bottom” デザインが最適であり，約 30 %の集光率を持つが，コストの面で問題がある．

また，20×20 cm のモジュールでは 3 インチ PMT を使用しても 5 インチ PMT と比べて 1 割程度の低下に抑えられるので，光量が十分であれば 3 インチ PMT の使用も考えられる．一方，2 インチ PMT はほとんど集光できないためこれを使用することは考えられない．

以降のシミュレーションでは簡単のため “Base-design” を採用するが，光量がどうしても不足する場合には光学系の工夫によって 20×20 cm モジュールでは最大で約 1.7 倍，30×30 cm モジュールでは最大で約 1.3 倍までならば増やすことができると考えられる．

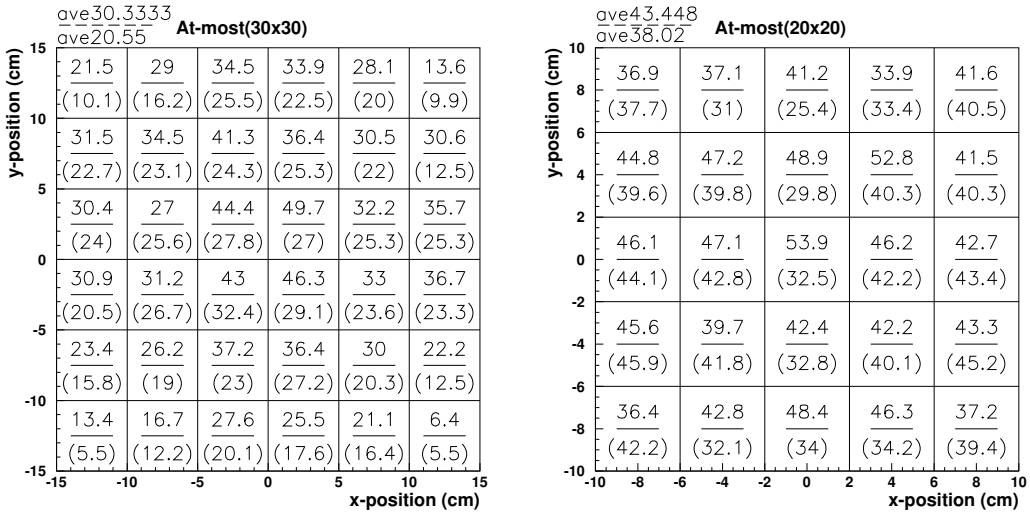


図 5.10: “At-most” 光学系を採用した場合の集光率．30×30 cm の場合 (左) ではこのデザインはあまり有効ではなく，また屈折率を高くすると極端に集光率が悪化する．一方 20×20 cm の場合 (右) ではこの光学系は非常に均一で高い集光率を示す．

表 5.1: 各光学系に対する集光率．屈折率 n=1.03 の場合．表中の反射回数は PMT 有効面に到達した光子が平均して反射される回数．主鏡での反射回数はほぼ 1 であるため省略している．

光学系				集光率			反射回数	
サイズ	主鏡	ファネル	PMT	平均値	最高値	最低値	壁	ファネル
30 ×30 cm	平面鏡	Winston cone	5”	23.0%	39%	15%	0.42	1.2
	“Top-and-bottom”	Winston cone	5”	30.9%	39%	24%	0.42	1.1
	平面鏡	box type	5”	16.3%	22%	12%	0.48	1.6
	“At-most” デザイン		5”	30.3%	50%	6%	0.46	0.79
40×20 cm	平面鏡	Winston cone	5”	21.7%	32%	13%	0.84	1.8
	“Top-and-bottom”	Winston cone	5”	28.5%	34%	24%	0.81	1.8
20 ×20 cm	平面鏡	Winston cone	5”	27.1%	40%	22%	0.51	0.9
	平面鏡	Winston cone	3”	24.1%	33%	19%	0.46	1.2
	平面鏡	Winston cone	2”	13.6%	19%	8%	0.41	1.5
	“At-most” デザイン		5”	43.4%	54%	34%	0.48	0.81

Winston cone のサイズは全て d_{in}=30 cm (30 cm× 30 cm, 40 × 20 cm) または d_{in}=20 cm (20 × 20 cm)．

5.3 全モジュールシミュレーション

各光学系についての集光率は前節のように調べられた．次に問題となるのは実際に多数のモジュールを配置する場合に，どのようなセットアップを採用することで 3 章で述べた baem catcher に対する要求を満たすことができるかを見ることである．そこで，図 3.5 のように分散配置された beam catcher モジュール全体での光子検出効率と中性子に対する不感性を確認することにした．

表 5.2: 各光学系に対する集光率．屈折率 n=1.05 の場合．

光学系				集光率			反射回数	
サイズ	主鏡	ファネル	PMT	平均値	最高値	最低値	壁	ファネル
30 ×30 cm	平面鏡	Winston cone	5”	20.2%	31%	15%	0.49	1.2
	“At-most” デザイン		5”	20.6%	32%	6%	0.37	1.3
20 ×20 cm	平面鏡	Winston cone	5”	25.8%	34%	23%	0.56	0.9
	平面鏡	Winston cone	3”	20.0%	30%	14%	0.45	1.3
	平面鏡	Winston cone	2”	4.4%	7%	2%	0.40	1.4
	“At-most” デザイン		5”	38.0%	46%	25%	0.45	0.88

Winston cone のサイズは全て d_{in}=30 cm (30 cm× 30 cm) または d_{in}=20 cm (20 × 20 cm)．

光学系としては単純な “Base-design” を採用した．これは，光学系による違いはほぼ集光効率の違いであり，他の光学系デザインの場合には前節で述べたような集光率の比を取ることで概ね補正できると考えられるからである．
全モジュールを使用したシミュレーションで確認したのは

- エアロジェルの屈折率
- 鉛コンバータの厚さ
- z 方向のモジュール数
- 検出の条件と threshold の設定

の 4 点である．
基本デザインとして，

- エアロジェル屈折率 n=1.03
- 鉛コンバータの厚さは各モジュール 2 mm
- z 方向のモジュール数は 25 個，
- 検出の条件は “あるモジュールが 4 pe 以上検出し後ろ 2 つのモジュールの和が 2 pe 以上検出する”

というものを採用し，各パラメータの変更でどの様に変化するのかを調べた．

5.3.1 基本デザインでの結果

鉛コンバータの厚さは各 2 mm，z 方向に 25 モジュールを配置，検出条件を “あるモジュールが 4 pe 以上検出し，後ろ 2 つのモジュールの和が 2 pe 以上検出する” とした場合の光子と中性子に対する検出効率は図 5.11 の様になった．光子検出効率は 300 MeV で 94%となる一方，中性子の検出効率は 1 GeV で 0.25 %となった．

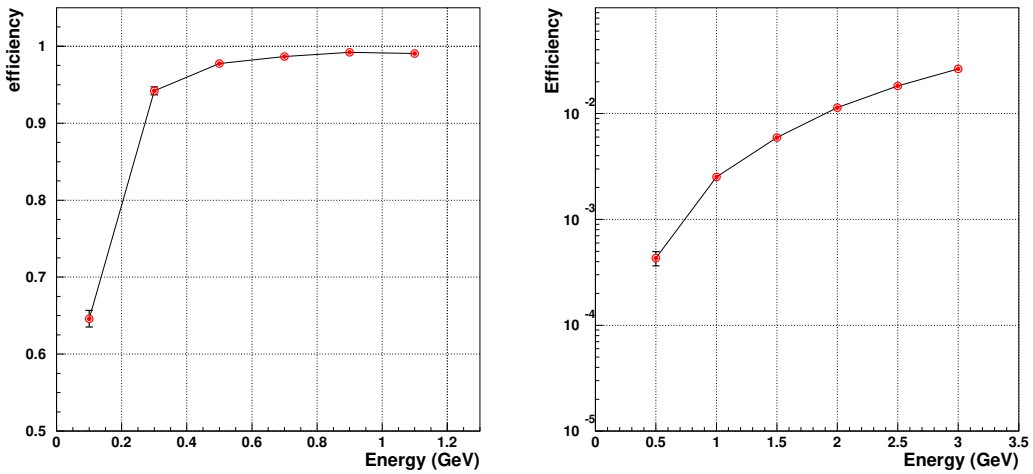


図 5.11: 基本デザインでの光子 (左)，中性子 (右) 検出効率のエネルギー依存性．誤差は 2 項分布の分散から求めた値をつけている．エラーバーが見えない点では誤差はデータ点のサイズと同等以下である．光子検出効率は 300 MeV で 94.2 %，中性子検出効率は 1 GeV で 0.25 %となっている．

5.3.2 エアロジェルの屈折率による違い

Čerenkov 発光量は $(1-\frac{1}{n^2\beta^2})$ に比例するので，より屈折率の高いエアロジェルを用いることで光量を増やすことができる．しかし，Čerenkov threshold $\beta_{thr}=\frac{1}{n}$ は屈折率を高くすると小さくなるため，より低速の粒子に対しても発光してしまい，中性子に対する検出効率を高めてしまう可能性がある．
このようなことから，屈折率を高くした場合に中性子に対する不感性がどのようになるのかを確認するために，エアロジェルの屈折率を 1.05 とした場合について光子検出効率と中性子不感性を確認した．
一般的にはエアロジェルの屈折率を高くすると光の透過率が低下するが，ここではČerenkov threshold の効果のみを見るため，透過率は n=1.03 の場合と同じとした．また，屈折率を高くすることで光量も増加するが，中性子に対する不感性を確認することが目的であるので，光子検出効率が基本デザインとほぼ等しくなるように threshold の値を前段 6 pe 以上，後段 2 モジュールの和が 3 pe 以上としてある．
このような条件での光子，中性子検出効率は図 5.12 に示すようになった．光子検出効率は 300 MeV で 94.6 %とほぼ基本デザインと等しく，中性子検出効率も 1.0 GeV で 0.26 %と基本デザインとほとんど等しくなった．このことから屈折率を 1.05 程度まで高めても中性子に対する不感性はほとんど上昇しないことが分かった．

5.3.3 鉛コンバータの前後配置による違い

基本デザインでは鉛コンバータを各モジュール 2 mm 厚としたが，これでは 1 段目で発生した電子を 2 段目の鉛で止めてしまっている可能性がある．これを確認するために，奇数列のモジュー

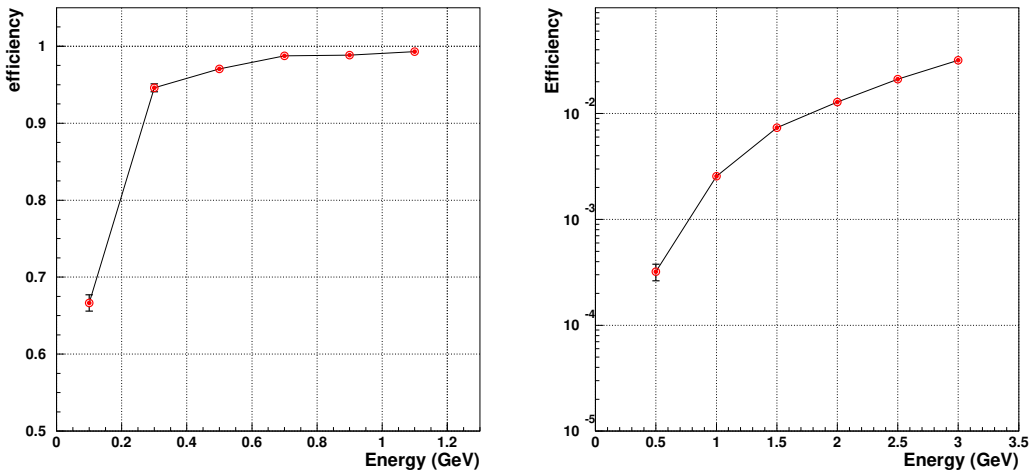


図 5.12: エアロジェル屈折率 n=1.05 の場合の光子，中性子検出効率．Threshold の値は光子検出効率が基本デザインとほぼ等しくなるように前段 6 pe 以上，後段の和 3 pe 以上とした．屈折率を高くした場合でも中性子に対する検出効率は基本デザインの場合とほぼ等しい．

ルでは厚く，偶数列のモジュールでは薄く鉛を配置した場合について試してみた．確認したのは図 5.13 に示すような奇数列に 4 mm，偶数列に 0 mm の鉛を配置する場合と奇数列に 3 mm，偶数列に 1 mm の鉛を配置する場合の 2 種類である．ここで beam catcher 全体の放射長は基本デザインの場合と等しくなるように，奇数列と偶数列の鉛の厚さの和は一定にしてある．
この 2 種類の結果を図 5.15, 図 5.14 に示す．4 mm-0 mm の場合では光子検出効率が 300 MeV で 92 %と基本デザインに比べて 2 %程度低下してしまい，中性子検出効率は逆にやや増加してしまった．また 3 mm-1 mm の場合には光子検出効率，中性子検出効率とも基本デザインとほとんど違いは無かった．
4 mm-0 mm の原因としては，後段に鉛が存在しないことで 1 度発生した電子 · 陽電子が次の段で電磁シャワーを発生させられず，一方中性子のハドロン反応による荷電粒子を後ろの鉛で止められなくなったためであると考えられる．

5.3.4 z 方向のモジュール数による違い

基本デザインでは z 方向に 25 層に分けて配置するが，モジュールの間隔を 35 cm とした場合で全長 8.75 m とかなりの大きさとなってしまう．また，ビームの下流に近づくにつれてビームのサイズが広がって大きくなってしまうのでアクセプタンスの面でも z 方向に短いほうが有利である．一方で z 方向のモジュール数を減らすことは分散配置による中性子不感性を悪化させる可能性がある．このようなことを確かめるため，z 方向のモジュール数を減らした場合にどのような結果となるかを試した．
ここでは z 方向に 20 層とし，鉛の配置は放射長を保存する各モジュール 2.5 mm の場合と基本デザインと同様の各モジュール 2 mm の場合を試した．これらの結果，光子，中性子検出効率は図 5.16 ，図 5.17 のようになった．鉛の厚さを 2.5 mm とした場合には光子検出効率が 300 MeV で 92

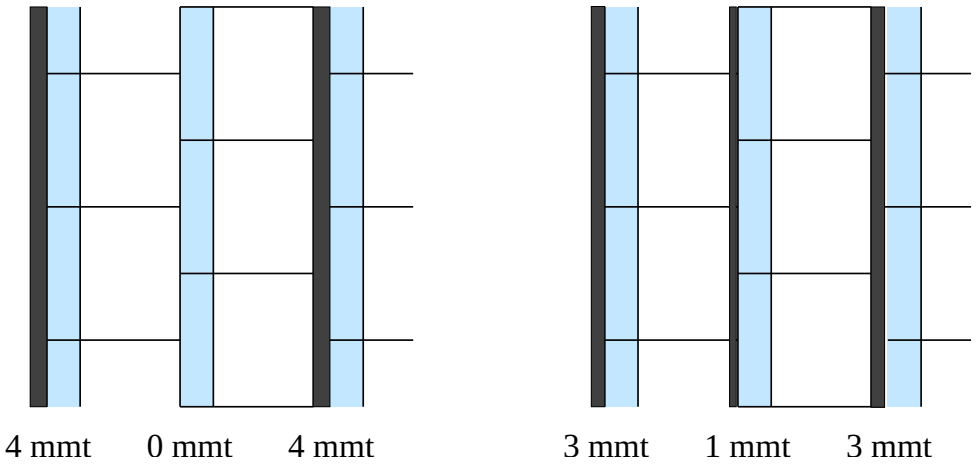


図 5.13: 鉛の配置を奇数列 4 mm，偶数列 0 mm (左)，あるいは奇数列 3 mm，偶数列 1 mm (左) とした場合の概念図．

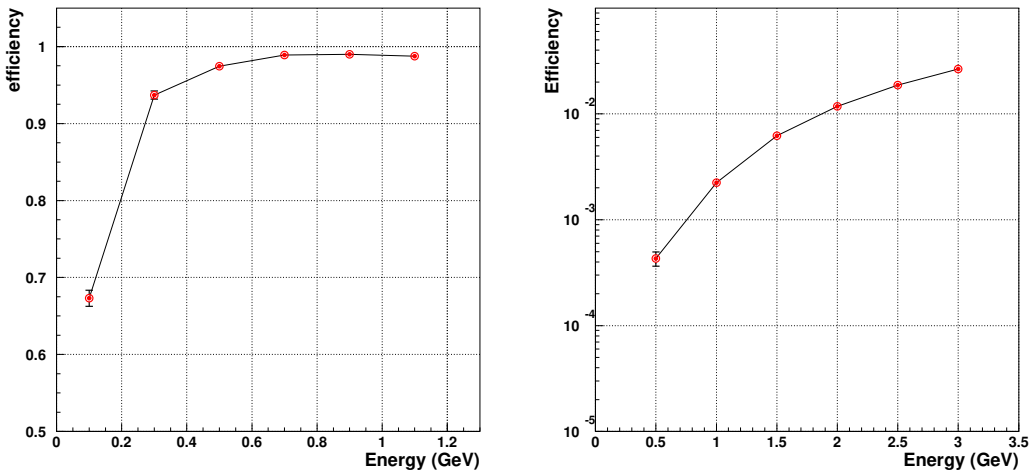


図 5.14: 鉛の配置を奇数列 4 mm，偶数列 0 mm とした場合の光子，中性子検出効率のエネルギー依存性．光子の検出効率が 2 mm-2 mm 配置の基本デザインと比べて約 2 %程度低下してしまっている．

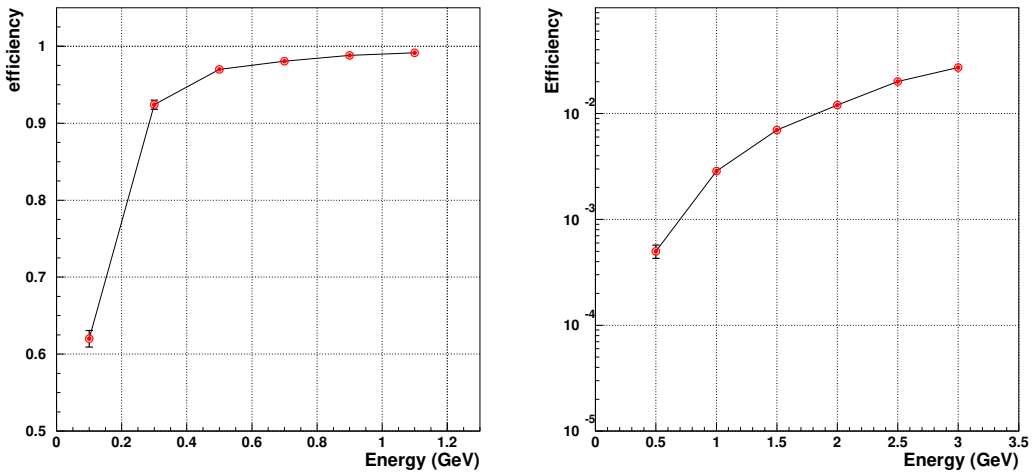


図 5.15: 鉛配置 3-1 mm の場合の光子，中性子検出効率のエネルギー依存性．光子検出効率，中性子検出効率ともほとんど基本デザインと違わない．

%と基本デザインと比べ 2 %程低下し，中性子検出効率も 1 GeV で 0.2 %と減少した．鉛の厚さが 2 mm の場合には光子検出効率が 300 MeV で 93 %で基本デザインと比べて 1 %程度低下，中性子検出効率は 1 GeV で 0.17 %と低下した．
放射長を保存した場合の方が放射長を短くした場合に比べ光子検出効率が低いことから，2.5 mm の場合の光子検出効率の低下は対生成した電子が鉛コンバータを出ることができないことが原因と考えられる．これは中性子不感性が低下していることも矛盾無く説明できる．また，鉛の厚さを減らした 2 mm の場合は放射長の減少によって対生成の確率が低下したことが光子検出効率低下の原因と考えられる．

5.3.5 検出条件による違い

基本デザインでは光子の検出を “前段モジュールが 4 pe 以上 かつ 後ろに続く 2 モジュールの和が 2 pe 以上” という条件で決定したが，この検出条件は，より光子検出効率が高く，あるいはより中性子不感性が高くなるよう最適化をする必要がある．ここではより効果的な検出の条件を求めるため，コインシデンスに使用するモジュール数や threshold による違いを見る．

コインシデンスに使用する後段モジュール数による違い

光子の対生成でできる電子陽電子対は前方へ選択的に出る一方，中性子のハドロン反応による 2 次粒子は等方的に広がる．このことを利用して基本デザインでは前段とその背後 2 モジュールの和をコインシデンスに用いたが，さらに縦方向のコインシデンスを強調するため 2 層後段，3 層後段をコインシデンスに含めることが考えられる．ここではあるモジュールと後段 3 モジュールの和を用いる場合 (backing-three) と，あるモジュールと後段 5 モジュールの和を用いる場合 (backing-five) を試した (図 5.18 参照)．Threshold は全て前段 4 pe 以上，後段の和 2 pe 以上としている．

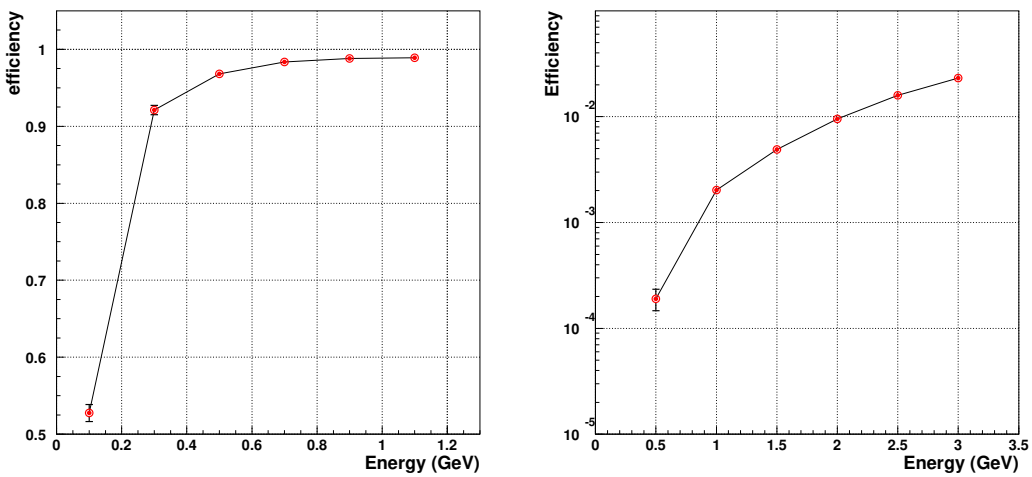


図 5.16: z 方向 20 モジュール，鉛コンバータ各 2.5 mm 厚の場合の光子，中性子検出効率のエネルギー依存性．光子検出効率は 25 層の基本デザインと比べて 2 %程度低下してしまう．これは対生成で生じた電子が厚くなった鉛の中で止まってしまうことによると考えられる．

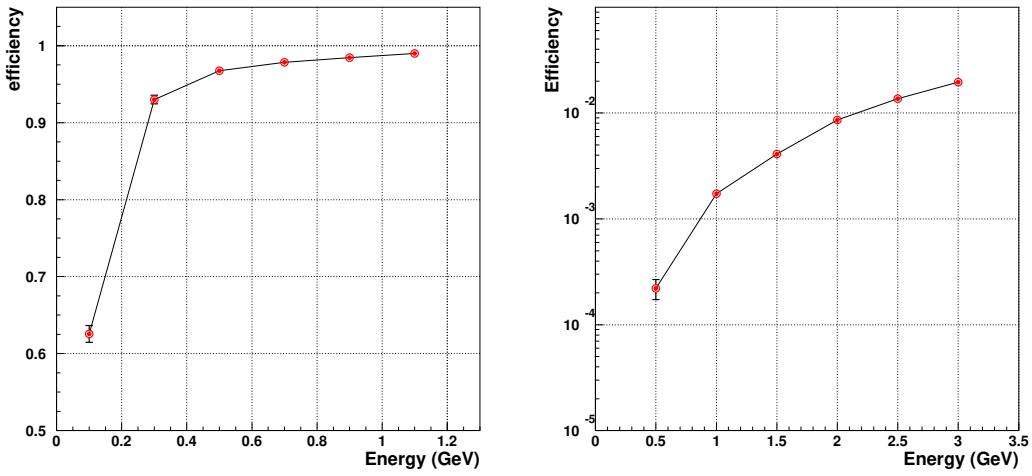


図 5.17: z 方向 20 モジュール，鉛コンバータ各 2 mm 厚の場合の光子，中性子検出効率のエネルギー依存性．光子検出効率は基本デザインと比べて 1 %程度低下する．これは放射長が短くなり，対生成の確率が低下したためと考えられる．

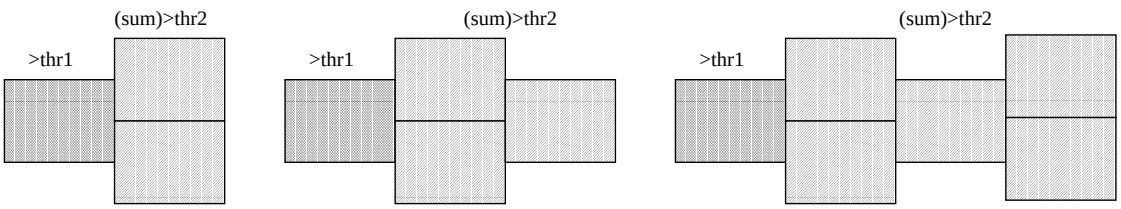


図 5.18: 左から後段 2 モジュールを用いる場合 (backing-two/基本デザイン)，後段 2 層 3 モジュールを用いる場合 (backing-three)，後段 3 層 5 モジュールを用いる場合 (backing-five)．

Backing-three

検出条件を “backing-three” (あるモジュールが 4 pe 以上，その後段 2 層 3 モジュールの和が 2 pe 以上) とした場合の結果は図 5.19 のようになった．光子検出効率は 300 MeV で基本デザインの場合とほとんど変わらず，400 MeV で基本デザインより 1 %程度上昇した．一方，中性子に対してはほとんど基本デザインと違いは無かった．この結果は 2 次粒子がより前方を好む γ と等方的である中性子の性質と一致するものである．

中性子検出効率に変化が無く，光子検出効率がわずかながら改善したのでこの条件は悪くはないものであるが，コインシデンスに参加する PMT が 1 つ増えることによるノイズの混入を考えるとあまり望ましいとはいえない．

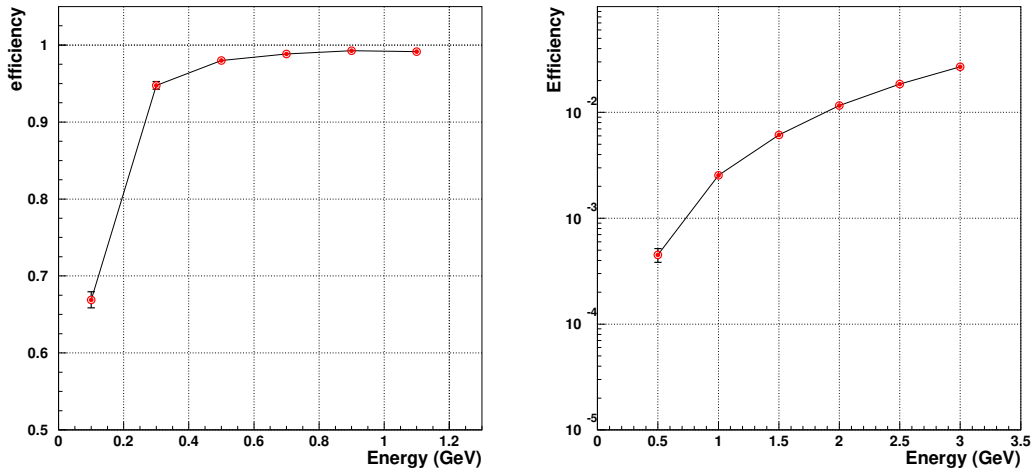


図 5.19: 検出条件を後段 3 モジュールの和としたときの光子，中性子検出効率．検出の threshold は前段 4 pe，後段 2 pe とした．光子検出効率が基本デザインと比べわずかに上昇している．

Backing-five

検出条件を “backing-five” (あるモジュールが 4 pe 以上，その後段 3 層 5 モジュールの和が 2 pe 以上) とした場合の結果は図 5.19 のようになった．光子検出効率，中性子不感性とも backing-three の場合とほぼ同じであり，PMT によるノイズを考えると後段 3 層を用いることによる利点はほと

んど無いと考えられる．

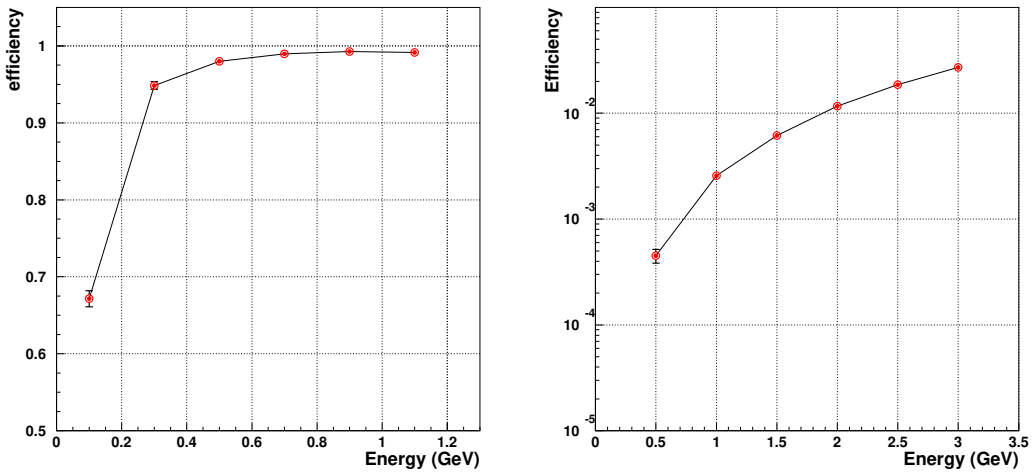


図 5.20: 検出条件を後段 5 モジュールの和としたときの光子，中性子検出効率．検出の threshold は前段 4 pe，後段 2 pe とした．光子検出効率，中性子検出効率とも backing-three の場合とほとんど変わらない．

Threshold による違い

ここまででは検出の threshold を前段が 4 pe 以上，後段の和が 2 pe 以上としてきたが，これも最適化の必要がある．この小節ではまず全体的な光量が十分かどうかを見るために threshold を全体的に下げた場合を試す．次に，前段と後段の threshold の配分の最適化のため前段と後段の threshold の合計を一定に保ちつつ前段と後段の threshold を等しくした場合と前段の threshold を上げ，後段を下げた場合について確認する．

(2,1) threshold の場合

今までの結果，光子検出効率は 400 MeV で 95 %程度であり，beam catcher に対する要求を満たさない．この原因が光量の不足によるものかどうかを確認するため，threhold を一律に半分にして前段 2 pe 以上，後段の和 1 pe 以上とした場合を試した．

その結果は図 5.21 のように光子検出効率が 400 MeV で 98 %と要求に近い値となった．このことから，基本デザインでは光量が不足していることが原因で光子検出効率が低下していることが分かった．一方で中性子に対する検出効率も 1 GeV で 0.4 %と増加していることから，この条件では threshold が低すぎることも分かる．また，1 pe 以上という threshold は PMT の電気ノイズなどの影響を受けやすく，非現実的である．このため，より光量のある光学系あるいはエアロジェルが必要である．

(3,3) threshold の場合

ここまでのシミュレーションは前段 4 pe，後段 2 pe の threshold で行った．これと同じ光量で前

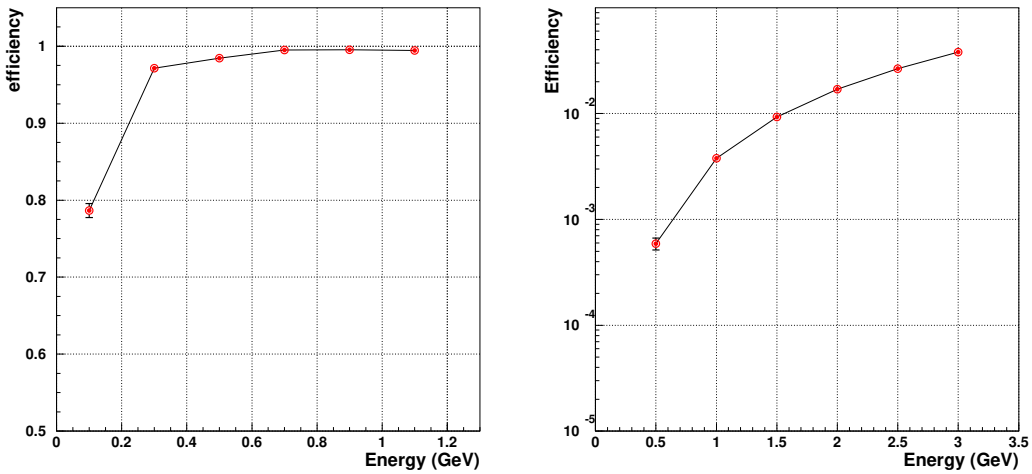


図 5.21: Threshold を前段 2 pe，後段 1 pe とした場合の光子，中性子検出効率．光子検出効率が上昇していることから光量が不足していることが分かる．

後の比率を変えた場合の結果を確認するため，threshold を前段 3 pe 以上，後段の和 3 pe 以上として試した．その結果，図 5.22 のように光子検出効率が 300 MeV で 93 %と基本デザインの (4,2) threshold に比べ 1 %程度低下した．この事から前段により高い threshold をかけるのが望ましいことが分かった．

(5,1) threshold の場合

(3,3)threshold の結果から，後段に対して前段の threshold を高くすることでより効果的に光子を検出できることが分かった．そこで基本デザインからさらに前段の threshold を上げて前段 5 pe 以上とし，前後段の合計を一定に保つため後段の threshold を下げて 1 pe 以上とした場合を試した．その結果は図 5.23 のようになった．光子検出効率は 300 MeV で 95 %と基本デザインと比べ 1 %程度上昇した．一方，中性子検出効率は 1.0 GeV で 0.25 %とほとんど違いは無かった．この threshold では光子検出効率がわずかに改善するものの，後段 2 モジュールの合計が 1 pe 以上という低い threshold では PMT の電気的なノイズなどの影響を受けやすくなってしまう．この結果から前段と後段の threshold の比率は 2:1 程度が適当であると考えられる．

5.3.6 全モジュールシミュレーションのまとめ

さまざまなパラメータを採用した場合について，それぞれの光子検出効率と中性子検出効率を表 5.3 にまとめる．

まず，エアロジェルの屈折率については，1.05 まで高くした場合でも光子検出効率に対して中性子検出効率はほとんど高くならないことが分かった．

鉛の配置については各モジュールに 2 mmt ずつ等分に配置するのが最も効率的であることがわかった．また z 方向のレイヤー数を 20 層に減らすと光子検出効率が低下してしまい，catcher の要求を満たすことが難しくなってしまうため，レイヤー数は 25 層は必要である．だが，ビームのサイ

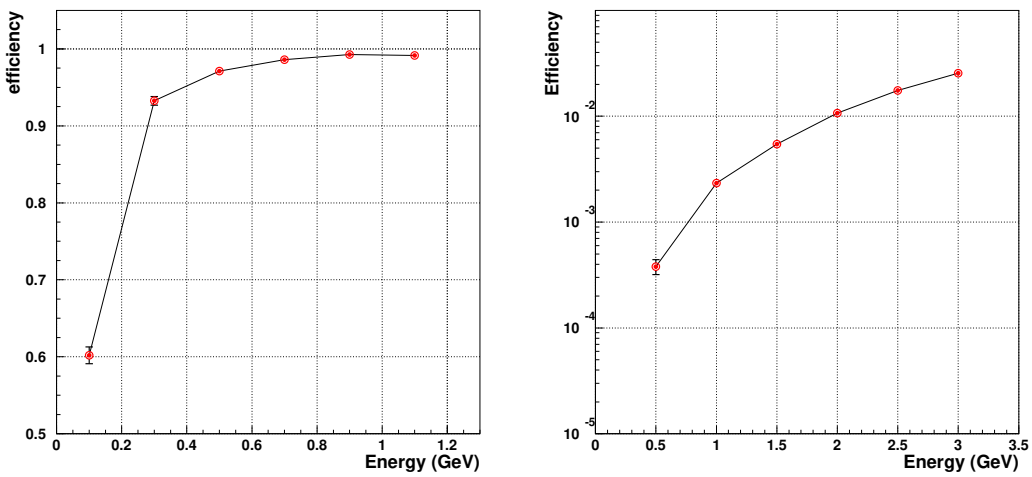


図 5.22: Threshold を前段 3 pe，後段 3 pe とした場合の光子，中性子検出効率．前後の threshold の比率を等しくすると光子に対する検出効率が低下してしまう．

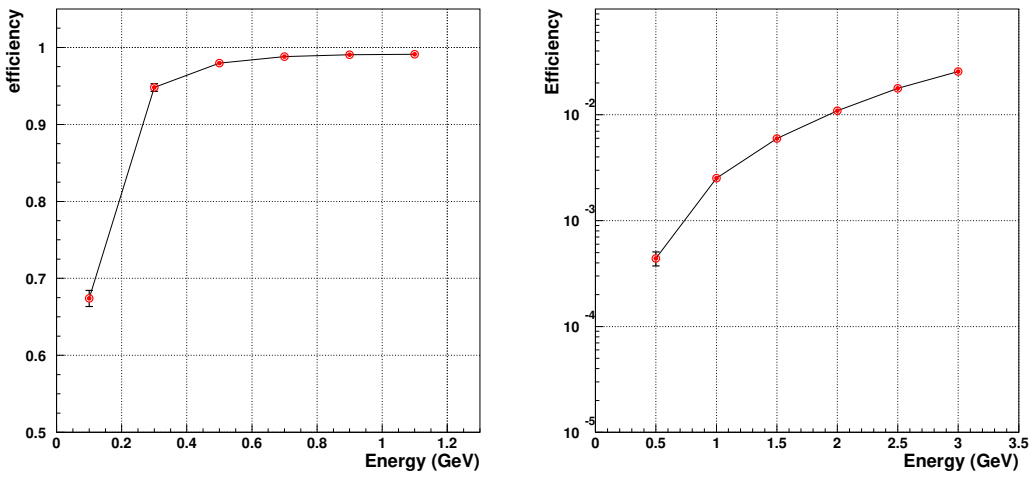


図 5.23: Threshold を前段 5 pe，後段 1 pe とした場合の光子，中性子検出効率．光子検出効率，中性子検出効率とも基本デザインの場合とほとんど変わらない．このことから threshold の比率は 2:1 付近が妥当であることが分かる．

ズなど別の理由でどうしてもレイヤー数を減らさなければならない場合には，放射長を減らして各モジュール 2 mmt の鉛を置く方がよい．
さらに検出の条件は後方 3 モジュールの和を取ることで光子検出効率はやや良くなる一方，中性子検出効率はほとんど変化しない．このため後ろ 3 モジュールの和をとるアルゴリズムのほうがやや有利ではあるが劇的な改善ではない．その反面，和を取ることで PMT の電気的なノイズなどに弱くなることを考えると後ろ 2 モジュールの和による条件が適当だと考えられる．
Threshold については前段と後段の比率は 2:1 程度が最適であることが分かった．また，全体的に閾値を下げることで光子検出効率が上昇しているので光量不足が光子検出効率を下げている原因の一つであると考えられる．これを改善するにはより屈折率の高いエアロジェルの使用が求められるが，一般的には屈折率を高くすると光の透過率が低下してしまい，光量を増やすことにはつながらない．松下電工が開発した屈折率 n=1.046 の透明なエアロジェル IY-46 は有力な候補であり，これを用いた場合にどのような性能が得られるかを次節で述べる．

5.4 IY-46 を用いた最終デザイン beam catcher の性能評価

前節までの結果から，SP-30 を用いた beam catcher では光量が不足しているために十分な光子検出効率が得られないことがわかった．また，3 章で述べたように鉛直方向のアクセプタンスは catcher 最後段で ±88 mm が求められるので前節で仮定した 20 cm × 20 cm のモジュールでは高さ方向にアクセプタンスが不足する可能性が高い．
これらを解決するために，光透過率の高い IY-46 を用いて光量を増やし，モジュールサイズを 30 × 30 cm としたものを catcher の最終的なデザインとする事にした．前節の結果を踏まえて鉛コンバータは各モジュール 2 mm 厚とし，検出の条件は前段が 4 pe 以上，かつ後段 2 モジュールの和が 2 pe 以上 (backing-two) とした．また，光学系は量産性を考慮してシンプルな “Base-design” とする．
この節ではここまでの研究の結果を踏まえた beam catcher の最終的なデザインをまとめ，それが beam catcher に対する要求をほぼ満たす事を述べる．

5.4.1 エアロジェル IY-46

松下電工製のエアロジェル IY-46 は製作時に溶媒を変更することで高い光透過率を示す．現在量産されている屈折率の近いエアロジェル SP-50 と比較すると，波長 400 nm での透過率は SP-50 で 68 %であるのに対し，IY-46 では 86 % (いずれもカタログ値) と非常に高くなっている．これらのエアロジェルの物性値を表 5.4 にまとめる．

5.4.2 最終デザインのセットアップ

以上の研究を踏まえて，最終的な beam catcher として以下のようなデザインを採用することにする．

- 光学系
  “Base-design” (平面鏡 + Winston cone 型ファネル, 反射率 0.8)

表 5.3: 様々な条件での光子，中性子検出効率．

条件				光子検出効率		中性子検出効率
屈折率	鉛コンバータ配置	z 方向レイヤー数	検出条件 (threshold)	300 MeV	400 MeV	1.0 GeV
1.03	各 2 mmt	25 層	backing-two, (4,2)	94.2 %	95.4 %	0.25 %
1.05	各 2 mmt	25 層	backing-two, (6,3)	94.6 %	95.8 %	0.26 %
1.03	4 mm - 0 mm	25 層	backing-two, (4,2)	92.4 %	94.7 %	0.29 %
1.03	3 mm - 1 mm	25 層	backing-two, (4,2)	93.7 %	95.6 %	0.24 %
1.03	各 2.5 mmt	20 層	backing-two, (4,2)	92.1 %	94.5 %	0.20 %
1.03	各 2 mmt	20 層	backing-two, (4,2)	93.0 %	94.9 %	0.17 %
1.03	各 2 mmt	25 層	backing-three, (4,2)	94.8 %	96.4 %	0.26 %
1.03	各 2 mmt	25 層	backing-five, (4,2)	94.9 %	96.4 %	0.26 %
1.03	各 2 mmt	25 層	backing-two, (2,1)	97.2 %	97.8 %	0.38 %
1.03	各 2 mmt	25 層	backing-two, (3,3)	93.3 %	95.2 %	0.23 %
1.03	各 2 mmt	25 層	backing-two, (5,1)	94.8 %	96.3 %	0.25 %

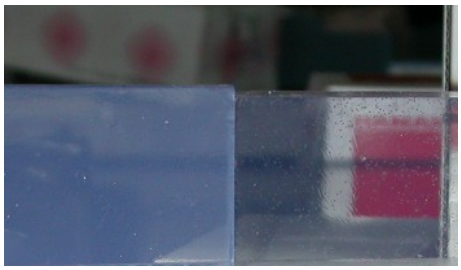


図 5.24: 従来のエアロジェル SP-50 (左) と高い光透過率を持つエアロジェル IY-46 (右) .

表 5.4: エアロジェル SP-50 と IY-46 の物性値 .

	サイズ (mm^2)	厚み (mm)	重量 (g)	密度 (g/cc)	屈折率	透過率 400 nm	透過率 550 nm
SP-50	111.55	11.00	29.39	0.215	1.0514	0.68	0.89
IY-46	111.40	11.00	23.56	0.173	1.0463	0.86	0.96

- PMT
  5 インチ , バイアルカリ光電面
- エアロジェル
  松下電工製 IY-46 (屈折率 n=1.046)
- 1 モジュールサイズ
  高さ 30 cm× 幅 30 cm
- 全モジュール数
  14/15 (x 方向) × 25 層 (z 方向)
- 前後モジュール間隔
  35 cm (鉛-鉛間)
- 鉛配置
  各モジュール 2 mm 厚
- 検出条件
  あるモジュールが 4 pe 以上 , かつ後段 2 モジュールの和が 2 pe 以上

ここで前後のモジュール間隔はエアロジェルの厚さ 5 cm と平面鏡による光学部分 30 cm から最もコンパクトな間隔にしている .

5.4.3　光子検出効率

光子検出効率の位置依存性と **catcher** のアクセプタンス

Beam catcher には ± 10 cm のアクセプタンスが求められているので光子検出効率がその範囲で均一である必要がある．モジュールの上端，または下端に当たる γ 線は電磁シャワーの一部がモジュールの上下に漏れてしまうため，モジュールの上下端で光子検出効率が低下してしまう．また，モジュールの上下では光学系の集光率も低下する傾向にある．このため光子検出効率の位置依存性では，鉛直方向の均一性が特に問題となる．300 MeV の光子に対する最終デザインでの検出効率の鉛直方向位置依存性を図 5.25 に示す．ここで水平方向にはモジュールの 30 cm の範囲を平均化してある．
この結果から，IY-46 を使用することで $\pm$ 10 cm の範囲でほぼ均一な光子検出効率を持つことが確認できた．

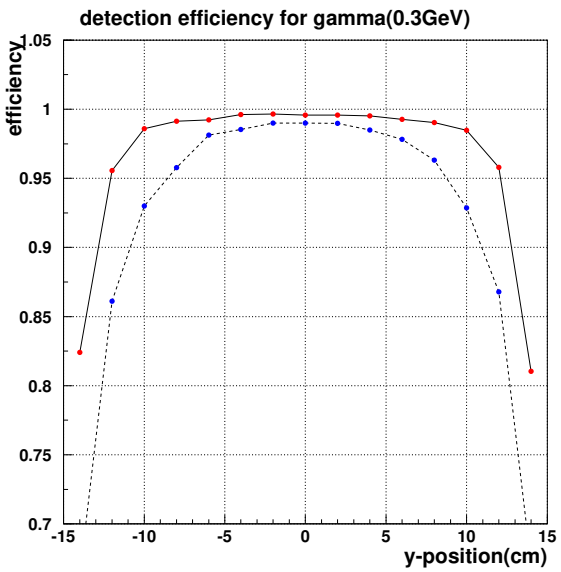
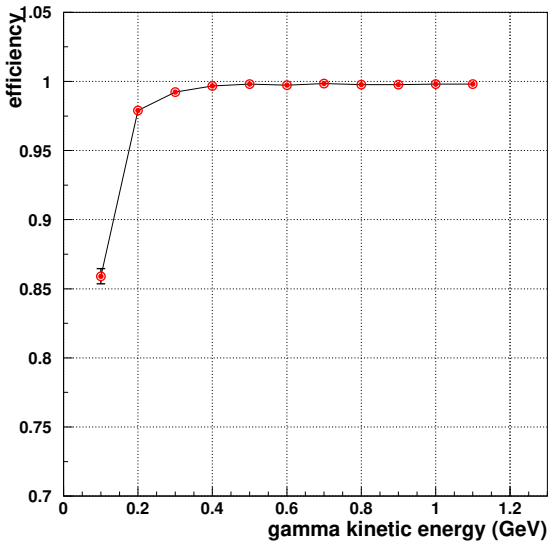


図 5.25: 最終デザイン beam catcher の光子検出効率の鉛直方向位置依存性．実線で示されているのがエアロジェルに IY-46 を用いた場合で破線で示されているのが従来のエアロジェル SP-30 を用いた場合．IY-46 を用いると $\pm$ 10 cm の範囲でほぼ均一であり，ビーム領域を覆うことができている．

光子検出効率のエネルギー依存性

この最終デザインで鉛直方向 $\pm$ 10 cm の範囲では均一な検出効率を持つことがわかったので，$\pm$ 10 cm の範囲で様々なエネルギーの光子をモジュールに当て，光子検出効率のエネルギー依存性を調べた．その結果得られた光子検出効率のエネルギー依存性を図 5.26 に示す．図に示す通り 300 MeV の光子に対して 99 %と高い検出効率が得られ，要求である 300 MeV で 98.5 %，400 MeV で 99 %を十分に満たす事が分かった．



エネルギー (GeV)	検出効率
0.1	0.859
0.2	0.979
0.3	0.992
0.4	0.997
0.5	0.998
0.6	0.997
0.7	0.999
0.8	0.998
0.9	0.998
1.0	0.998
1.1	0.998

図 5.26: IY-46 を用いた最終デザインでの光子検出効率のエネルギー依存性．ビームの範囲は鉛直方向 ±10 cm とした．光子検出効率は 300 MeV で 99.2 %と十分に高い値を示している．

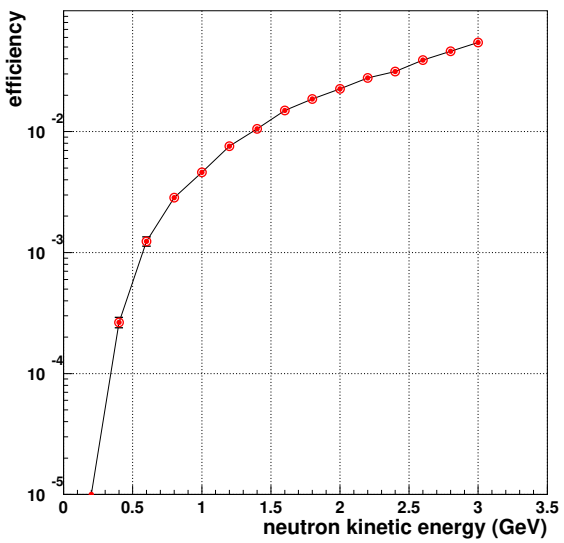
5.4.4 中性子不感性

中性子検出効率のエネルギー依存性

光子の場合と同様に鉛直方向 ± 10 cm の範囲での中性子に対する検出効率のエネルギー依存性を求めた．この結果得られた検出効率は図 5.27 のようなものである．エネルギー 0.8 GeV で 0.3 %と，要求である 0.2 %の 1.5 倍となった．これはモジュールの幅を 30 cm と広げたことで，等方的なハドロン反応が縦方向にコインシデンスしやすくなったことが原因だと考えられる．

中性子による **false veto** の確率

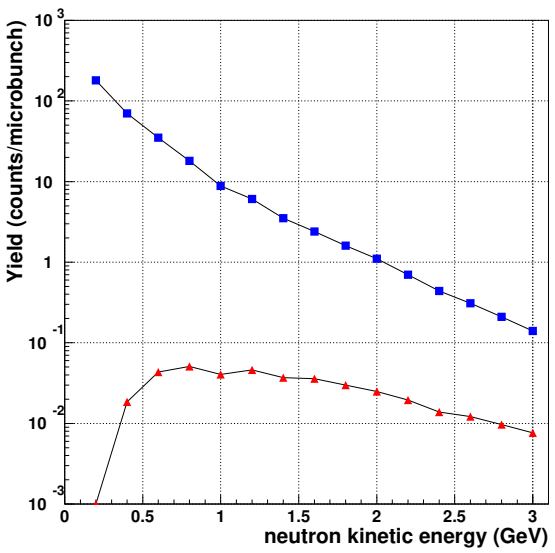
Beam catcher で 1 マイクロバンチに含まれる中性子のエネルギー毎の数は図 5.28 のようなものである．これらの値と前小節で述べた中性子に対する検出効率をかけることで，中性子によって 1 マイクロバンチ当たり何%の確率で誤って検出と認知してしまうかが分かる．中性子でコインシデンスし得るのは 3 章で述べたように (図 3.2 参照) 24.7 ns の time window に入るものであり，エネルギーでは 0.5 GeV 以上となる．そこで，0.5 GeV 以上の中性子について和をとった結果，1 マイクロバンチ当りの中性子による検出数は 0.37 となった．
ここで false-veto の確率を考える．False veto は中性子をあたかも K_L^0 の崩壊に由来する光子であるかのように検出してしまい，イベントを誤って veto してしまう確率である．Beam catcher による veto は，preradiator での K_L^0 崩壊の検出タイミングと同期していることが要求されるため，time window 内の特定の時刻に検出されることが条件とされる．Preradiator の時間分解能は 0.2 ns と非常に高いため，この同期のタイミングは beam catcher の時間分解能で決定される．ここで beam catcher の時間分解能を 3 ns と仮定すると，24 ns の time window の中で preradiator と同



エネルギー (GeV)	検出効率
0.2	0.00
0.4	0.00027
0.6	0.0012
0.8	0.0028
1.0	0.0046
1.2	0.0078
1.4	0.0105
1.6	0.0150
1.8	0.0187
2.0	0.0226
2.2	0.0278
2.4	0.0314
2.6	0.0391
2.8	0.0462
3.0	0.0547

図 5.27: IY-46 を用いた最終デザインでの中性子検出効率のエネルギー依存性．ビームの範囲は鉛直方向 ± 10 cm とした．中性子検出効率は 0.8 GeV で 0.28 %と，要求されている値 0.2 %の約 1.5 倍となっている．これはモジュールの幅を広げたことによる granularity の低下が原因であると考えられる．

期のとれた 3 ns の時間幅に入るイベントを観測することになる．よって，中性子による false veto の確率は 0.37 に 3 ns/24.7 ns≃0.12 を掛けて 4.5 %と見積もられる．



エネルギー (GeV)	中性子数 (/μ-bunch)	検出数 (/μ-bunch)
0.2	180	small
0.4	70	1.9×10^{-2}
0.6	35	4.3×10^{-2}
0.8	18	5.1×10^{-2}
1.0	8.8	4.0×10^{-2}
1.2	6.1	4.6×10^{-2}
1.4	3.5	3.7×10^{-2}
1.6	2.4	3.6×10^{-2}
1.8	1.6	3.0×10^{-2}
2.0	1.1	2.5×10^{-2}
2.2	0.70	1.9×10^{-2}
2.4	0.44	1.4×10^{-2}
2.6	0.31	1.2×10^{-2}
2.8	0.21	9.7×10^{-3}
3.0	0.14	7.7×10^{-3}
合計	—	0.39
0.5GeV 以上	—	0.37

図 5.28: マイクロバンチ当りの中性子数のエネルギー分布 (四角の点) と，それらにエネルギー毎の検出効率を掛けたマイクロバンチ当たりの中性子検出イベント数 (三角の点)．これらに時間的なカットをかけて残ったものが false-veto となる．

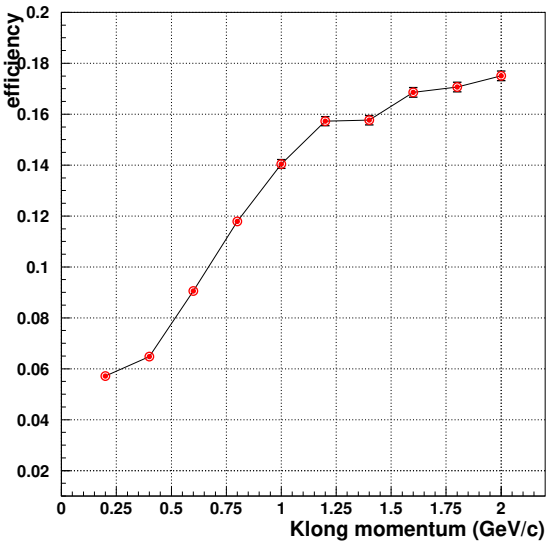
5.4.5 K_L^0 不感性

K_L^0 検出効率のエネルギー依存性

中性ビーム中には K_L^0 も多量に含まれており，これらもバックグラウンドの原因となる．このため beam catcher は K_L^0 に対しても不感性をもつ必要がある．これを確認するため鉛直方向 ± 10 cm での K_L^0 に対する検出効率を確認し，図 5.29 のような結果が得られた．ここで，K_L^0 を検出してしまう原因の大半は K_L^0 の崩壊によって生じた γ 線によるものである．

K_L^0 による false veto の確率

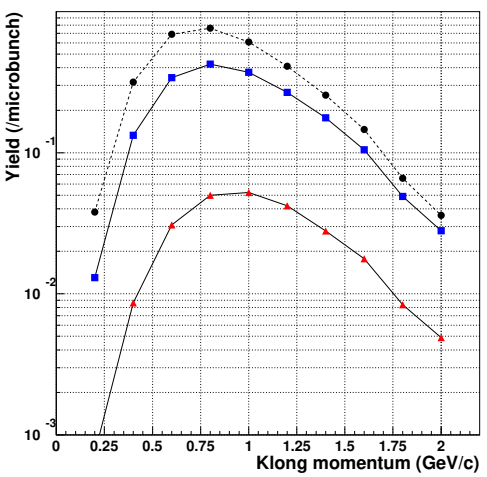
Beam catcher 直前での 1 マイクロバンチに含まれる各運動量での K_L^0 の数は図 5.30 のようなものである．これと前小節で示した運動量毎の検出効率をかけることで 1 マイクロバンチ当たりどの程度誤って検出としてしまうかが分かる．この結果は図 5.30 のようになり，1 マイクロバンチ当



運動量 (GeV/c)	検出効率
0.2	0.057
0.4	0.065
0.6	0.091
0.8	0.12
1.0	0.14
1.2	0.16
1.4	0.16
1.6	0.17
1.8	0.17
2.0	0.18

図 5.29: IY-46 を用いた最終デザインでの K_L^0 検出効率の運動量依存性．ビームの範囲は鉛直方向 ± 10 cm とした．

り 0.24 イベントを検出することになる．これに中性子で false veto を見積もった場合と同様の議論をすると，K_L^0 による false veto の確率は $0.24 \times 3/24 = 3\%$と見積もられる．



K_L^0 運動量 (GeV/c)	K_L^0 数 (/μ-bunch) DV 前	Catcher 前	検出数 (/μ-bunch)
0.2	0.038	0.013	7.4×10^{-4}
0.4	0.317	0.133	8.6×10^{-3}
0.6	0.691	0.340	3.0×10^{-2}
0.8	0.764	0.424	5.0×10^{-2}
1.0	0.610	0.372	5.2×10^{-2}
1.2	0.410	0.268	4.2×10^{-2}
1.4	0.256	0.177	2.8×10^{-2}
1.6	0.146	0.105	1.8×10^{-2}
1.8	0.066	0.049	8.3×10^{-3}
2.0	0.036	0.028	4.9×10^{-3}
合計	—	—	0.24

図 5.30: Beam catcher 直前でのマイクロバンチ当りの K_L^0 数 (四角の点) と，それらに K_L^0 検出効率を掛けたマイクロバンチ当たりの K_L^0 検出イベント数 (三角の点)．これらに時間的なカットを掛けて残るものが false-veto となる．(破線で示されているのは崩壊領域直前での K_L^0 のスペクトル．)

表 5.5: 最終デザインの beam catcher の各パラメータと期待される性能．

Items	parameters
モジュールのサイズ	高さ 30 cm× 幅 30 cm
鉛コンバータ	2 mmt
エアロジェル	松下電工製 IY-46
屈折率	1.046
透過率	87 % @ 400nm
厚さ	10 mmt × 5 層
光学系	“Base-design”
主鏡	平面鏡，45°
集光ファネル	Winston cone 型ファネル
	(d_{in}=30 cm,d_{out}=12 cm)
モジュール数	14 (15) × 25 層 = 362 モジュール
検出の条件	backing-two, threshold=(4,2) pe
有感領域	鉛直 ±10 cm
光子検出効率	99 % @ 300 MeV
中性子検出効率	0.3 % @ 0.8 GeV
中性子による false veto 確率	4.5 %
K_L^0 による false veto 確率	3.0 %

5.4.6 Baem catcher のパラメータと期待される性能のまとめ

IY-46 を用いた beam catcher のパラメータと期待される性能を表 5.5 にまとめる．アクセプタンス ±10 cm の範囲で光子検出効率では 300 MeV で 99 %と要求を十分に満たしているが，中性子に対しては 0.8 GeV で約 0.3 %と要求に対して 1.5 倍程度となってしまっている．これはモジュールのサイズを 30 cm×30 cm としたために granularity が低下したことが原因であると考えられる．

5.5 Beam catcher 設計のまとめ

プロトタイプを用いた研究でシミュレーションの信頼性が確認されたので，この章ではシミュレーションを用いて実際の beam catcher の設計を行った．実際のモジュールはプロトタイプの約 2 倍のサイズを持ち，また分散配置のために同一のモジュールを約 500 個生産しなければならない．このため，実機の設計では光子の入射位置に対して均一な検出効率を持つこと，量産が容易なように単純なデザインであることが重要となる．このような観点から我々は光学系の設計，検出器の配置や検出条件の最適化を行い，その結果得られた最終デザインでどのような性能が得られるかの評価を行った．

光学系の設計では単一のモジュールの前面に γ 線を当て，対生成で生じる e^+e^- がエアロジェルで発するČerenkov 光がどの程度の割合で PMT の光電面に到達できるかを確認した．

その結果，平面鏡と Winston cone 型のファネル，5 インチ PMT というシンプルなデザインで，モジュールサイズが高さ 30× 幅 30 cm で屈折率が 1.03 の場合には 23 %，高さ 20× 幅 20 cm の場

合には 27 %の平均集光率が得られることが分かった．ここで均一性は集光率が最低となる位置で平均値の約 65 % (30×30 cm) あるいは 85 % (20×20 cm) であった．また，30×30 cm の場合には 2 つの PMT をモジュールの上下に置く “Top-and-bottom” デザイン，20×20 cm の場合には 2 軸パラボラ主鏡と Winston cone 型ファネルを前方に傾けた “At-most” デザインを採用することで集光率が最大となる．光量が不足する場合にはこのような複雑な光学系を使用することでそれぞれ最大 1.3 倍，または 1.7 倍の光量が得られることが分かった．

次に，全モジュールを配置したシミュレーションを行い，パラメータを変えながら光子，中性子検出効率を見ることで鉛コンバータの配置，z 方向のモジュール数，検出の条件の最適化を行った．その結果，鉛コンバータの配置は各モジュール 2 mm 厚とすることが，z 方向のレイヤー数は 25 層必要であることが，検出の条件は前段 4 pe 以上，後段 2 モジュールの和 2 pe 以上とすることがそれぞれ最適であると確認された．また，ここでは光量が不足しているために十分な光子検出効率が得られていないことと，エアロジェルの屈折率を高めても中性子不感性への影響は少ないことが確認された．

最後に，ここまでの結果を踏まえて，高い光透過率を持つエアロジェル IY-46 を用いた最終デザインについて性能を評価した．この最終デザインはエアロジェルに透過率の高い IY-46 を使用し，光学系は単純な “Base-design”，モジュールのサイズは高さ 30 cm × 幅 30 cm とした．また，鉛コンバータ配置は各 2 mm 厚とし，モジュールはビームの横方向に 14 (15)× ビーム進行方向に 35 cm 間隔 25 層の計 362 モジュールの配置とした．このようなデザインを採用すると，鉛直方向 ±10 cm の範囲で光子検出効率は 300 MeV に対して 99 %と十分な値を示す一方，中性子検出効率は 0.8 GeV で 0.3 %と要求されている値の 1.5 倍程度となった．また，中性子が原因の false veto の確率は 4.5 %，K_L^0 が原因の false veto の確率は 3.0 %とそれぞれ見積もられた．これは検出器として機能しなくなるほど悪い値ではないものの，時間分解能を高めるなどの努力によって改善することが求められる値である．

これらのシミュレーションによる設計と性能の見積もりによって，概ね期待される要求を満たす beam catcher のデザインを確立することができた．しかし，中性子に対する不感性はより改善が求められる．

第6章　エアロジェル光学特性評価システムの開発

前章のシミュレーションの結果，屈折率 1.046 の高透過率エアロジェルを使用することが catcher の性能を満たすためには重要であることが分かった．また，モジュールの量産に向けてエアロジェルの品質を管理するシステムが必要である．
そこで，我々は LED と PMT を用いたエアロジェルの透過率測定システムを開発した．これを用いて現在入手できているエアロジェルのサンプルの透過率を測定し，概ね必要な透過率が得られていることを確認した．
この章ではエアロジェルの透過率測定システムと測定結果について述べる．

6.1　光透過率測定

実際のエアロジェルにおいてもカタログに示される透過率を持つことを確認し，また量産の際にその品質を管理するために，エアロジェルの光透過率を測定するシステムが必要である．Beam catcher の量産では大量のエアロジェルを用いることとなるため，10 cm×10 cm×1.1 cm と比較的サイズの大きい試料を簡易に測定できる必要がある．
そこで，我々は複数の波長の LED を光源とし，PMT で透過光の量を検出することで透過率を測定するシステムを開発した．ここではこの光透過率測定システムのセットアップと，エアロジェルのサンプルでの測定結果について述べる．

6.1.1　透過率測定システムのセットアップ

エアロジェル透過率測定システムのセットアップを図 6.1 に示す．このシステムは光源に LED を使用し，光の経路を決めるアイリス絞り (絞り 1，2)，サンプルを置く台，光を検出するアクセプタンスを決めるアイリス絞り (絞り 3，4)，そして透過光を検出する $1\frac{1}{8}$ インチ PMT からなる．
LED は波長の異なるもの 5 種類を使用し，それらを交替させることで透過率を波長 5 点で測定できるようになっている．使用した LED は日亜化学製の NSHU590A (発光波長 375 nm，UV)，NSPB500 (470 nm，青)，NSPG500 (530 nm，緑)，NSPY500S (575 nm，黄)，NSPR800AS (625 nm，赤) の 5 種類である．アイリス絞りはシグマ光機製 IH-08R で ϕ1 mm から ϕ8 mm まで絞りの径を 1 mm 間隔の目盛で調整できる．
また，サンプルを乗せる台は 2 軸の自動ステージに取り付けられており，サンプルの複数位置で透過率を測定できるシステムになっている．これはエアロジェルの表面の状態が位置によって異なっており，これによる透過率の位置によるばらつきを観測するためである．
測定に用いた PMT は浜松ホトニクス製 H8463EGP で，プリズムタイプの光電面で高い量子効率を持つ．このことは赤色 LED を用いた長波長での測定を行うので重要である．
測定の対象としたエアロジェルは屈折率 n=1.05 の SP-50 5 枚と屈折率 n=1.046 の透過率の高い

エアロジェル IY-46 3 枚 (いずれも松下電工製) である．サイズは一辺 11 cm の正方形で厚さは 11 mm であり，透過率はカタログでは SP-50 が波長 400 nm で 67 %，IY-46 が波長 400 nm で 86 % (1 枚当り) となっている．以下，これらのサンプルを SP-50 の 1 枚目であれば SP50-#1 のように表す．

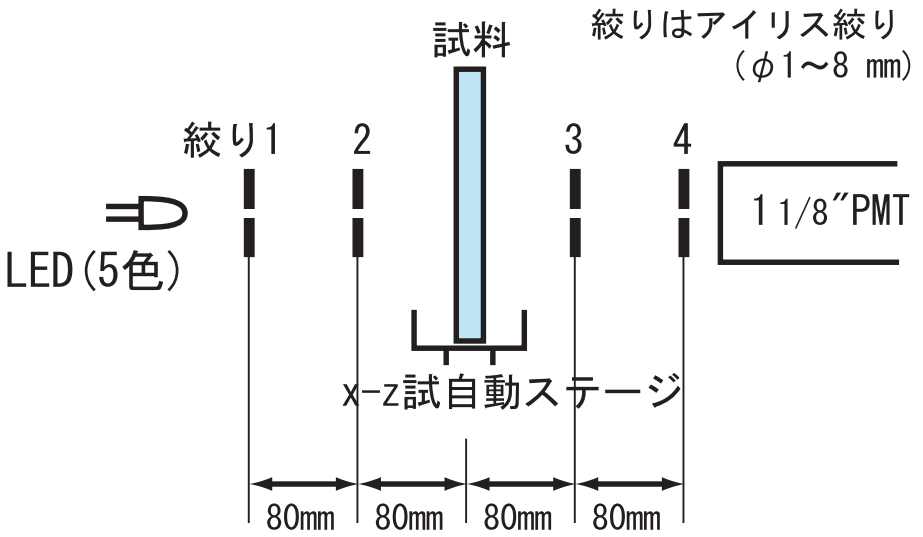


図 6.1: エアロジェル光透過率測定のセットアップの概略図．

6.1.2 LED 光源のプロファイル

透過率の測定に入る前にまず LED 光源の空間的なプロファイルを確認するため，絞り 1，2 を ϕ1 mm，絞り 3 は取り外した状態で，絞り 4 の直径による光量の変化を測定した．その結果，ϕ=6 mm 程度まで上昇し，その後は一定であることが分かった．LED を平面光源と仮定すると，この光の広がりを図 6.4 のように LED のある面に投影することで光源のサイズを決めることができる．この結果，LED は直径約 2.3 mm の面光源と近似的に考えられることが分かった．これ以降の測定では，できるだけ均一な光線で透過率を測定するために絞りのサイズを 1〜4 全てで 2.3 mm に近い ϕ2 mm とする．

6.1.3 ND フィルターを使用した較正

このシステムがシステマティックを持たずに透過率を測定できる事を確認するため，まず透過率の波長依存性が均一な反射型 ND フィルターの透過率を測定した．ここで行った透過率測定の手順とデータの処理についてはエアロジェルの透過率測定の項で述べる．使用したフィルターはシグマ光機製の反射型 ND フィルター FND シリーズで透過率 20 %， 50 %， 80 %の 3 種類を試した．その結果は図 6.5 のようになり，カタログや分光計での結果と測定結果はよく一致しており，このシステムが正しく透過率を測定できていることが確認できた．

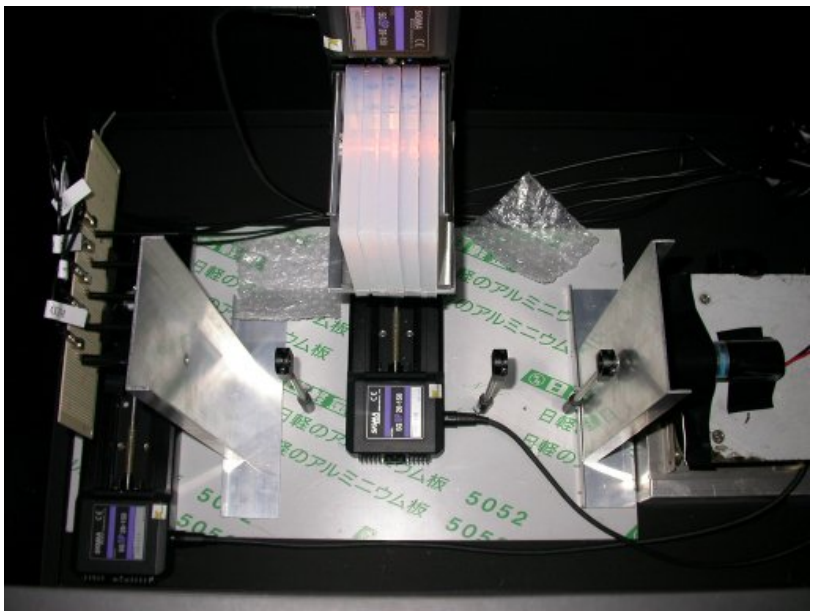


図 6.2: エアロジェル光透過率測定の様子．絞り 1 と 4 の後ろにある金属板は迷光防止用．

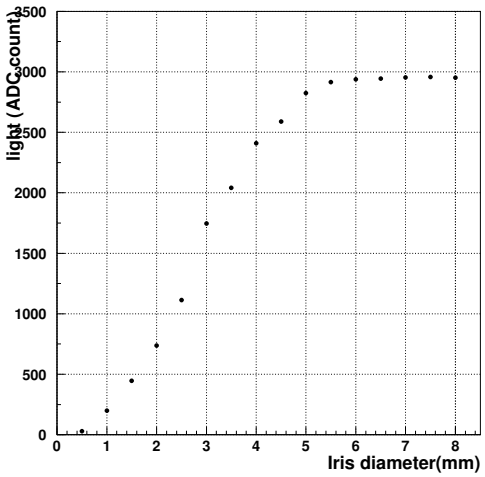


図 6.3: LED 光源の空間特性．横軸は絞り 4 (最終段) の開口径，縦軸は PMT の検出した光量を ADC count で表したもの．絞り 1，2 は ϕ1 mm，絞り 3 は外した状態で測定した．

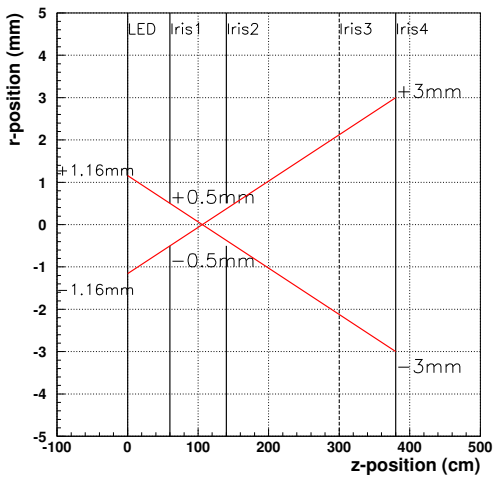


図 6.4: この測定での光学系の概略図．光源を平面光源と仮定すると，光の広がりから光源の面積を逆算することができる．

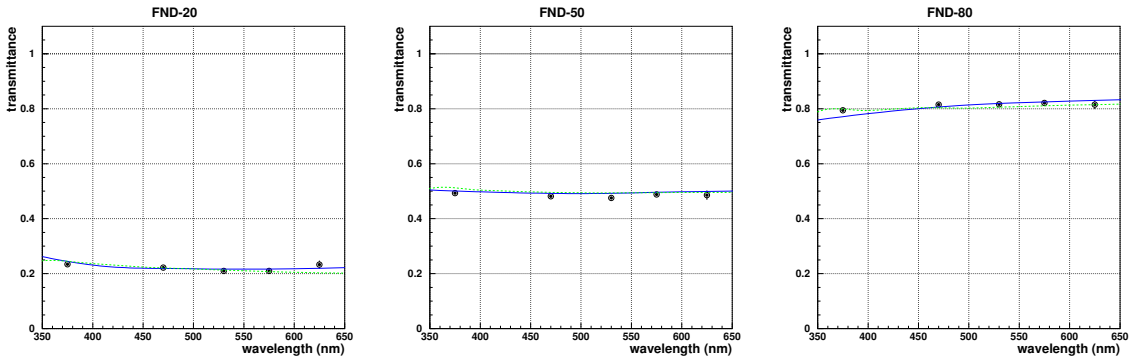


図 6.5: 反射型 ND フィルターの透過率測定．左からそれぞれ透過率 20 %，50 %，80 %のフィルターでの結果．実線はシグマ光機のカタログの値であり，破線は分光計による測定結果である．5 つの点で示されているのがこの LED を用いたシステムでの測定結果であり，カタログや分光計の結果とよく一致していることがわかる．

6.1.4　透過率測定の手順と解析

透過率測定の手順

エアロジェルの透過率測定の手順は以下のようにした．

- LED をある波長のものに合わせる．
- LED を光らせない状態で pedestal の ADC カウントを測定する．($pedestal1$)
- LED を光らせ，エアロジェルを光路から外れた場所に置いて何も置かない場合の ADC カウントを測定する．($air1$)
- エアロジェル上の位置 20 点で光路をエアロジェルに通して，透過光についての ADC カウントを測定する．($sample$)
- エアロジェルを光路から外れた場所に移動して何も置かない状態の ADC カウントを測定する．($air2$)
- LED の光を止めて pedestal の ADC カウントを測定する．($pedestal2$)
- 次の波長の LED の測定へ

ここで pedestal と何も置かない場合の測定を試料の測定の前後で行うのは PMT のゲイン変動などによる影響を抑えるためである．

解析方法

図 6.6 に SP50-#1，青色 LED の場合についてのペデスタル，何もない場合，ある位置に試料を通した場合の ADC カウントを示す．透過率 T は，

$$T = \frac{(\text{試料を置いた場合の光量})}{(\text{試料を置かない場合の光量})} = \frac{(sample) - (pedestal)}{(air) - (pedestal)} \tag{6.1}$$

のように何も置かない場合と試料を置いた場合の ADC カウントの比で定義する．ここで，pedestal と何も置かない場合の ADC カウントは $pedestal = (pedestal1 + pedestal2)/2$，$air = (air1 + air2)/2$ と測定の前後の平均値を用いる．例えば図で示した測定点での透過率は

$$T = \frac{2968 - 249}{3650 - 249} = 0.72 \tag{6.2}$$

となる．
SP50-#1 の測定位置による透過率のばらつきは 20 の測定点で図 6.7 のようになった．この結果から，測定する位置による透過率のばらつきは紫外 (375 nm) から黄色 (575 nm) の範囲で root mean sqare (RMS) で約 5 % (絶対値) 程度であることがわかる．ここで，赤色 (625 nm) のばらつきが絶対値で 15 %と大きくなっているが，これは赤色では PMT が検出できる光量，LED の発光量ともに少なく，PMT のゲイン変動などの影響を受けてしまったためと考えられる．
これら各点での透過率を波長毎に平均して，透過率の波長依存性を描いたのが図 6.8 である．この図でエラーバーは先に述べた測定位置毎のばらつきによる RMS を示している．

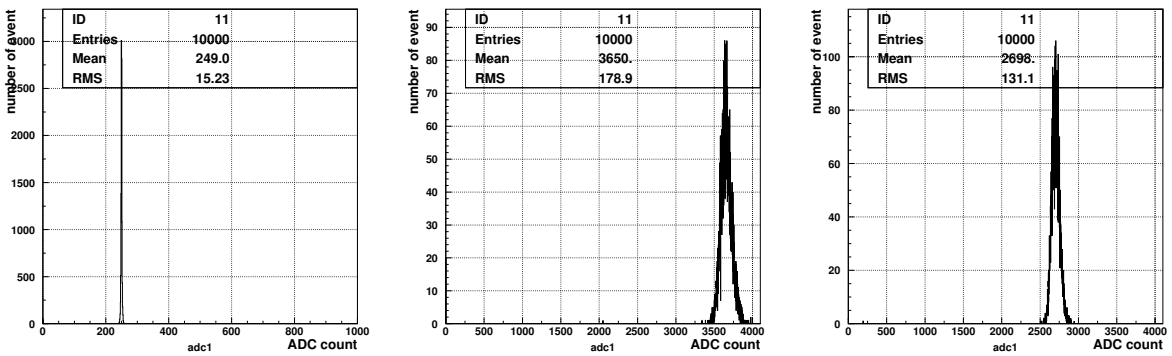


図 6.6: 左からそれぞれ pedestal，何も置かないとき，SP50-#1 を通したときの ADC カウント．

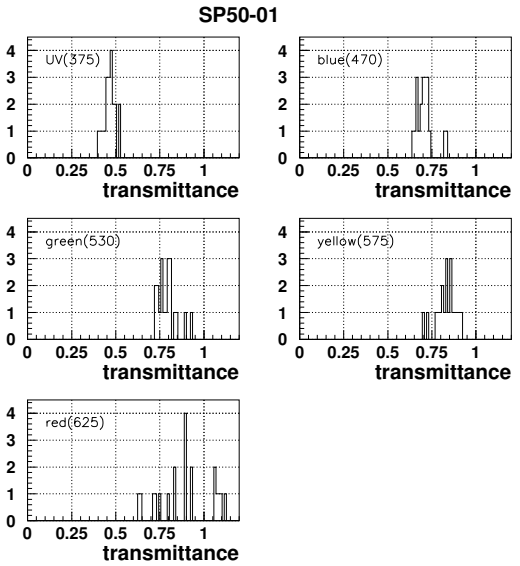


図 6.7: 波長毎の SP50-#1 の測定位置による透過率のばらつき．紫外 ∼ 黄色で位置による透過率の違いは絶対値で 5 %程度である．赤色ではばらつきが大きくなっているが，これは赤色では PMT が検出できる光量，LED の発光量ともに少なく，PMT のゲイン変動などの影響を受けてしまったためと考えられる．

透過率の波長依存性はレイリー散乱のみを考えると，

$$T = Ae^{-Ct/\lambda^4} \tag{6.3}$$

と表される．ここで A は吸収の効果を，Ct はレイリー散乱の効果をそれぞれ表している．図 6.8 の測定点の上を通る実線は得られたデータ点に対する式 (6.3) によるフィットである．その結果，この SP50-#1 については

$$A = 0.948 \tag{6.4}$$

$$Ct = 1.41 \times 10^{10}(\mathrm{nm}^4) \tag{6.5}$$

という値が得られた．また，図中の破線は別の SP-50 のサンプルを用いて我々が分光計によって測定したものであり，LED を用いた測定結果とよく一致している．図中の上方を通過する実線は松下電工によるカタログ値であり，全体的に 10 %ほど我々の測定より高い値を示している．この原因としては時間経過や取り扱いによってエアロジェルの品質が劣化した，あるいは測定する光学系によって散乱光を透過光に含めてしまった事が考えられる．松下電工では $\phi 10$ mm の広い光線をエアロジェルに当て，その面積を十分に覆う光検出器で検出しているため，小角度に散乱された光を透過光と扱ってしまい，透過率が高く出ている可能性がある．しかしながら，現段階ではこの違いが劣化によるものか測定する光学系によるものかは明らかではない．

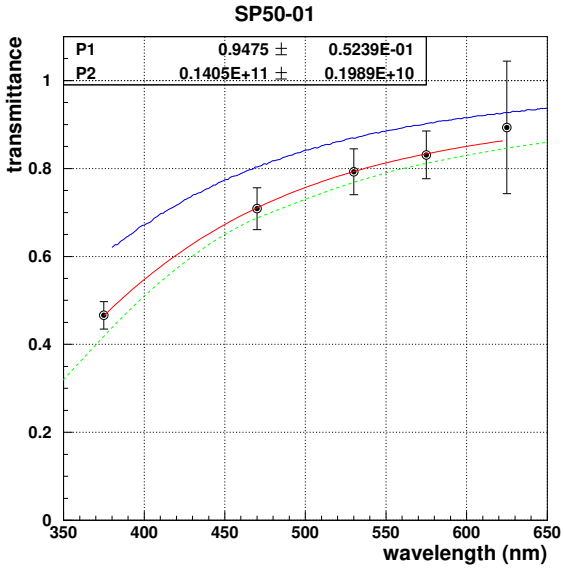


図 6.8: 透過率の波長依存性．SP50-#1 の場合．エラーバーは測定位置 20 点によるばらつきを RMS で示す．3 本の線はデータ点を通る実線が式 (6.3) によるフィットを，データ点の上方を通過する実線が松下電工によるカタログ値を，破線が分光計による測定値をそれぞれ示している．LED のシステムによる測定値は分光計での結果とよく一致している．

6.1.5　各エアロジェルでの結果

前小節のような測定と解析を SP-50 5 枚と IY-46 3 枚について行った結果，図 6.9，図 6.10 のような結果が得られた．
SP-50 については 5 枚のサンプルでのばらつきは小さく，品質は安定しているが透過率は波長 400 nm で約 52 %程度となっている．
一方 IY-46 では透過率は 400 nm で平均 73 %とかなり高い透過率が得られているが，IY46-#3 が他の 2 枚と比較して突出して透過率が低くなっている．この IY46-#3 は他の 2 枚より 1ヵ月ほど古く納入されたものであることから，時間経過や取り扱いによる品質の劣化，あるいは新しく開発されたものであるために品質が安定していないことが考えられる．
これらの測定の結果を表 6.1 にまとめる．

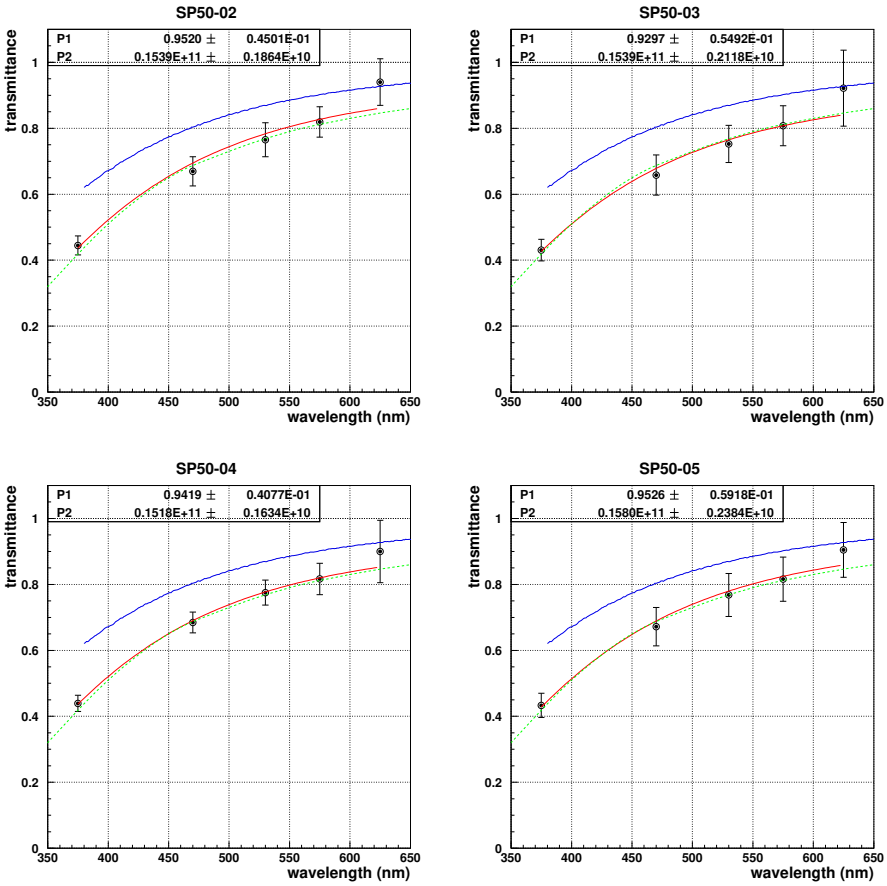


図 6.9: SP-50 の他の 4 枚 (SP50-#2∼#5) についての透過率の波長依存性．3 本の線の意味は図 6.8 と同様である．透過率は波長 400 nm で 50 %程度である．

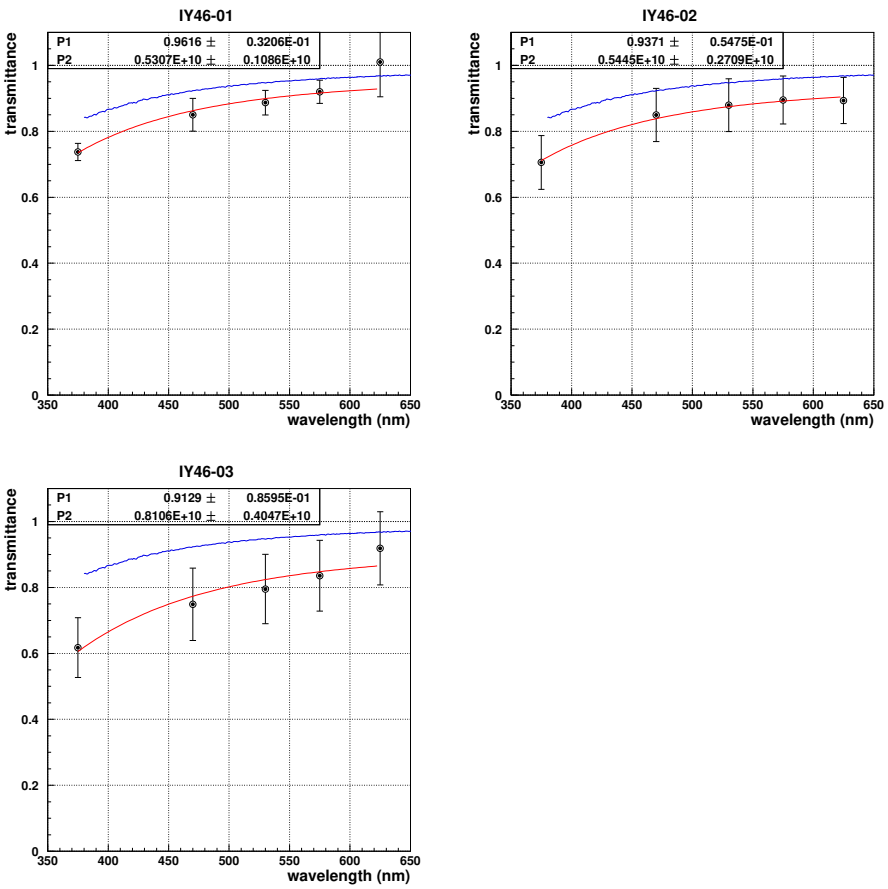


図 6.10: IY-46 の 3 枚のサンプルでの透過率の波長依存性．2 本の線はデータ点を通る実線が式 (6.3) によるフィットを，データ点の上方を通過する実線がカタログ値をそれぞれ示す．サンプルによって透過率のばらつきが大きいが，透過率は 400 nm で平均 73 %と SP-50 と比べて高い値が得られている．

表 6.1: SP-50 と IY-46 での光透過率の測定結果．

サンプル名	透過率 (λ=470 nm)	位置によるばらつき (絶対値，470 nm)	A	Ct (nm^4)
SP50-#1	70.9 %	4.7 %	0.948	1.41×10^{10}
SP50-#2	67.0 %	4.4 %	0.952	1.54×10^{10}
SP50-#3	65.8 %	6.1 %	0.930	1.54×10^{10}
SP50-#4	68.5 %	3.2 %	0.942	1.52×10^{10}
SP50-#5	67.2 %	5.8 %	0.953	1.58×10^{10}
SP50 平均	67.9 %	4.8 %	0.945	1.52×10^{10}
IY46-#1	85.0 %	5.0 %	0.962	0.53×10^{10}
IY46-#2	85.0 %	8.1 %	0.937	0.54×10^{10}
IY46-#3	74.9 %	11.0 %	0.913	0.81×10^{10}
IY46 平均	81.6 %	8.0 %	0.937	0.63×10^{10}

6.2 光透過率測定のまとめ

我々は，beam catcher の量産に向けて，複数の波長の LED を光源とし，PMT によって透過光量を測定する光透過率測定システムを開発した．このシステムは複数の発光波長を持つ LED を用いることで透過率の波長依存性を含めて測定することができる．
まず，透過率が確認されている FND フィルターを用いた測定を行った結果，このシステムが測定する波長領域 (UV - 赤) で正しく透過率を測定できていることが確認された．
次にエアロジェルのサンプルを用いて透過率を測定し，波長 470 nm で屈折率 1.05 のエアロジェル SP-50 では 68 %，屈折率 1.046 の透過率の高いエアロジェル IY-46 では 82 %と測定された．SP-50 での結果は分光計での結果とも一致しており，エアロジェルの透過率も問題無く測定できていることが確認できた．カタログとの比較では測定した全波長で全体的に 10 %程度低くなっている．これは測定する光学系の違い，またはエアロジェルの劣化によるものと考えられる．
以上からこの研究によって，beam catcher の量産に向けたエアロジェルの光透過率測定システムを確立することができた．

第7章　Summary

我々は KOPIO 実験で使用する光子 veto 検出器の一つである beam catcher の開発を行っている．Beam catcher は $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に対して最大のバックグラウンドとなる $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ モードからの γ 線のうちビームホール中へ逃れたものを検出することが目的の光子 veto 検出器である．この検出器は高レートの中性ビーム中に置かれるため，光子に対する検出効率を保ちながら，中性子に対しては不感である必要がある．要求としては，光子の検出効率は 300 MeV で 98 %，400 MeV では 99 %となっており，一方中性子に対しては 0.8 GeV で 0.2 %以下の検出効率に抑える必要がある．

このような要求を満たすため，我々はエアロジェルČerenkov を用いた閾値型検出器を多数分散配置するデザインを考案した．このデザインでの光子検出の原理は，鉛コンバータで電子陽電子対を生成させ，それらのエアロジェル中でのČerenkov 発光を観測するというものである．一方，中性子のハドロン反応で生じる 2 次粒子は比較的低速であるため，Čerenkov threshold を越えないものが多くなり，検出しない．さらに多数配置されたモジュールのビーム進行方向にコインシデンスを要求することで，γ 線に対しては対生成で生じる電子陽電子は前方へ出るのでとらえることができ，中性子に対してはハドロン反応の 2 次粒子の崩壊が等方的であるので検出効率を抑えることができる．

このエアロジェル + 鏡 + PMT というデザインでの原理を確認するため，まず我々は実機の半分のサイズのプロトタイプを製作し，KEK PS T1 ビームラインでテスト実験を行った．このビームテストの目的はČerenkov 発光量が期待されている量得られているかどうかを確認する事と，ハドロン反応に対する振る舞いをシミュレーションで記述できているかどうかを確認することである．π^+ を用いた発光量の測定では，測定された発光量は GEANT を用いたシミュレーションの結果に全体的に 0.89 を掛けることで，β 依存性を含めて一致することが分かった．また，中性子の代わりに陽子を用いたハドロン反応の測定では，ガスシンチレーションによる発光を考慮に入れることで測定値とシミュレーションの結果はよく一致した．このビームテストによって beam catcher の原理テストが完了し，シミュレーションによって信頼できる結果が得られることが確認された．

次に，シミュレーションを用いて実機の設計を行った．実機ではプロトタイプの 2 倍の大きさのモジュールを 500 個以上分散配置することが計画されている．このため各モジュールが位置によらず一様な γ 検出効率を持つこと，量産が容易なデザインであることが重要となる．このことを踏まえて，まず我々は光学系の設計を行い，次に多数配置する際のコンバータ配置や検出条件の最適化を行い，最後に最終的なデザインを固め，期待される性能を見積もった．

光学系の設計では平面鏡 + Winston cone 型ファネル + 5 インチ PMT による単純な光学系で高さ 20 cm× 幅 20 cm (高さ 30 cm× 幅 30 cm) のモジュールサイズに対して平均集光率 27 (23)%，均一性は最低となる位置で平均値の 0.85 倍 (0.65 倍) 程度となることが分かった．また，光量が不足する場合には光学系の複雑な光学系によって 1.8 倍 (1.3 倍) 程度まで増やすことができる事が確認できた．

全モジュールを配置したシミュレーションでは，鉛コンバータの配置は各モジュールに 2 mm 厚と等分し，検出条件はあるモジュールが 4 pe 以上，かつ背後の 2 モジュールの和が 2 pe 以上検出とすることが最適であることが分かった．また，屈折率が 1.03 の従来のエアロジェルでは光量が不足であることも確認された．
これらを踏まえ，beam catcher の最終デザインとして，屈折率 n=1.046 の光透過率の高いエアロジェルを用い，モジュールサイズを 30×30 cm として，その他の条件は上記のシミュレーションによる最適なものとするデザインを採用した．この最終デザインで期待される性能を評価した結果，光子検出効率は 300 MeV で 99 %と十分に高い値を示すことが確認された．しかしながら，中性子検出効率は 0.8 GeV で 0.3 %と要求されている値の約 1.5 倍となってしまい，中性子による false veto の確率は 4.5 %と見積もられた．この値は検出器として致命的ではないものの，時間分解能の向上などによる改善が求められる．
また，量産に向けた準備として，LED と PMT を用いたエアロジェルの光透過率測定システムを開発した．まずフィルターを用いた較正測定を行った結果，測定値はカタログや分光計での結果とよく一致し，このシステムを用いた透過率測定に問題ないことが確認された．次に，エアロジェルのサンプルを用いた測定を行い，屈折率 1.05 の従来のエアロジェル SP-50 では波長 470 nm で 69 %，松下電工によって新しく開発された透過率の高いエアロジェル IY-46 では 82 %という結果が得られた．これによって，IY-46 は高い透過率を示すことが確認され，エアロジェルの透過率測定システムを確立することができた．
以上の研究によって beam catcher のデザインについて，原理テストを完了し，その理解に基づいて量産が容易でかつ概ね要求される性能を満たす実機の設計を完了することができた．しかしながら，中性子に対する不感性については向上が必要である．また，量産に向けた準備としてエアロジェルの光透過率測定システムを確立することができた．

謝辞

私が修士論文をまとめるに当たって，多くの方々にお世話になりました．ここに心から感謝の意を表します．
まず、本研究に携わる機会を与えて下さった笹尾登教授に感謝致します．要所要所で的確に指導して頂き，また励まして頂きました．本当にありがとうございました．
野村正助手には的確な指導で常に研究の方針を示して頂き，物理からプログラミングに至るまであらゆる質問に答えていただきました．心から感謝しています．
京都教育大の高嶋隆一助教授にはビームテストやガスシンチレーション測定で色々と面倒をみて頂きました．また、KEK の小林誠助手には毎週のミーティングで，筆者が見過ごしていたような問題点を突き詰めて議論して頂きました．ありがとうございました．
横山弘和さん，溝内健太郎さん，隅田土詞さんにはミーティングや日常の中で研究に必要な様々なことを教えて頂きました。感謝致します．白井健雄君，谷口七重さんには実験の手伝いをして頂いたり，いつも議論の相手になって頂きました．ありがとうございました．また，ガスシンチレーションの測定を手伝ってくれた村山芳幸君にも感謝しています．
京都大学高エネルギー研究室の皆様には様々な面で助けて頂きました．感謝致します．
最後に，ここまで私を支えて下さった家族に深く感謝します．

2004 年 1 月 森井 秀樹

付 録A　ガスシンチレーション発光量の測定

ビームテストで検出された低光量バックグラウンドが空気によるシンチレーションによるものであるかどうかを確認するため，空気中でのガスシンチレーション発光量を測定した．ここではその測定の手法と結果をまとめる．

A.1　測定のセットアップ

ガスシンチレーション発光量測定のセットアップは図 A.1 に示すようなものである．
ステンレス製真空容器の中に α 線源が置かれ，そこから放出された α 線がガス中を通過する際に出すシンチレーション光を quartz の窓を通して上下 2 本の PMT で読み出す．さらに α 線の運動エネルギーを線源の向かい側に取り付けられた PIN フォトダイオードによって測定する．また，PIN ダイオードの近くに取り付けられた LED は PMT の較正に用いた．
使用した α 線源は ^{241}Am であり，5.486 MeV (85 %) と 5.443 MeV (13 %) の α 線を放出する．線源と PIN フォトダイオードの間隔 (L_{sp}) はゲージポートを通るロッドを動かすことで外から変えることができるようになっている．使用した PMT は浜松ホトニクス製の R329-02 (PMT1) と R2256-02 (PMT2) である．これらは前者がガラス，後者が quartz の窓を持つ他は全く同じバイアルカリ光電面の PMT である．ここでガラスと quartz の 2 通りを置いたのは紫外領域の発光による検出光の違いを見るためである．
ガスは 5 分間以上容器を真空に引いた後で常時内部が 1 気圧を保つように流し続けることで純度を保つようにした．複数のガスを混合する場合は流量計を用いて比率を保つようにした．その誤差は 5 %程度と見積もられる．
読み出し系は図 A.2 に示すようなものである．α 粒子が PIN フォトダイオートを鳴らすことで DAQ にトリガが掛かり，PIN ダイオードのシグナルを読む peak sence ADC と 2 つの PMT からのシグナルを読む charge sence ADC にそれぞれ 1 μsec，80 nsec 幅のゲートを開き，CAMAC を通して読み出す．PIN ダイオードの threshold は 1.0 MeV 相当とした．

A.2　測定手順と解析

測定手順は，あるガスについて，ロッドを L_{sp}=5 mm から 30 mm まで 5 mm 間隔で変えながら発光を測定 (各 40000 イベント) した．また，この各測定の間に LED を用いた較正用の測定を行うことで，PMT のゲイン変動による影響を抑えた．
ガスが純窒素，線源と PIN ダイオードの間隔 L_{sp}=15 mm の場合の PIN ダイオードのスペクトルは図 A.3 のようなものが得られた．このエネルギーのピークの 2σ 領域 (図中の網かけ部分) を用いて解析を行った．

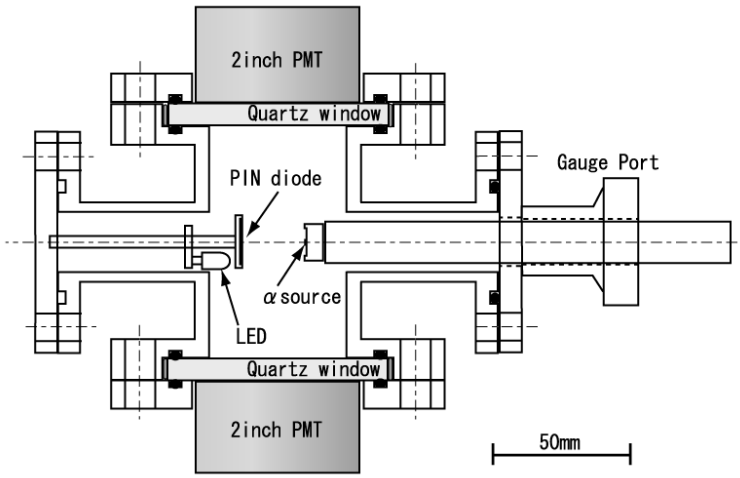


図 A.1: ガスシンチレーション発光量測定のセットアップ．

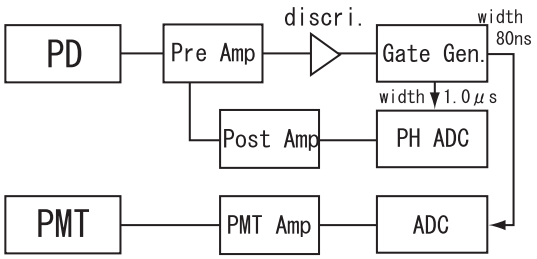


図 A.2: 読み出し系の概略図．

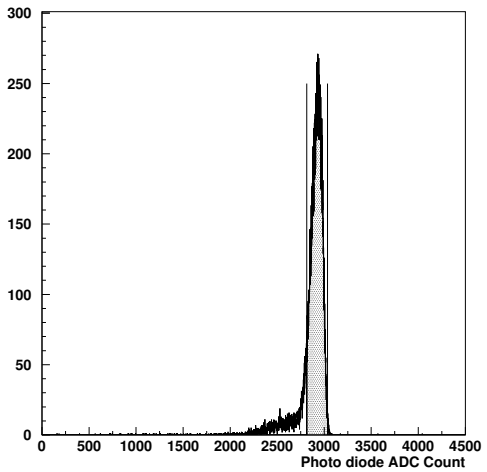


図 A.3: 純窒素，L_{sp}=15 mm での PIN フォトダイオードのスペクトル．影の付いた部分はピークから $\pm 2\sigma$ のカット範囲．

このようなカットをかける前後での PMT のスペクトルは図 A.4 のようなものとなった．ここで上の線が PIN フォトダイオードによるカット前，下の線がカット後である．ここから 2 通りの方法で光電子数を計算する．一つは Poisson 統計を用いて pedestal の数から求める方法 (inefficiency) であり，もう一つは LED によって別に測定した 1 pe ピークの値から求める方法 (1 pe) である．

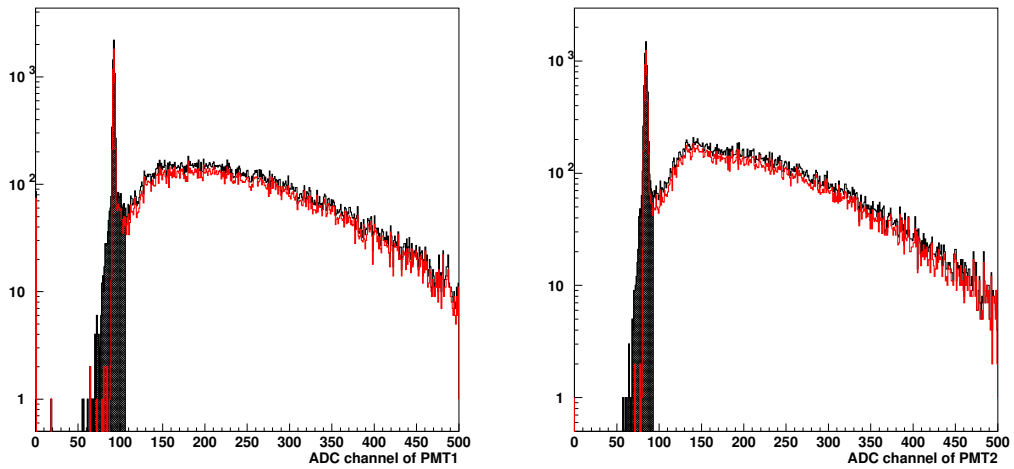


図 A.4: 純窒素，L_{sp}=15 mm で得られた PMT のスペクトル．左が PMT1 (R2256-02) で右が PMT2 (R329-02)．

前者の Poisson 統計を用いる方法では検出しない確率 (pedestal に入るイベントの割合)P_0 は

$$P_0 = \exp(- < n_{pe} >) \tag{A.1}$$

となるので，この式から平均の光電子数 $< n_{pe} >$ を求めることができる．また後者の方法では pedestal を含めた平均値を LED による測定で求めた 1 pe ピークの値で割ることで光電子数を求めることができる．この 2 つの方法で求めた光電子数は表 A.1 のようになった．
ここから分かることはまず，2 本の PMT でほとんど違いが無いことである．PMT1 は quartz の窓を持っているので紫外領域では PMT2 よりも量子効率が高くなるはずである．得られた結果では PMT1 と PMT2 で得られた光電子数に違いがないことから窒素の発光の主要な部分は可視光領域であると考えられる．次に，2 種類の方法で違いがほとんど無いことからいずれの方法でも矛盾無く光電子数が見積もられていると考えられる．他の測定でも 2 種類の方法でほとんど違いは無かったため，以降では低光量でも比較的 PMT のゲイン変動に強い inefficiency の手法をとることにする．
次に，得られた光電子数から α 粒子の単位エネルギーロス当りの発光量を求める．L_{sp} を変えた各測定での PIN ダイオードのピーク値は図 A.5 のようになった．ここで L_{sp}=0 での測定値を 5.48 MeV に規格化してある．
このフォトダイオードのピーク値は α 線の運動エネルギーを示すと考えると，ここから各 L_{sp} での α 線のエネルギーロスを求めることができる．α 線の 1 MeV エネルギーロス当りの光電子数 $n_{pe}/\Delta E$ は図 A.6 のようになった．

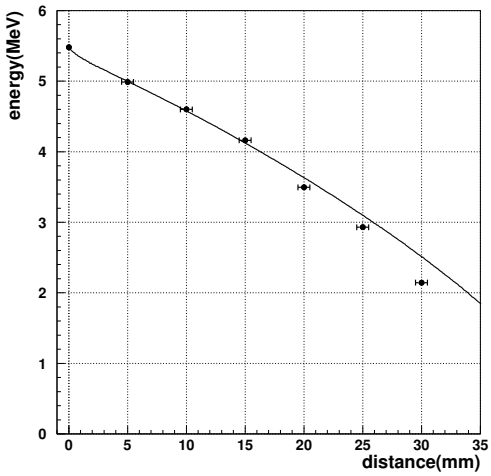


図 A.5: 純窒素での L_{sp} 毎の PIN ダイオードスペクトルのピーク．横軸方向の誤差はロッドの位置合わせの不定性を示す．縦軸方向の誤差は無視できる程度に小さい．曲線は GEANT3 によるシミュレーションの結果であり，大きな L_{sp} で少しのずれがあることをを除けばよく一致している．

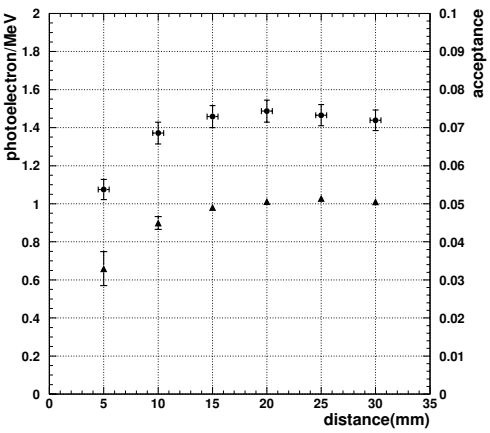


図 A.6: 純窒素での L_{sp} 毎の 1 MeV エネルギーロス当り光電子数 $(n_{pe}/\Delta E)$．共に示されている三角の点はジオメトリーによるアクセプタンス．

表 A.1: 純窒素，L_{sp}=15 mm の場合の光電子数．

Method	PMT1 (R2256-02)	PMT2 (R329-02)
inefficiency	2.01 ± 0.07	1.95 ± 0.08
single photoelectron	1.98 ± 0.04	1.95 ± 0.04

ここで PMT の量子効率は可視領域で一律 20 %と仮定し，ジオメトリーからくるアクセプタンスを考慮に入れることで各 L_{sp} での単位エネルギー損失当りの発光量 dN_{ph}/dE が図 A.7 のように得られた．

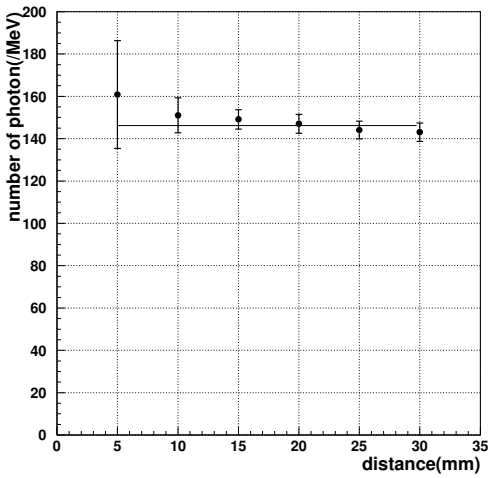


図 A.7: 純窒素での L_{sp} 毎の 1 MeV エネルギーロス当り発光量 (dN_{ph}/dE)．ここで誤差は統計と α 線源の位置の不定性からくる．

この L_{sp} 毎の結果の平均をとることで，α 線の窒素中での 1 MeV エネルギー損失当りの発光量は

$$\begin{aligned} < dN_{ph}/dE > &= 141.1(\mathrm{PMT1}) \\ &= 146.2(\mathrm{PMT2}) \end{aligned}$$

のように得られた．

A.3 測定結果

同様の測定を乾燥空気，酸素，二酸化炭素，メタンについて行った結果，表 A.2 となった．ここで，空気での発光量が窒素と酸素の混合から期待される量と比べて小さくなっているのは，酸素が窒素の発光を抑える quencher として働いているためである．

表 A.2: 1 MeV エネルギー損失当りのシンチレーション発光量 ($< dN_{ph}/dE >$)

Gas	PMT1 (R2256-02)	PMT2 (R329-02)
N_2	141.1 ± 2.1	146.2 ± 2.1
Air	25.46 ± 0.43	26.06 ± 0.46
O_2	0.61 ± 0.22	0.46 ± 0.22
CO_2	5.09 ± 0.28	4.90 ± 0.27
CH_4	1.39 ± 0.09	1.32 ± 0.08

A.4 Quenching Effect

窒素中に quencher ガスを混入する事による発光量の抑制は文献 [20] に詳しく述べられている．ここでは quenching の効果による発光量の減少を表す式と各 quencher ガスを混ぜた場合のパラメータを簡単にまとめる．
窒素に quencher ガスを割合 c で混ぜた場合の発光量は，次のような Stern-Volmer の式で表わされる．

$$N_{ph} = \frac{N^0_{ph}(N_2)}{1 + Kc}, \tag{A.2}$$

ここで，$N^0_{ph}(N_2)$ は純窒素での発光量で，K は Stern-Volmer 定数と呼ばれる定数である．
また，quencher ガスから窒素ガスへのエネルギー移行を考えるとこの式は

$$N_{ph} = \frac{1}{1 + Kc}(1 - c)N^0_{ph}(N_2) + cN^0_{ph}(Q) + c(1 - c)N_{ph}(Q \to N_2), \tag{A.3}$$

のように改良することができる．ここで $N^0_{ph}(Q)$ は純粋な quencher ガスの場合の発光量，$N_{ph}(Q \to N_2)$ は quencher から窒素へのエネルギー移行に伴う発光量を示すパラメータである．
純窒素に quencher ガスとして酸素，メタン，二酸化炭素を混ぜたときのこれらのパラメータを表 A.3 にまとめる．

表 A.3: 純窒素に対する 3 種類の quencher の Stern-Volmer 定数．

	modified Stern-Volmer (eq. (A.3))		original Stern-Volmer (eq. (A.2))
Quencher Gas	K	$N_{ph}(Q \to N_2)$	K
O_2	20.7 ± 1.5	7.1 ± 2.1	26.4 ± 1.5
CO_2	45.7 ± 4.0	2.6 ± 1.7	48.5 ± 3.0
CH_4	51.8 ± 5.1	9.3 ± 1.8	53.3 ± 2.7

付 録B　Winston Cone Funnel

B.1　Winston Cone

B.1.1　関係式の導出

Winston cone は off-axis parabola の回転体で、non-imaging な集光に適した形状である. 自由度は 2 で、例えば入口の径と出口の径を定めると高さなどのパラメータが決定する. 形状は 4 次式で表される. 図 B.1 に模式図を示す.

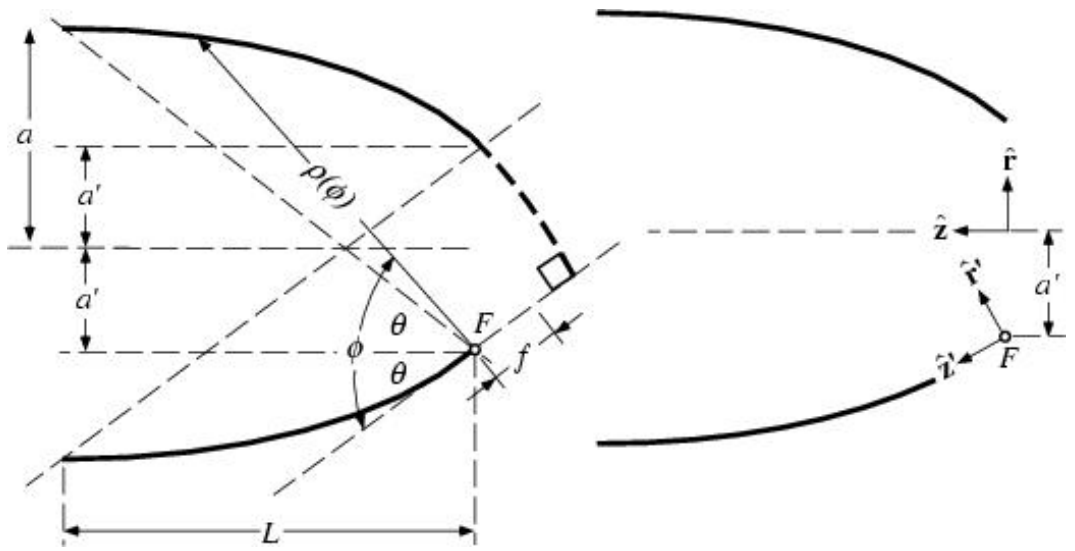


図 B.1: Winston cone

(r', z') 座標系で Winston cone は以下のように表される:

$$(r' - r'_0)^2 = 4f(z' - z'_0) \tag{B.1}$$

ここで f は曲線の focal length である.
図の geometry より

$$\begin{aligned} r'_0 &= 0 \\ z'_0 &= -f. \end{aligned} \tag{B.2}$$

これを (B.1) に代入して

$$r'^2 = 4f(z' + f). \tag{B.3}$$

(r, z) 座標 $\leftrightarrow$ (r', z') の回転行列は

$$\begin{pmatrix} r' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r + a' \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (r + a')\cos\theta + z\sin\theta \\ -(r + a')\sin\theta + z\cos\theta \end{pmatrix}. \tag{B.4}$$

(B.4) を (B.3) に代入すると、(r, z) で表された関係式

$$(r + a')^2 \cos^2\theta + 2z(r + a')\sin\theta\cos\theta + z^2 \sin^2\theta + 4f(r + a')\sin\theta - 4fz\cos\theta - 4f^2 = 0 \tag{B.5}$$

が得られる.
ここで parameter a, a', L, f, θ の関係を考える. まず、式 (B.5) で $z = 0$ のとき $r = a'$ となる事から、

$$f = a'(1 + \sin\theta). \tag{B.6}$$

また図より

$$\tan\theta = \frac{a + a'}{L} \tag{B.7}$$

さらに、図の $\rho(\phi)$ を (r', z') に対する極座標と考えると,

$$\rho(\phi) = \frac{2f}{1 - \cos\phi} \tag{B.8}$$

と表される. $\phi = 2\theta$ のとき,

$$\rho(2\theta) = \frac{2f}{1 - \cos(2\theta)} = \sqrt{L^2 + (a + a'^2)} \tag{B.9}$$

となる. これを整理すると最後の関係式

$$a' = a\sin\theta \tag{B.10}$$

が得られる.
まとめると、Winston cone を表す式は (r, z) 座標系で

$$(r\cos\theta + z\sin\theta)^2 + 2ra'(1 + \sin\theta)^2 - a'^2(1 + \sin\theta)(3 + \sin\theta) - 2a'z\cos\theta(2 + \sin\theta) = 0 \tag{B.11}$$

であり、parameter に関する関係式は

$$\begin{gathered} f = a'(1 + \sin\theta) \\ L = \frac{a + a'}{\tan\theta} \\ a' = a\sin\theta \end{gathered} \tag{B.12}$$

となる.

B.1.2 Winston cone の特徴

Winston cone の特徴は off-axis のパラボラであるため，ある程度広がりを持つ光を集められる点である．角度 θ で Winston cone に入射する光線は 1 回の反射でパラボラの焦点へ収束される (図 B.2)．Winston cone は焦点が向かい側の曲面の出口となっているのでこのような光を cone の出口へ 1 回の反射で届けることができる．このことから Winston cone は臨界角度 θ までの光であれば集めることができるが，それより大きな角度を持った光は集めることができない．

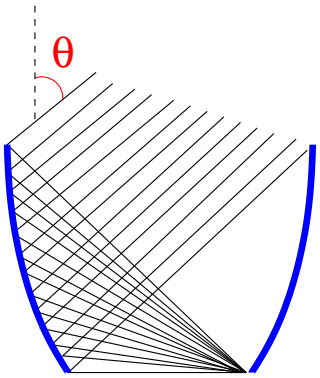


図 B.2: 臨界角 θ で入射する光の様子．

B.1.3　出入口の径と全長，臨界角の関係

入口の直径と出口の直径に対する全長，臨界角を表 B.1 にまとめる．屈折率 n=1.05 の場合に，β=1 の粒子が発生するČerenkov 光の角度は約 18° である．PMT を 5 インチとすると d_{in}=20 cm では十分に余裕があるが，d_{in}=30 cm では臨界角 θ がČerenkov 角に近付くため集光が難しくなることがわかる．

表 B.1: 入口，出口の直径を決めた場合の Winston cone の全長と臨界角．

入口の径 (d_{in})	出口の径 (d_{out})	全長 (L)	臨界角 (θ)
35cm	12cm(5”)	66.2cm	20.1°
30cm	12cm(5”)	48.1cm	23.6°
25cm	12cm(5”)	33.8cm	28.7°
20cm	12cm(5”)	21.3cm	36.9°
20cm	7.5cm(3”)	34.0cm	22.0°
15cm	7.5cm(3”)	19.5cm	30.0°
20cm	5.0cm(2”)	48.4cm	14.5°

参考文献

[1] I-Hung Chiang, et al., " Measurement of $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ (BNL E926 proposal) ", (1996).

[2] G.Buchalla and A.J.Buras., " The rare decays $K \to \pi\nu\bar{\nu}$, $B \to X\nu\bar{\nu}$ and $B \to l^+l^-$: An update. ", *Nucl.Phys.*, **B548**, 309 (1999).

[3] A. Alavi-Harati, et al., " Serch for the decay $K_1 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ using $\pi^0 \to e^+e^-\gamma$. ",*Phys. Rev.*, **D61**, 072006 (2000).

[4] L. Littenberg, " CP-violating decay $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$", *Phys. Rev.*, **D39**, 3322 (1989).

[5] G. Buchalla and A.J. Buras, " $K \to \pi\nu\bar{\nu}$ and High Precision Determinations of the CKM Matrix. ", *Phys. Rev.*, **D54**, 6782 (1996).

[6] W. Marciano and Z. Parsa, " Rare kaon decays with "missing energy" ", *Phys. Rev.*, **D53**, R1 (1996).

[7] T. Inami and C.S. Lim, " Effects of Superheavy Quarks and Leptons in Low-Energy Weak Processes $K_L \to \mu\bar{\mu}$, $K^+ \to \pi^+\mu\bar{\mu}$ and $K^0 \leftrightarrow \bar{K^0}$. ", *Prog. Theor. Phys.*, **65**, 297 (1981).

[8] G. Buchalla and A.J. Buras, " QCD Corrections to the $\bar{s}dZ$-Vertex for Arbitrary Top Quark Mass. ", *Nucl. Phys.*, **B398**, 285 (1993).

[9] G. Buchalla and A.J. Buras, " Two-Loop Large-m_t Electroweak Corrections to $K \to \pi\nu\bar{\nu}$ for Arbitrary Higgs Boson Mass. ", *Phys. Rev.*, **D57**, 216 (1998).

[10] D. Rein and L.M. Sehgal " Long-distance contributions to the decay $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$. ", *Phys. Rev.*, **D39**, 3325 (1989).

[11] G. Buchalla and G. Ishidori " The CP Conserving Contribution to $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$in the Standard Model . ", *Phys. Lett.*, **B440**, 170 (1998).

[12] Jarlskog, C., " Commutator of the Quark Mass Matrices in the Standard Electroweak Model and a Measure of Maximal CP Violation. ", *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1039 (1985).

[13] Y. B. Hsiung, et al., " Measurement of the $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$Branching Ratio. ", Letter of Intent for Experiments at 50 GeV PS of the JPARC.

[14] T. Inagaki, H. Hirayama, T. Sato, T. Shinkawa and Y. Yoshimura, " Detection Inefficiency of a 10-mm Thick Plastic Scintillation Counter for 1-GeV/c e^{+-}, π^{+-} and protons ", *Nucl. Instrum. Meth.*, **A359**, 478 (1995).

[15] 隅田 土詞 “ KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の開発. ”, *Master thesis*, (2003).

[16] E.Aschenauer, et.al., “ Optical characterization of n=1.03 silica aerogel used as radiator in the rich of hermes. ”, *Nucl. Instrum. Meth.*, **A440**, 338 (2000).

[17] Hamamatsu Catalog, “Photomultiplier tube R1250.”, (Catalog No. TPMH1213E02).

[18] Winston R., “ Light collection within the framework of geometric optics. ”, *J. Opt. Soc. Amer.*, **60**, 245 (1970).

[19] Nichia Catalogs, http://www.nichia.co.jp/

[20] H. Morii, K. Mizouchi, T. Nomura, N. Sasao, T. Sumida, M.Kobayashi, Y. Murayama and R. Takashima, “ Quenching Effects in Nitrogen Scintillation. ”, submitted to *Nucl. Instrum. Meth.*