修士論文

KOPIO実験で用いる Aerogel光学特性評価システムの開発

京都大学理学研究科 物理学宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

白井 健雄

平成 17 年 2 月 2 日

概要

1964 年 K 中間子において CP 対称性の破れが発見されて以来、その破れの大きさ、起源に関する様々な研究が行なわれてきており、現在も精力的な研究が続けられている。標準理論によれば、CP 対称性の破れは CKM(Cabibo, 小林益川) 行列の複素位相 η によって引き起こされる。

KOPIO 実験は稀崩壊モード $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の探索実験である。このモードの分岐比が $|\eta|^2$ に比例し、理論的不定性の少ないモードであるため精度よく CKM 行列の複素位相を決定することができ、標準理論の精密検証が可能となる。標準理論による $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は $\sim 10^{-11}$ であり、KOPIO 実験は世界で初めてこのイベントを観測することをめざしている。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ イベントの同定は π^0 からの二つの γ を検出し、それ以外には何も検出されないという条件で行なわれる。そのため崩壊領域を veto 検出器で完全に覆い、バックグラウンドとなる余分な γ を veto する必要がある。

我々はビームホール中を抜けてきた γ を最下流で veto する BeamCatcher と呼ばれる検出器を開発している。この検出器はビーム中に大量に含まれる中性子に対しては不感でありながら、γ に対しては 300MeV で 99%の検出効率を要求される、非常に挑戦的な検出器である。この要求を満たすため我々は鉛と Aerogel を組み合わせたČerenkov 閾値型の検出器を多数分散配置するデザインを考案した。

Aerogel は屈折率、密度が低いため、鉛中で対生成したで変換した電子陽電子のみがČerenkov 光を発生するのに対し、中性子の反応で生じた重く、遅い粒子には感度を低くすることができる。しかし、Čerenkov 発光はシンチレーション発光に比べて光量が圧倒的に少ないため、必要な光子検出効率を得るために、Aerogel の屈折率、透過率等の光学特性を把握し期待される光量が実際に観測されるかどうかをチェックすることが非常に重要となる。そこで我々は Aerogel の透過率測定システムとČerenkov 光量測定システムを開発した。

透過率測定システムはいくつかの異なる波長に対する透過率を測定できるほか、Aerogel における光の散乱分布も観測できるシステムになっている。これによって、今まで考慮されていないレイリー散乱以外の散乱も起こっていることが確認された。

またČerenkov 光量測定のため、Čerenkov 閾値以上のエネルギーをもつ電子ビームを手軽に手に入れることのできるスペクトロメーターを開発した。このスペクトロメーターはギャップ型ソレノイドを 2 台ならべたもので、連続的に分布する β 線から単一エネルギーの電子を大きなアクセプタンスで取りだすことができる。^{106}Ru 等の β 線源をソースとして用いてエネルギー 2 ~ 3MeV の電子ビームを作りだすことで、Aerogel の低エネルギー電子に対する Čerenkov 放射体としての特性を評価した。

Čerenkov 光量測定で測られた値と、透過率の測定値を入れて計算した GEANT との結果はおおむね一致し、Čerenkov 発光体としての Aerogel の特性を理解することができた。この二つのシステムを利用して、BeamCatcher のより詳しい研究が可能となり、また BeamCatcher 量産時の Aerogel 品質管理にも使用することができる。

また、このシステムを用いた Aerogel の透過率の測定からシミュレーションによりČerenkov 光量を予測する手法を確立できた。そこでシミュレーションを用いて BeamCatcher が要求される γ 検出効率と、中性子に対する不感性をもつための Aerogel の光学特性について考察した。

その結果、今回得られた特性であれば十分にバックグラウンドを抑制できることが確認された。また、性能を保つための Aerogel の品質の指標を得ることができ、実際の検出器建設時の留意点を明らかにした。

目 次

第 1 章　序論 **5**
1.1　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理 . . . 5
1.1.1　中性 K 中間子における間接的 CP の破れ . . . 5
1.1.2　小林益川 model . . . 7
1.1.3　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ . . . 8
1.2　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定実験の現状 . . . 9

第 2 章　KOPIO 実験 **11**
2.1　実験の概観 . . . 11
2.2　測定原理 . . . 11
2.3　ビーム . . . 14
2.4　KOPIO 検出器 . . . 15
2.4.1　崩壊領域 . . . 16
2.4.2　Preradiator . . . 16
2.4.3　カロリメーター . . . 17
2.4.4　荷電粒子 Veto . . . 19
2.4.5　Barrel Photon Veto . . . 20
2.4.6　Beam Catcher . . . 21

第 3 章　Beam Catcher **22**
3.1　Beam Catcher の役割 . . . 22
3.1.1　γ 検出効率 . . . 22
3.1.2　中性子不感性 . . . 23
3.2　Catcher のカレントデザイン . . . 23
3.2.1　Čerenkov 放射体としての Aerogel . . . 26
3.3　Aerogel における Čerenkov 発光 . . . 27
3.3.1　Čerenkov 発光の原理と特性 . . . 28
3.4　光学特性評価システム . . . 29

第 4 章　Aerogel 透過率測定システム **30**
4.1　セットアップ . . . 30
4.2　フィルターを用いた較正 . . . 31
4.3　Aerogel における光の散乱と透過率 . . . 32
4.3.1　Rayleigh 散乱 . . . 32
4.3.2　前方散乱 . . . 33
4.3.3　透過率の定義 . . . 36
4.4　透過率測定結果 . . . 37

4.4.1 タイプ毎の透過率 . . . 38
4.4.2 透過率 Position Dependence . . . 39
4.4.3 複数枚タイルの透過率 . . . 39
4.5 透過率測定のまとめと考察 . . . 41

第 5 章 Čerenkov 光量評価システム 42
5.1 ソレノイドスペクトロメーター . . . 42
5.1.1 ギャップ型 ソレノイド マグネット . . . 43
5.1.2 ソレノイドスペクトロメーター セットアップ . . . 45
5.1.3 電子軌道計算 . . . 47
5.1.4 ソレノイド磁場による電子の軌道概念 . . . 47
5.1.5 性能評価 . . . 49
5.2 Čerenkov 光量測定システムセットアップ . . . 56
5.2.1 使用した実験器具 . . . 56
5.3 測定手順 . . . 56
5.3.1 電子ビーム . . . 56
5.3.2 データ収集とその解析 . . . 58
5.4 GEANT3 を用いたシミュレーション . . . 60
5.4.1 Čerenkov 光量測定システム再現のためのパラメーター . . . 60
5.4.2 光量評価 . . . 62
5.5 Čerenkov 光量測定結果 . . . 62
5.5.1 屈折率の異なる Aerogel についての比較 . . . 62
5.5.2 透過率の異なる Aerogel についての比較 . . . 63
5.5.3 IY46 と SP50 . . . 63
5.5.4 Aerogel 複数枚測定 . . . 65
5.6 加速器電子ビームによる光量評価 . . . 65
5.6.1 セットアップ . . . 65
5.6.2 データ収集系とトリガーロジック . . . 66
5.6.3 測定データ&解析 . . . 66
5.6.4 ビームテストのまとめ . . . 69
5.7 補正係数 . . . 72
5.8 Čerenkov 光量測定のまとめ . . . 72

第 6 章 Beam Catcher の性能についての考察 73
6.1 Beam Catcher . . . 73
6.1.1 要求される性能 . . . 73
6.1.2 デザイン . . . 73
6.1.3 シミュレーション条件 . . . 73
6.2 Beam Catcher の性能評価 . . . 74
6.2.1 検出条件 Th(4,2) . . . 74
6.2.2 検出条件 Th(3,2) . . . 75
6.2.3 中性子による false veto の確率 . . . 80
6.3 Beam Catcher シミュレーションのまとめ . . . 81

第 7 章 Summary 82

第1章　序論

1964 年、V.Fitch , J.Cronin らによって K 中間子における CP 対称性の破れが発見されてから、CP 対称性の破れの起源とその大きさについての探求が素粒子物理学の主要なテーマの一つとなっている。この章では K 中間子における CP の破れと、稀崩壊モード $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理について述べる。

1.1　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

1.1.1　中性 K 中間子における間接的 CP の破れ

$K^0(d\bar{s})$(及び $\bar{K}^0(\bar{d}s)$) は強い相互作用によって作られる。K^0 と $\bar{K}^0$ のストレンジネスはそれぞれ+1 と-1 であり、強い相互作用ではストレンジネスは保存されるので $p\pi^- \to \Lambda(uds)K^0$ は存在するが、$p\pi^- \to \Lambda(uds)\bar{K}^0$ はおこらない。また K^0 は弱い相互作用によってストレンジネスを破って崩壊してど ちらも共に、例えば $\pi^+\pi^-$ に崩壊することができる ($|\triangle S| = 1$)。さらに K^0, $\bar{K}^0$ は共に電荷を持たないので、崩壊において区別することができず K^0 と $\bar{K}^0$ の線形結合が寄与する。(K^0- $\bar{K}^0$Mixing)

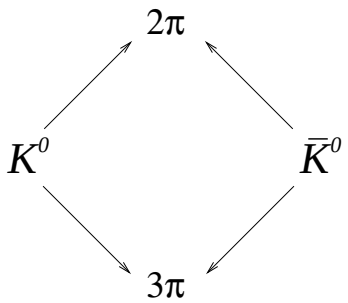


図 1.1: K^0- $\bar{K}^0$Mixing

(混合の過程は弱い相互作用の少なくとも二次の効果である)
CP 変換は任意の位相因子 η , η' を用いて次式でかける。

$$CP|K^0\rangle = \eta|\bar{K}^0\rangle \tag{1.1}$$
$$CP|\bar{K}^0\rangle = \eta'|K^0\rangle \tag{1.2}$$

$\eta = \eta' = 1$ と定義すれば、

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \tag{1.3}$$
$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \tag{1.4}$$

となる。ここで $|K^0\rangle$, $|\bar{K}^0\rangle$ は明らかに CP 固有状態ではないことがみてとれる。さらに K^0 と $\bar{K}^0$ の線

形結合として次のものをとる。

$$|K_1^0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \tag{1.5}$$

$$|K_2^0\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \tag{1.6}$$

すると、

$$CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle \ , \ \ CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle \tag{1.7}$$

であることがわかる。すなわち $|K_1^0\rangle$ と $|K_2^0\rangle$ はそれぞれ $CP = +1, -1$ の固有状態である。
生成過程によって区別される K^0 , $\bar{K}^0$ とはことなり、K_1^0, K_2^0 は崩壊の様式で区別される。例えば $2\ \pi$ と 3π の崩壊モードについて考えてみる。

$\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-$: π はボソンであるから軌道角運動量が 0 の基底状態では、波動関数は粒子の入れ換えに対して対称である。スピンを持たないため、C 変換と P 変換は同等となり $CP = 1$ である。

$\pi^+\pi^-\pi^0$: この崩壊における Q 値は $80\mathrm{MeV}$ と小さく、ほとんどが $l = 0$ つまり S 軌道であると考えられる。π^0 は $2\gamma(\mathrm{C}(\gamma)=+1)$ に崩壊するので $C = +1$ であり、擬スカラーゆえ $P = -1$、したがって $CP = -1$ である。$\pi^+\pi^-$ の CP は$+1$ であったから $\pi^+\pi^-\pi^0$ の 3 体系では $CP = -1$ であることがわかる。
$l > 0$ に対しては、$CP = +1, -1$ の両方とり得るが角運動量障壁によって強く抑制される。

$\pi^0\pi^0\pi^0$: ボーズ統計により、どの $2\pi^0\pi^0$ の間の軌道角運動量 l をとってきても偶数である。したがって π^0 と $\pi^0\pi^0$ の間の l も K のスピンが 0 であることから偶数となり、系全体のパリティは π^0 の固有パリティの積、つまり $P = -1$。π^0 は $C = +1$ なので、$\pi^0\pi^0\pi^0$ は l とは無関係に $CP = -1$ である。

2π 系は $CP = +1$、3π 系は $CP = -1$ であることがわかった。よって、弱い相互作用で CP が保存されているならば、K_1^0 は 2π 系に K_2^0 は 3π 系にそれぞれ崩壊するはずである。
$2\pi^0$ 崩壊、$3\pi^0$ 崩壊はそれぞれ異なる Q 値を持つので

$$K_1^0 \to \pi\pi(CP = +1) \quad Q = m_K - 2m_\pi \approx 220\ \mathrm{MeV} \tag{1.8}$$

$$K_2^0 \to \pi\pi\pi(CP = -1) \quad Q = m_K - 3m_\pi \approx 80\ \mathrm{MeV} \tag{1.9}$$

崩壊頻度が異なり、K_1^0 の方が崩壊しやすく寿命が K_2^0 よりも短い。実際の実験においても寿命の長いもの K_L^0 と短いもの K_S^0 が観測される。

$$\tau(K_L^0) \ = \ 5.17 \times 10^{-8}\mathrm{sec} \tag{1.10}$$

$$\tau(K_S^0) \ = \ 0.893 \times 10^{-10}\mathrm{sec} \tag{1.11}$$

長い間弱い相互作用において CP は保存される、つまり

$$K_S^0 \ = \ K_1^0 \tag{1.12}$$

$$K_L^0 \ = \ K_2^0 \tag{1.13}$$

であると考えられていた。

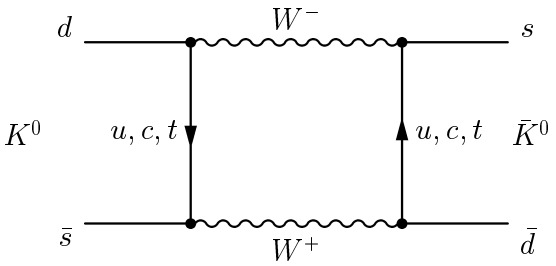


図 1.2: Box Diagram for $K^0 \to \bar{K}^0$

ところが 1964 年に J.H.Christenson , J.W.Cronin , V.L.Fitch[1] らによって寿命の長い K_L^0 が 2 つの π に崩壊する過程が発見された、すなわち弱い相互作用では CP が破れていたのである。これは、実際に観測される粒子 K_L^0 は CP の固有状態 (K_2^0) になく、わずかに K_1^0 が混じったものであるため、この K_1^0 成分の寄与によって $K_L^0 \to \pi\pi$ が起こると説明することができる。

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|K_2^0\rangle + \varepsilon|K_1^0\rangle) \tag{1.14}$$

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}}(|K_1^0\rangle - \varepsilon|K_2^0\rangle) \tag{1.15}$$

ここで ε は CP の破れの量を表す量で、

$$|\varepsilon| = (2.284 \pm 0.014) \times 10^{-3} \tag{1.16}$$

という値が最新の結果である [2]。このように混合 (図 1.2) によって起こる CP の破れを、間接的 CP の破れという。CP の破れの度合いは普通崩壊振幅の比で表される。

$$|\eta_{+-}| = \frac{A(K_L^0 \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} = (2.288 \pm 0.014) \times 10^{-3} \tag{1.17}$$

$$|\eta_{00}| = \frac{A(K_L^0 \to \pi^0\pi^0)}{A(K_S^0 \to \pi^0\pi^0)} = (2.276 \pm 0.014) \times 10^{-3} \tag{1.18}$$

$$|\eta_{00}/\eta_{+-}| = 0.9950 \pm 0.0008 \tag{1.19}$$

$|\eta_{00}/\eta_{+-}| \neq 1$ という実験事実は CP の破れが、間接的な破れだけでは説明できず、直接的な CP の破れも存在することを示している。

1.1.2 小林益川 model

CP の破れは現在標準理論と呼ばれている理論で説明可能である。標準理論の描像において、直接的 CP の破れは Cabbibo , Kobayashi , Maskawa によって提唱されたクオーク混合と関連づけられる。この理論においてクオークが 3 世代あるということは、弱い相互作用が本質的に CP の破れを含むことになる。

弱い相互作用における荷電カレントは次のようにかける。

$$J^\mu = \begin{pmatrix} \bar{u} & \bar{c} & \bar{t} \end{pmatrix} \frac{\gamma^\mu(1-\gamma^5)}{2} U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.20}$$

小林と益川によって導入されたこの行列 U(小林益川行列) はアップタイプとダウンタイプのクオークの結合を示し、弱い相互作用の固有状態と質量の固有状態とが異なっていることを表している。

$$U = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.21}$$

U は 3×3 のユニタリー行列である。3 つのオイラー角 (回転角) と 1 つの複素位相の 4 つのパラメーターを用いて表され、この複素位相が CP の破れを作りだす。

ここで、この行列を Wolfenstein 表示で書き直すと、下のようになる。

$$U = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \tag{1.22}$$

η が CP の破れを担うパラメータであり、この η を決定することが今日の素粒子物理学の主要なゴールのひとつとなっている。

1.1.3 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の観測は η を決定する上で非常に優れた手段である。この崩壊の最低次のファインマン図を図 1.3 に示す。

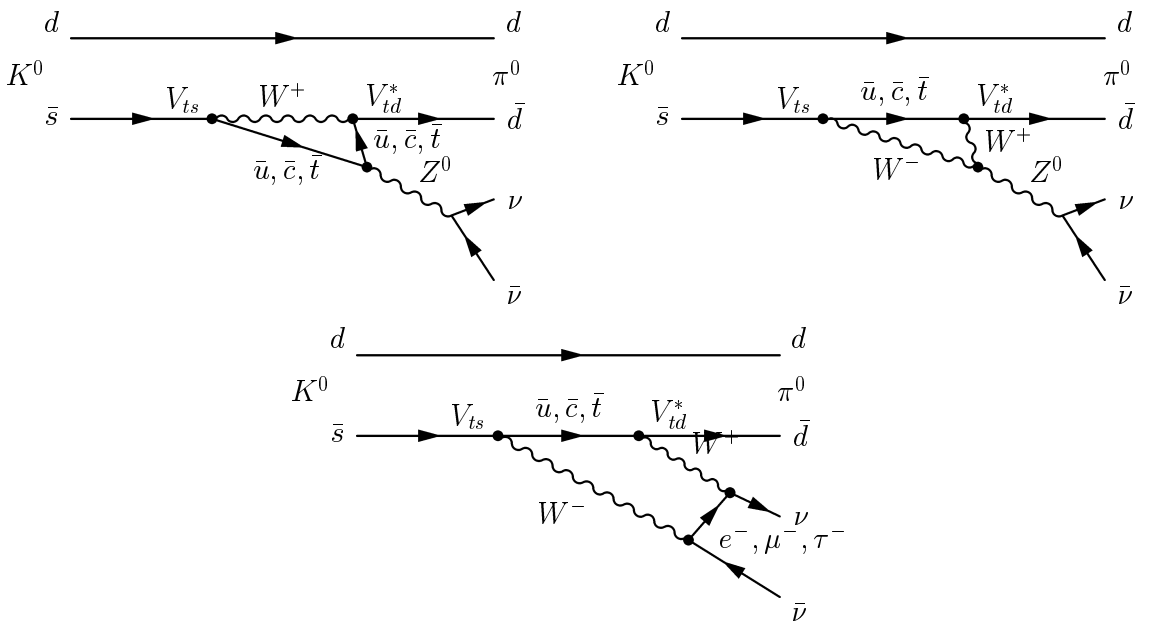


図 1.3: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 最低次のファインマン図

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の崩壊振幅は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} A(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) &= \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon^2}}[A(K_2^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) + \varepsilon A(K_1^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu})] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+\varepsilon^2)}}[(1+\varepsilon)A(K^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) - (1-\varepsilon)A(\bar{K}^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu})] \end{aligned}$$

ファインマン図 1.3 のループにおいて t クオークの寄与が最も大きく、ヴァーテックス部分で V_{ts} と V_{td} が入り込むので、

$$A(K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \approx 2i\eta \tag{1.23}$$

となる。したがって $K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ の分岐比は η^2 に比例するので、この崩壊の分岐比を測定することで η を決定することが可能となる。

小林益川行列 U のユニタリー性から $U^\dagger U = \mathbf{1}$ であり、この単位行列の非対角成分は 0 であることから、

$$V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0 \tag{1.24}$$

となる。$\lambda \approx 0.22$ より λ の 3 次までとって $V_{ud} = 1 - \frac{\lambda^2}{2} \approx 1$ とすれば、

$$V_{ub}^* - \lambda V_{cb}^* + V_{td} = 0 \tag{1.25}$$

式 1.25 のように書き表すことができるので、この式から $\rho - \eta$ 平面において図 1.4 のようなユニタリー三角形と呼ばれる三角形を描くことができる。ここで $K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊の探索実験はユニタリー三角形の高さ

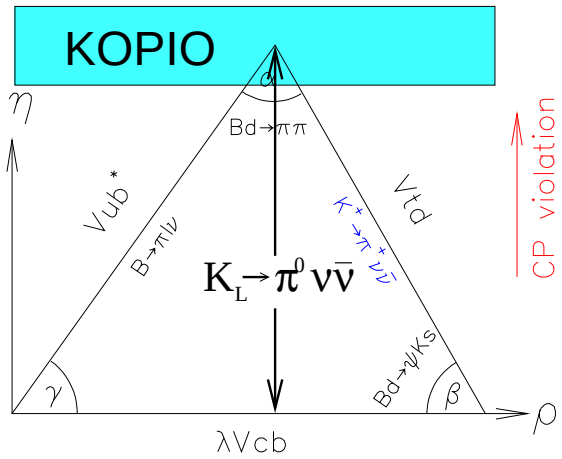


図 1.4: ユニタリー三角形.$K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 探索実験は三角形の高さを求める実験である.

を測る実験ということになる。標準理論からの予測値は

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) = (3.1 \pm 1.3) \times 10^{-11} \tag{1.26}$$

となっている。

この崩壊モードにおけるハドロン行列要素は、よく測られている $K^+ \to \pi^0 e^+ \nu$ の行列要素とアイソスピン対称であり、アイソスピン対称の小さな破れについても計算されているので理論的不定性がとても小さく、分岐比 $(K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu})$ で数%の不定性となっている。また、図 1.3 において、中間状態に標準理論にない粒子が飛ぶような場合にはこの予想された分岐比からずれ得る。すなわち標準理論を越える物理に関しても感度がある実験といえる。

1.2 $K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 測定実験の現状

前節から $K_L^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ の分岐比測定は標準理論の精密な検証をするためにとても有力な方法であることがわかった。

しかし、分岐比が $\sim 10^{-11}$ ととても小さく、また終状態で観測可能な粒子が π^0 からの γ のみであり、バックグラウンドの多い非常に難しい実験である。

図 1.5 は $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定実験の歴史を表しており、標準理論の予測値には未だ届いていない。KOPIO 実験は世界で初めてイベント感度が理論値を上まわり、イベント発見能力のある実験である。

現在のこのモードの分岐比の上限値を決めているのは、KTeV 実験による Dalitz 崩壊 $\pi^0 \to \gamma e^+ e^-$ を使った解析によるもので $B(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) < 5.9 \times 10^{-7}$ である。([3] 参照)

また、E391a 実験は現在進行中の実験である。KEK の 12 GeV 陽子シンクロトロン (PS) を用いて K_L^0 を生成し、$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ イベントの同定を $\pi^0 \to \gamma\gamma$ による 2 つの γ のみが存在するという条件で行なう。

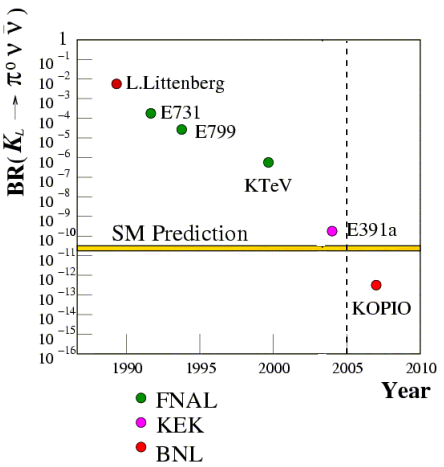


図 1.5: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 測定実験の歴史。実験感度が年と共に上がってきているが、いまだ標準理論の予想値までは届いていない。KOPIO 実験は初めてイベント発見能力のある実験である。

第2章　KOPIO実験

2.1　実験の概観

KOPIO 実験はアメリカ合衆国 Brookhaven National Laboratory(BNL) で予定されている、$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の探索実験である。世界で始めてイベント発見能力のある実験で、S/N 比 2 で 40 イベントの観測を目標としている。標準理論からの予測値は $B(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}) = 3 \times 10^{-11}$ である。

2.2　測定原理

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ イベントの同定は終状態に観測可能な粒子として π^0 から崩壊した 2 つの γ のみが存在し、それ以外には何もないという条件で行なわれる。K_L^0 の崩壊モードのうち 34 % が π^0 を作りだすため、それらの崩壊で π^0 以外の粒子を検出し損なうとバックグラウンドになる。すなわち、 バックグラウンド源がシグナルイベント $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に対してオーダーで 10 大きいことになる。他にも、中性ビーム中に存在する中性子と K^0 が崩壊領域の残留ガスと相互作用してハイペロンを生成し、例えば $\Lambda \to \pi^0 n$ 等の崩壊でバックグラウンドとなり得る。

これらバックグラウンドを排除するため、崩壊領域を高真空 (10^{-7} Torr) に保つと共に、余分な粒子を完全に veto する必要がある。そのため高い検出効率をもつ veto カウンターで崩壊領域を完全に覆い、さらに様々な運動学的カットにより効果的にバックグラウンドを除去する。この運動学的カットのため、KOPIO 実験で

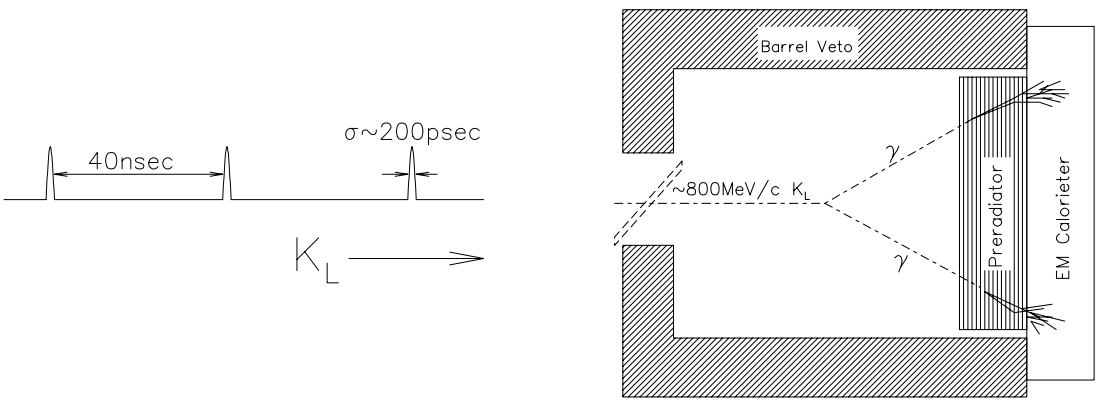


図 2.1: KOPIO コンセプトイメージ

は陽子ビームに鋭い時間構造を持たせ、K_L^0 の生成時刻と崩壊時刻を測定し Time Of Flight(TOF) 法によって K_L^0 の運動量を測定する。これによって K_L^0 の静止系に変換することが可能となる。加えて Preradiator 及びカロリメーターで π^0 の崩壊で生成する γ の角度、時間、エネルギーを測定し、ビームを薄い平面形状にすることで崩壊点を限定する。これらの情報を用いて、最大のバックグラウンド源である $K_L^0 \to \pi^0\pi^0(K_{\pi 2})$ も以下のように効率的に排除することができる。

$K_{\pi 2}$ イベントは $\pi^0\pi^0 \to \gamma\gamma\gamma\gamma$ への崩壊のうち、二つの γ を検出し損なうことでバックグラウンドとなるが、このバックグラウンドは 2 つにわけることができる。

even pairing:　1 つの π^0 の崩壊からの 2 つの γ を観測する

odd pairing:　2 つの π^0 からそれぞれ 1 つの γ を観測する

$K_{\pi 2}$ は 2 体崩壊であるため、K_L^0 静止系において π^0 のエネルギー $E^*_{\pi^0}$ は単色となる。したがって even pairing はこのエネルギー領域をカットすることで排除することができる (図 2.2 参照)。odd pairing に対し

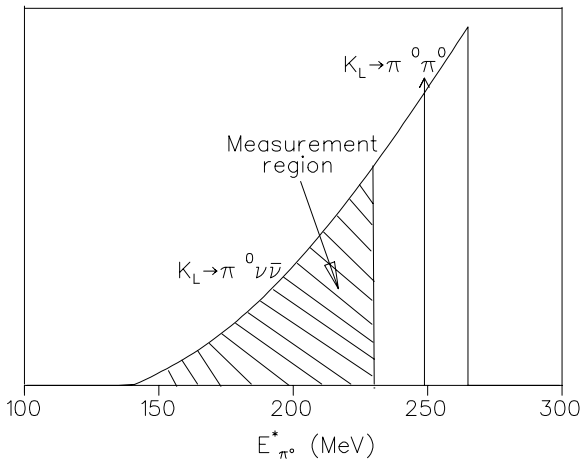


図 2.2: K_L^0 静止系における π^0 のエネルギースペクトル

ては 2 つの γ から組んだ質量 $M_{\gamma\gamma}$ が広範囲に拡がるため、これに π^0 の質量を要求すること ($M_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$) で効果的に排除することができる。

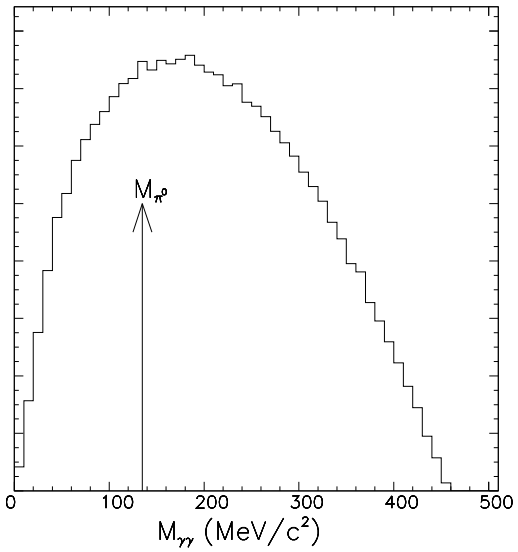


図 2.3: odd pairing の質量スペクトラム ($M_{\gamma\gamma}$)

また、K_L^0 静止系における γ のエネルギーの差 $|E^*_{\gamma 1} - E^*_{\gamma 2}|$ と π^0 のエネルギー $E^*_{\pi^0}$ の関係 (図 2.4) を用いてさらに効果的に $K_{\pi 2}$ バックグラウンドを抑えることができる。

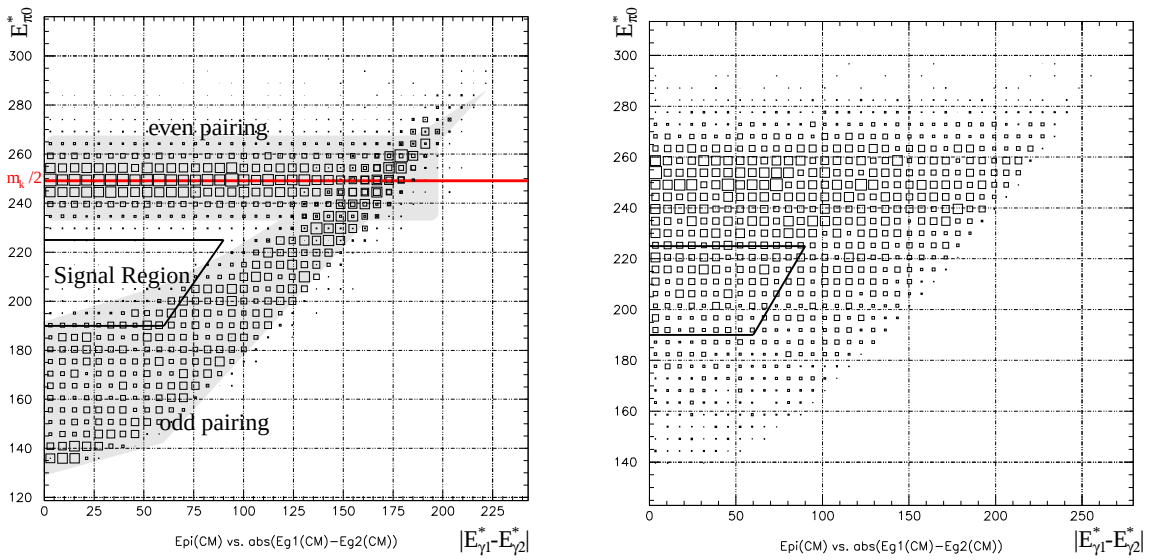


図 2.4: $E^*_{\pi^0}$ vs$|E^*_{\gamma 1} - E^*_{\gamma 2}|$ の分布。左が $K_{\pi 2}$、右が $K^0_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に対するもの。実線領域がシグナル領域となる。

2.3 ビーム

図 2.5: AGS

KOPIO 実験は BNL の Alternating Gradient Synchrotron(AGS) からの 25.5GeV/c 大強度陽子ビームを用いる。この陽子ビームは、遅い取り出しで AGS から 5.3 秒毎に 2.3 秒のスピルで取りだされ、前述した K_L^0 の TOF 方による速度測定のために幅 200ps、25MHz という鋭い時間構造 (microbunch) をもたせる。TOF の精度を上げるため、ターゲットからの中性ビームの取り出し角を 42.5° で行ない、0.65GeV/c にピークをもつ 0.4GeV/c∼1.3GeV/c の低速 K_L^0 を用いる。1 スピルあたり 10^{14} の陽子がターゲットに衝突し、42.5° の取りだしによって K_L^0 が 3.7×10^8/スピル、中性子が 4.5×10^{10}/スピルのビームとなる。また中性ビームは垂直方向に 4mrad、水平方向に 100mrad という非常に薄い平面形状となっており、これによって崩壊点に縦方向の制限を与える。

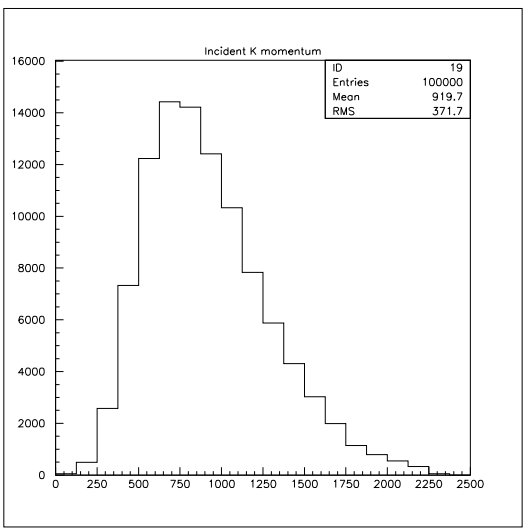


図 2.6: 45° 取り出しによる K_L^0 の運動量分布

2.4 KOPIO 検出器

KOPIO 検出器の全体図を図 2.7 に示す。崩壊領域を覆う荷電粒子 veto、Barrel Photon veto、γ の方向、時間、エネルギーを測定する Preradiator、カロリメーター、下流荷電粒子 veto、そして最下流におかれる γ veto 検出器である Beam Catcher からなる。以下では各検出器の性能及び役割について簡単に述べる。

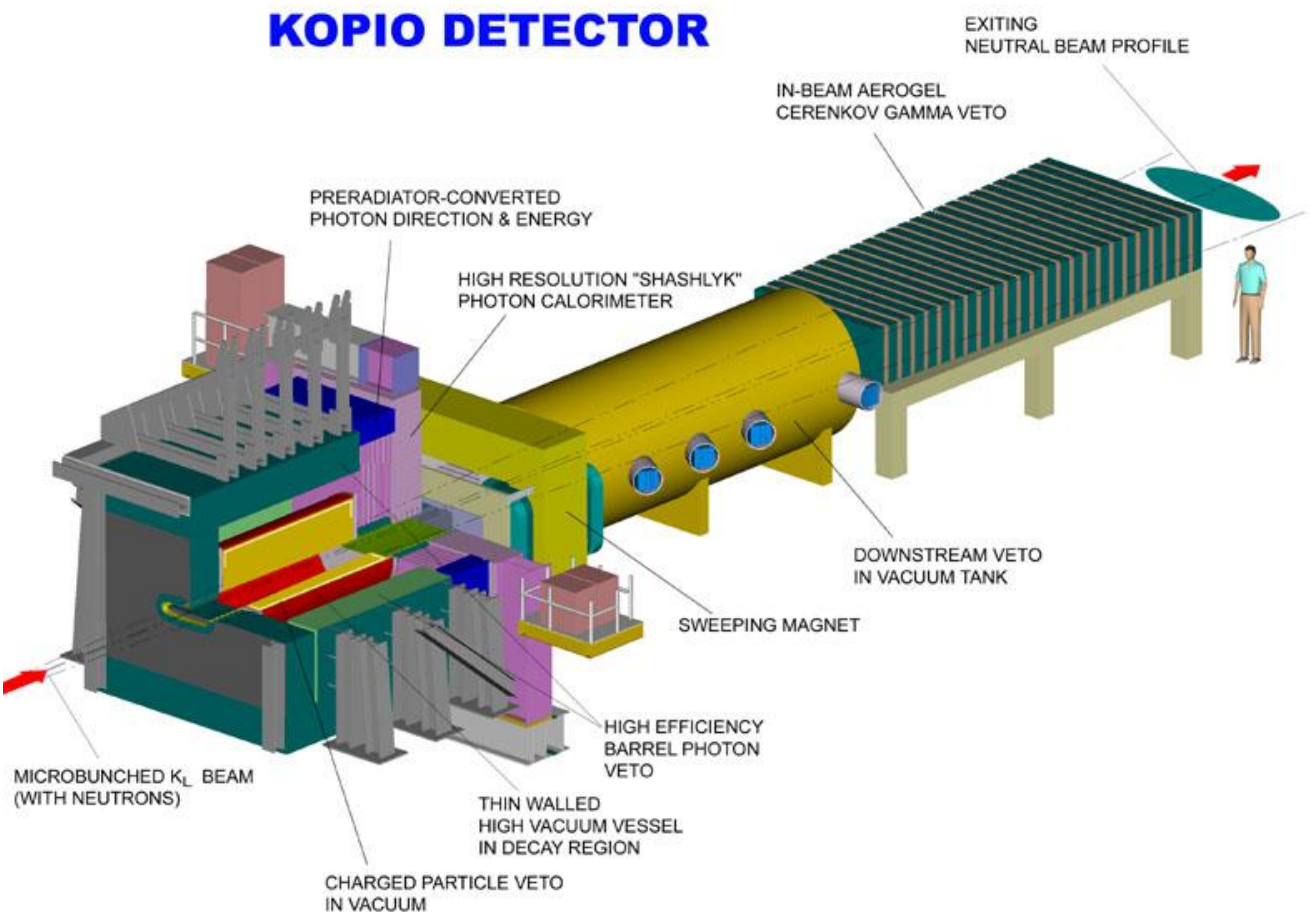


図 2.7: KOPIO Detector 全体図

2.4.1 崩壊領域

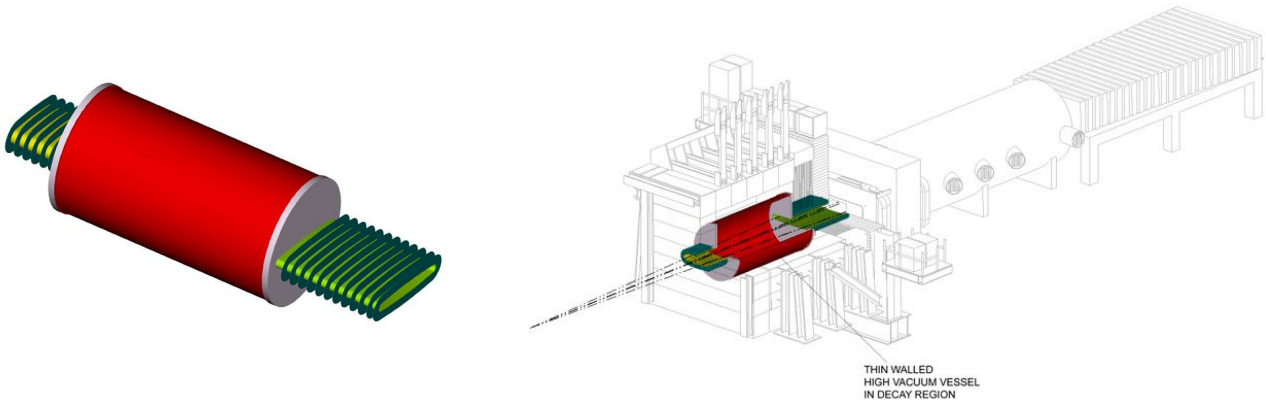


図 2.8: 崩壊領域拡大図 (左) と KOPIO 検出器全体における位置 (右)

中性ビーム中の中性子や K^0 が残留ガスとの相互作用で π^0 を作りだす危険性を十分下げるため、崩壊領域は 10^{-7}Torr という高真空に保たれる。

2.4.2 Preradiator

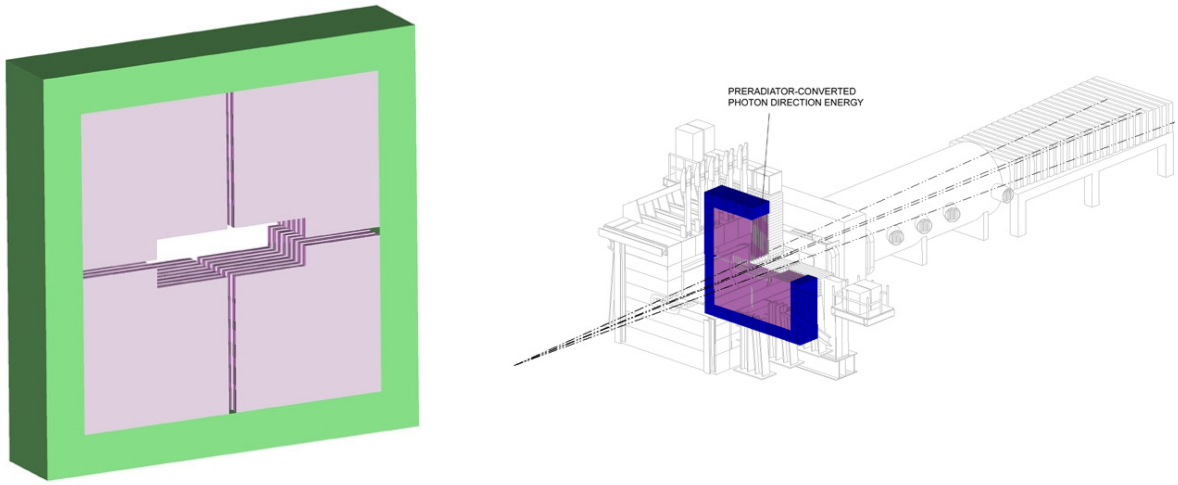


図 2.9: Preradiator 拡大図 (左) と KOPIO 検出器全体における位置 (右)

KOPIO 実験において特徴的なことの一つは、Preradiator(以下 PR) とカロリメーターを用いて γ 線のエネルギーと方向そして時間を測るということである。これと TOF 法を用いた K^0_L の運動量の測定によって積極的なシグナルの同定を可能にし、2 つの γ からの質量再構成 ($m_{\gamma\gamma}$) や重心系での π^0 の運動エネルギー ($E^*_{\pi^0}$) などの運動学的制限を用いて効果的にバックグラウンドを抑えることができる。すなわち、KOPIO 実験の生命線とも言える検出器である。

PR の要求されている性能としては

γ 角度分解能 : 25 mrad

γ 測定効率: $0.7(\approx 2\ X_0)$

時間分解能 : 0.2 ns

シャワー位置分解能 : 0.45 cm

が挙げられる。位置の精密な測定をする場合、クーロン多重散乱によってその精度は制限され γ によって生じたシャワーの後半はゆがめられてしまう。そこで PR では最初の $\gamma \to e^+e^-$ が生じた所から後方数層のみの情報から、 γ の方向を測定する。

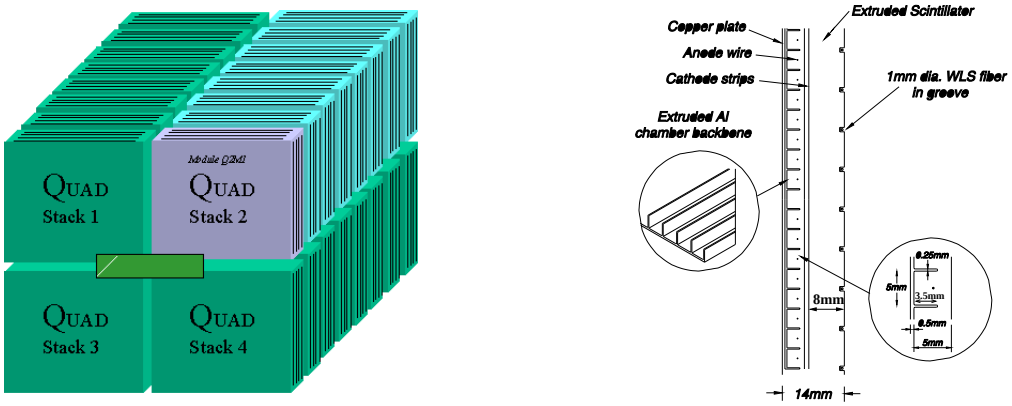


図 2.10: Preradiator 全体図 (左):PR は大きく 4 つの部分 (Quadrant) に分けられる. 中央部分がビームパイプ. 1 レイヤー断面図 (右): 銅の γ コンバータ , アルミニウムチャネルを利用したドリフトチェンバー , プラスチックシンチレータの 3 つの部分からなる.

PR は図 2.10 のように 4 つの部分に分けられており、それぞれ 2.5m × 2.5m の大きさを持つ。その 2.5m × 2.5m のうち、内側の 2m × 2m には荷電粒子の X-Y 方向の位置を測定するドリフトチェンバー、0.1mm 厚-銅の γ コンバーター、エネルギーと時間情報を測定するプラスチックシンチレーターの 3 つを 1 セットとして z 方向に合計 64 層置かれる。その外側はドリフトチェンバーの代わりに 1mm 厚の鉛プレートを用いて γ 検出効率をあげ、γ の veto のみに使われる。PR の構成要素を表 2.1 にまとめる。

表 2.1: PR の構成パラメータ

Units	数	大きさ	Radiation Length (X_0 along Z)
Quadrant	4		
アセンブリ全体		2.5m×2.5m×1.1m	14.9 (外側 0.5m)
チェンバーを持つ層		2.0m×2.0m×1.1m	2.2
モジュール	1 quadrant につき 8 モジュール	厚さ 13 cm	0.28
レイヤー	1 モジュールにつき 8 レイヤー	厚さ 1.39 cm	0.035

2.4.3 カロリメーター

カロリメーターは Preradiator の後方 $5.5 \times 5.5m^2$ の領域をカバーし、Preradiator と共に γ のエネルギーと時間を測定する。精密なエネルギー測定のために十分な放射長が必要とされるが、放射長が $2X_0$ である

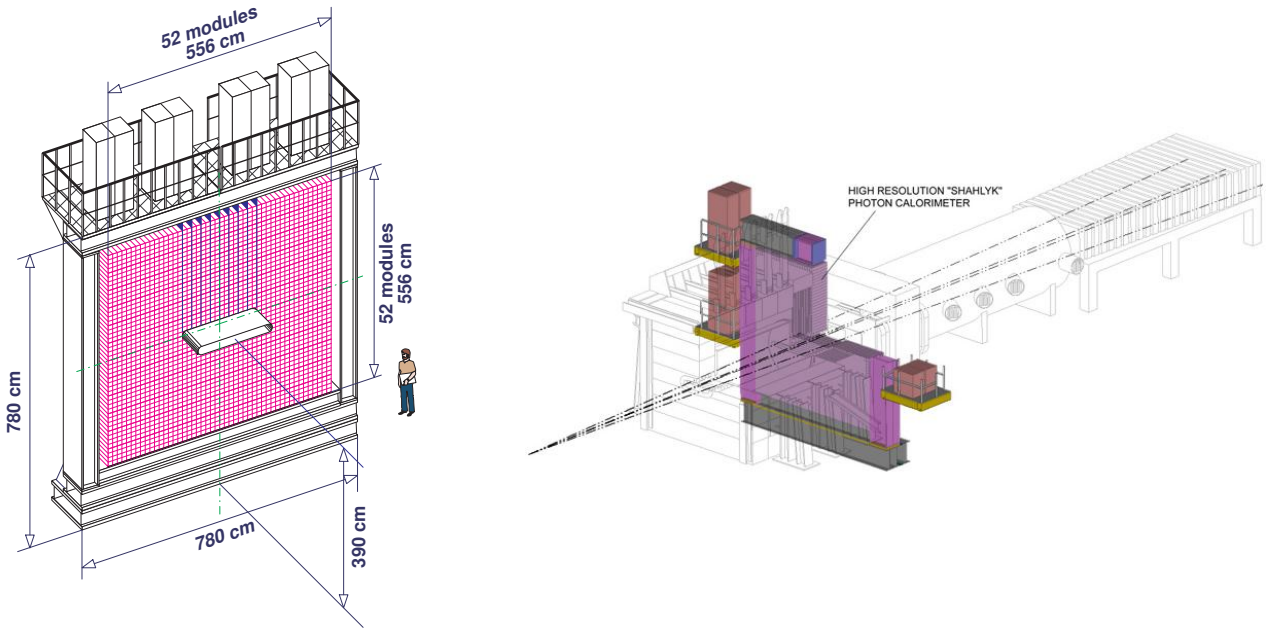


図 2.11: カロリメーター拡大図 (左) と KOPIO 検出器全体における位置 (右)

Preradiator でコンバージョンが起こるためカロリメーターが測定するのは 2 次粒子の γ や電子 (陽電子) である。したがって granularity はそれほど要求されない。そこでカロリメーターは 110mm×110mm の断面積を持つ図 2.12 のようなモジュールを、$5.5\times5.5\mathrm{m}^2$ の範囲に敷きつめる (図 2.11 左参照)。このモジュールは Shashlyk タイプと呼ばれ、0.275mm 厚の鉛シートと 1.5mm のシンチレーターのサンドイッチ構造 (300 レイヤー) となっており、読み出しのための波長変換ファイバー (Wavelength Shifting Fiber) がこれらの層をつらぬく形になっている。

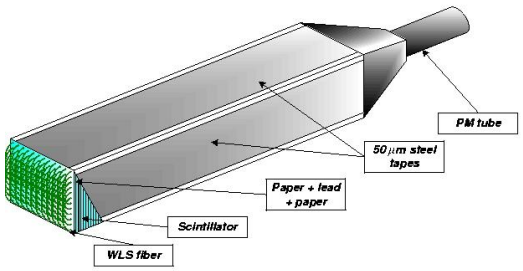


図 2.12: Shashlyk モジュールのイメージ

要求されている性能を以下に示す。

- 時間分解能: ≤ 100 ps/ $\sqrt{E(GeV)}$.
- エネルギー分解能: $\leq 3.5\%/\sqrt{E(GeV)}$.
- γ 検出効率: $\geq 99.99\%$
- Granularity: $\sim$10 cm.
- 放射長: $16.0X_0$ (Preradiator を含めると $18.0X_0$)

- カロリメーターの全体の大きさ:5.5×5.5 m^2

2.4.4 荷電粒子 Veto

荷電粒子 Veto 検出器は図 2.13 のように崩壊領域内部 (10^{-3}Torr) に置かれ、以下に挙げられるような崩壊モードの荷電粒子を veto しバックグラウンドの同定を目的としている。

veto すべぎ崩壊モード と、バックグラウンド となる条件

- $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0 \ \ (K_{\pi 3})$
  - π^+とπ^- を検出し損なう
- $K_L^0 \to e^+\pi^-\nu\gamma \ \ (K_{e3\gamma})$
  $\hookrightarrow \gamma$
  - e^+ が制動輻射や対消滅により γ を生成し、π^- を検出し損なう
- $K_L^0 \to e^+\pi^-\nu \ \ (K_{e3})$
  $| \quad \hookrightarrow \pi^0$
  $\hookrightarrow \gamma$
  - e^+ が制動輻射や対消滅により γ を生成し、π^- は $\pi^- p \to \pi^0 n$ の反応を介して π^0 を生成する。すると $\pi^0 \to \gamma\gamma$ より、計 3 つの γ が生成し得る。このうち 1 つの γ を検出し損なえばバックグラウンドとなる

この検出器は内側 2 層が 1.5mm 厚、外側が 5mm 厚のプラスチックシンチレーター三層からなり、波長変換ファイバーで読みだす。荷電粒子に対して 99.99%以上の検出効率を要求されている。

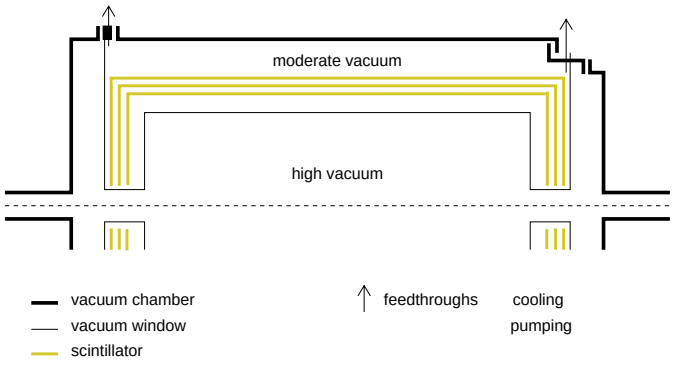


図 2.13: 荷電粒子 Veto 検出器略図. 崩壊領域内側の高真空領域 (10^{-7}Torr) と隔てられた比較的真空度の低い領域 (10^{-3}) に置かれる.

2.4.5 Barrel Photon Veto

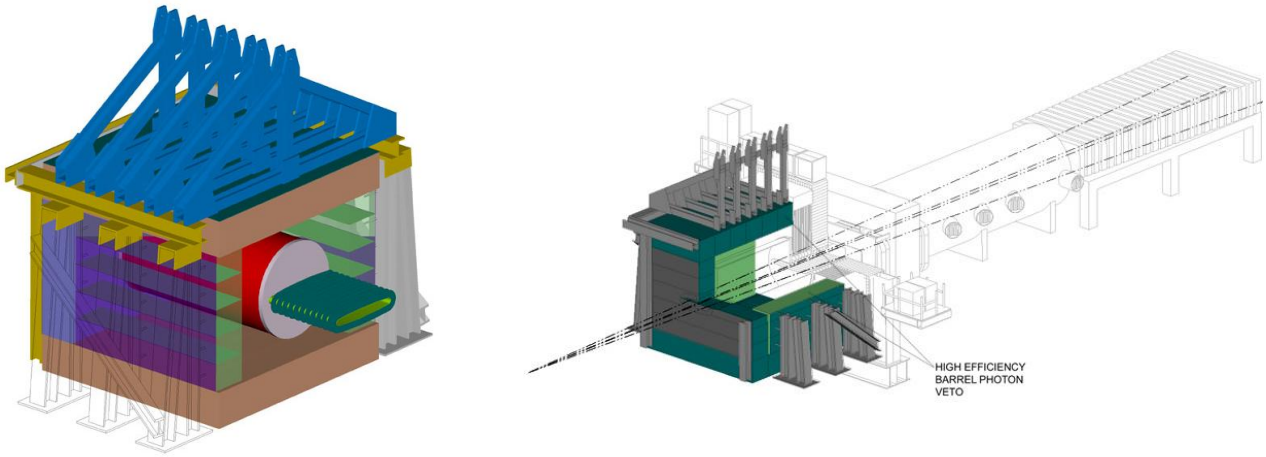


図 2.14: Barrel Photon Veto 拡大図 (左) と KOPIO 検出器全体における位置 (右)

Preradiator、カロリメーターの情報から、π^0 の再構成によって効果的にバックグラウンドを落すことはできるがそれでもなお、十分な量のバックグラウンドを除去するためには γ に対して 0.9998 以上の高い検出効率が必要とされる。

そこで図のような鉛とシンチレーターを用いた Shashlyk タイプの検出器 (読みだしは波長変換ファイバー) で崩壊領域を完全に覆い、γ を veto する。検出効率を上げるため、1 つのモジュールの厚さを $18X_0$ 程度にし確実に γ をコンバートさせる。

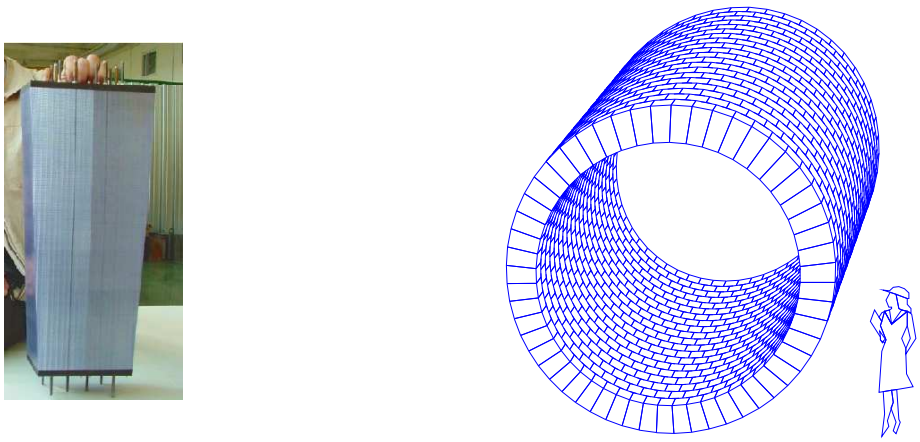


図 2.15: Barrel Photon Veto(BPV):左は鉛とシンチレータを用いた Shashlyk タイプ検出器のプロトタイプの写真. 右は 1080 の Shashlyk モジュールからなる BPV イメージ. 内径 3.2m, 長さ 4m

表 2.2: BPV の期待される性能

Parameter	Value
γ 不感率	1.5×10^{-4}
π^0 不感率	$\sim 10^{-8}$
$\sigma_E/\sqrt{E(GeV)}$, %	5.0
位置分解能, cm	3–4

2.4.6 Beam Catcher

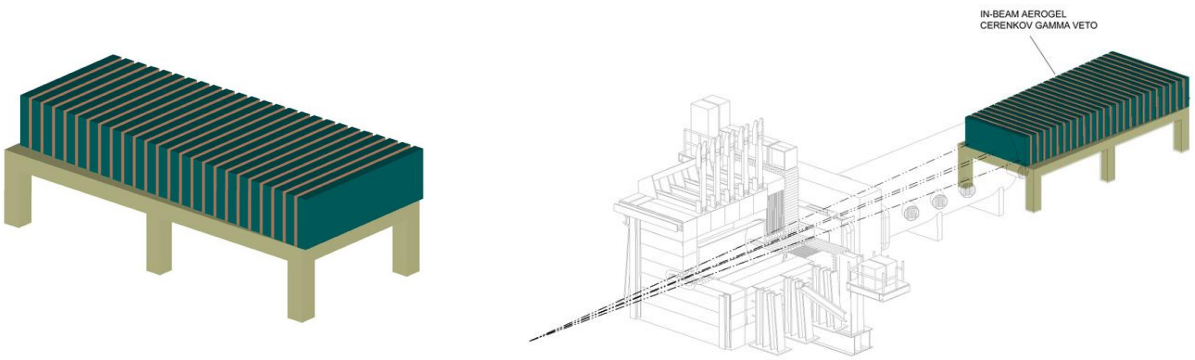


図 2.16: Beam Catcher

Beam Catcher はビームホール中を抜けて来た γ を検出するための検出器である。大強度の中性粒子中に置かれるため γ には高い検出効率を持ちながら、中性子や K_L^0 等の粒子に対しては不感である必要があり、非常に挑戦的な検出器である。上記要求を満たすため Aerogel と鉛コンバータを用いたČerenkov 閾値型検出器を分散配置する。Beam Catcher については第 3 章で詳しい説明をする。

第3章　Beam Catcher

ここではKOPIO実験において我々が担当しているBeam Catcherについての詳しい説明をして、Čerenkov放射体として使用するAerogelの光学特性の重要性について述べる。

3.1　Beam Catcherの役割

Beam Catcher(以後 Catcher) は崩壊領域で検出されずにビームホール中を逃れてきた γ を veto するための検出器である。メイン検出器 (カロリメーターの端) からおおよそ 12 m 下流に置かれ、ビーム (Catcher 前面で幅 2.6 m, 高さ 10 cm になっている) を覆うように幅約 4 m、高さ約 30 cm の大きさを持つ。Catcher のデザインにおいて難しい点は、γ に対する高い感度を保ちながらビーム中に存在する中性子や K_L^0 などの中性粒子に対しては不感であるという相矛盾する性能を現実する点にある。もし中性粒子に対する感度が高ければ、中性子によるイベントを K_L^0 由来の γ と誤って検出し、シグナルイベント ($K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$) まで veto する (false veto) 可能性が高まってしまう。

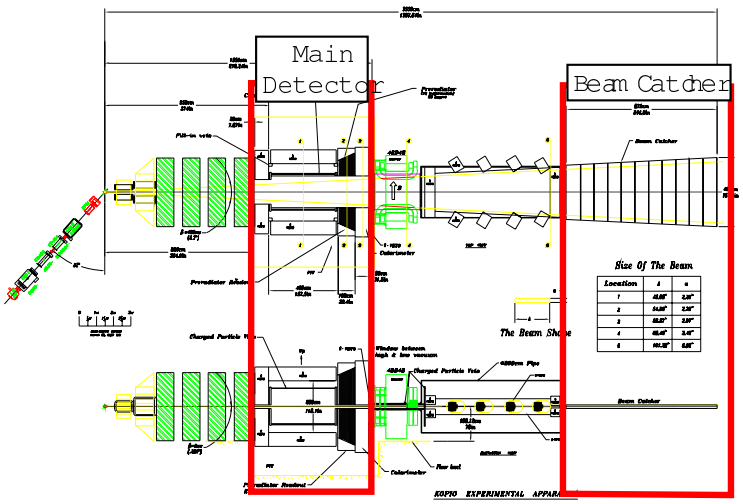


図 3.1: KOPIO 検出器の平面図と側面図. Beam Catcher は崩壊領域から 12m の距離にある.

3.1.1　γ 検出効率

図 3.2 に Catcher が検出しなければならない γ のエネルギースペクトルを示す。この図に揚げた γ スペクトルは $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 由来のもので、第 2 章で述べた運動学的カットと Catcher 以外の veto を適用した後のスペクトルである。これよりバックグラウンドとなる γ のほとんどは odd-pairing で 300MeV 以上のものであることがわかる。詳しいシミュレーションの結果、バックグラウンドを抑え、S/N をよくするため、300MeV 以上の γ に対して 99% 以上の検出効率が要求されている。この時 Catcher の γ 不感率によって生

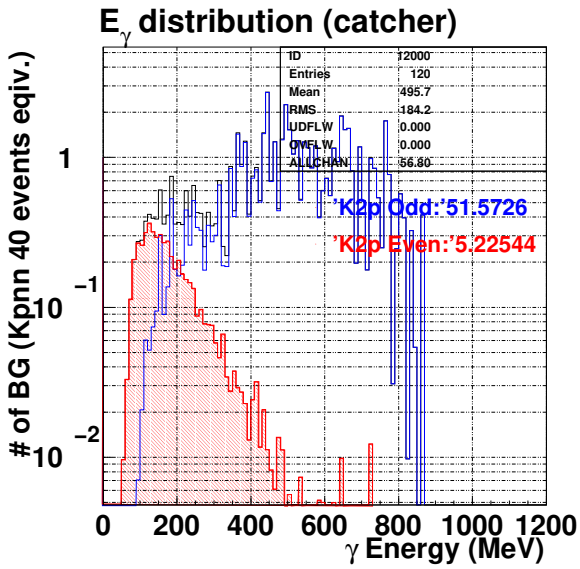


図 3.2: $K_{\pi 2}$,even(赤ハッチ) と odd(青) からの γ エネルギー分布; 縦軸はカット後の期待されるバックグラウンド数を示しており , 崩壊する K_L^0 の数を $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ イベントが 40 となるようにスケールしてある.

じるバックグラウンド数はシグナル 40 イベントに対して、2 イベント程度になる。

3.1.2 中性子不感性

Catcher は γ に対する高い検出効率を持つと同時に、ビーム中の中性子を γ と誤って検出し veto する確率を低く抑えるため、中性子に対して不感であることが要求されている。1 マイクロバンチあたりに Catcher にやってくる中性子数は約 670 個であり、図 3.3 にそのエネルギースペクトルを示す。中性子が γ と誤認される過程のうち最も寄与が大きいものは、中性子が物体中で反応し π^0 を生成する過程である。従って、中性子のスペクトルも考慮した場合、最も大きな寄与となるのはエネルギーが π^0 閾値を越える 0.8GeV 付近の中性子であると予想される。なお、この事は実際の検出効率 (第 6 章参照) を用いた計算においても確認されている。そこで、誤りの veto 確率を低く抑えるため 0.8GeV 付近の中性子に対して 0.3% 以下の不感性が要求されている。

3.2 Catcher のカレントデザイン

これらの要請を満たすため、我々は Aerogel を利用した Čerenkov 閾値型検出器を分散配置するデザインを考案した (図 3.4 左参照)。Beam Catcher は図 3.5 のような配置で並べられた 420 個のモジュールからなる。各モジュールは 2mm 厚鉛シートと、Čerenkov 発光体である Aerogel(n $\approx$ 1.05)、平面鏡、Winston cone 型集光ファネル、5 インチ PMT から構成されている (図 3.4 右参照)。γ 線は鉛で e^+e^- ペアに変換し、Aerogel 内で電子から生じたČerenkov 光を平面鏡と Winston cone ファネルによって集光する、そして、その光を上部に取りつけてある 5 インチ PMT を用いて検出するというデザインになっている。表 3.1 に Catcher の各種パラメーターをまとめる。

低屈折率の Aerogel を用いることで、Čerenkov 閾値を高くすることができ ($n = 1.05 \to \beta_{th} \approx 0.952$)、中性子の反応によって生じた、重く、遅い粒子に対いする感度を低くすることができる。 また、上流から

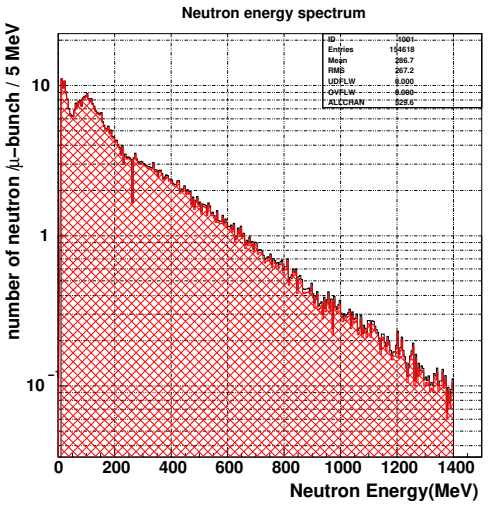


図 3.3: ビーム中に含まれる中性子のエネルギースペクトル. 縦軸は Catcher にやってくる 1 マイクロバンチあたりの中性子数

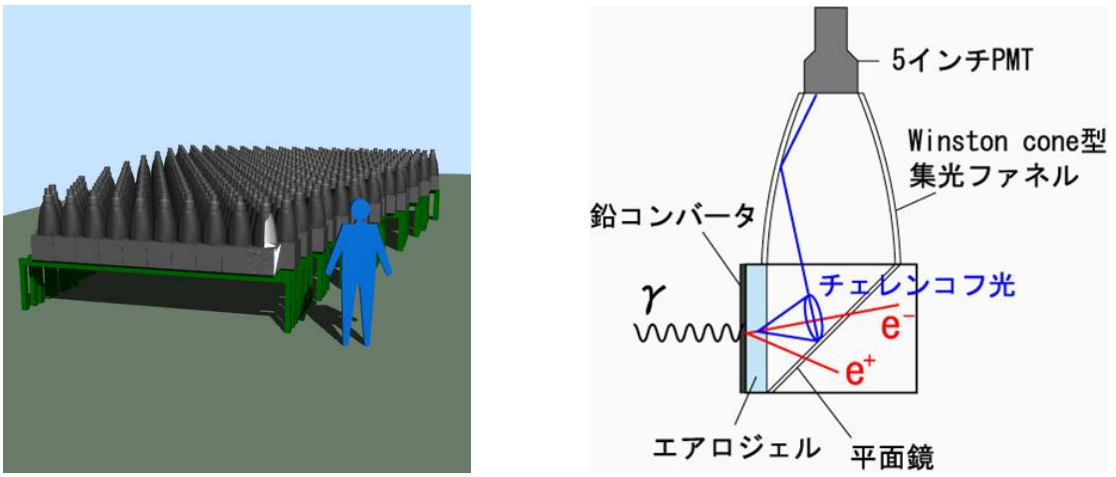


図 3.4: BeamCatcher 配置イメージ (左) と , Catcher シングルモジュールコンセプトイメージ (右) , Winston cone 型とは off-axis のパラボラ回転体である

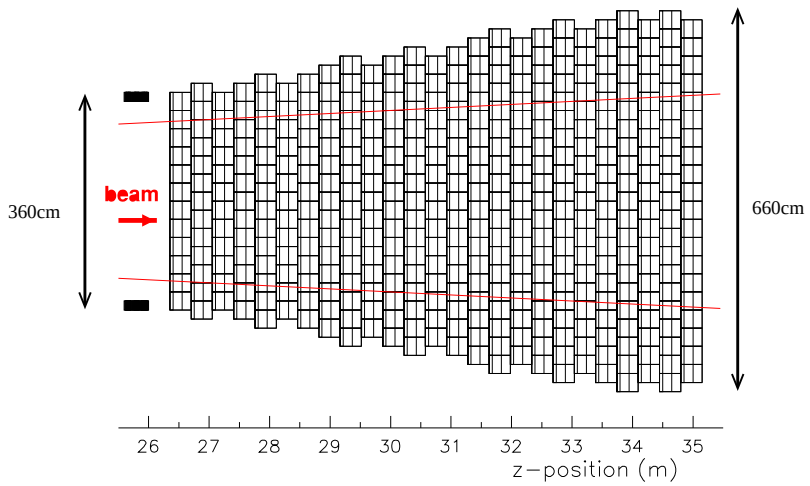


図 3.5: Catcher 分布とビーム領域. 上下の赤線で挟まれた部分がビーム領域で, ビームは左から右に向う. 全モジュール数 420, レイヤー数は 25, レイヤー間隔 35cm である.

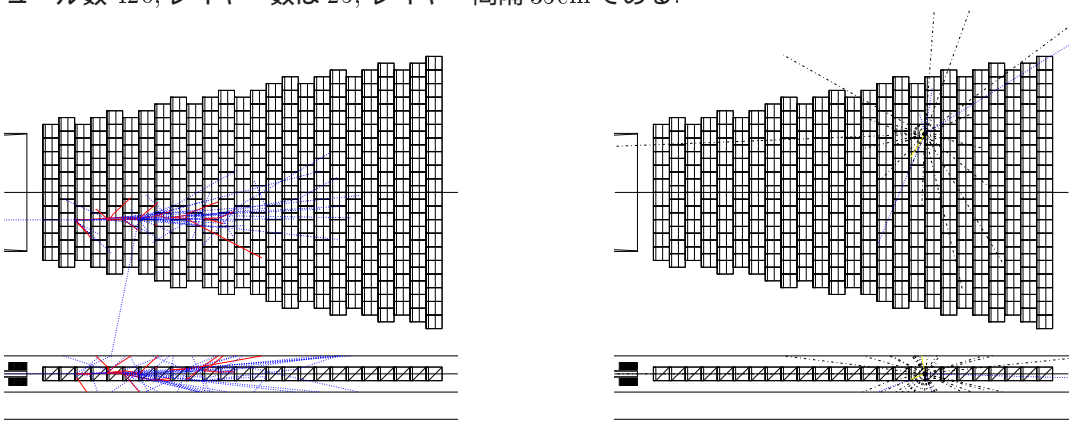


図 3.6: 左:シミュレーションを用いた γ に対するイベントディスプレイ. 上が平面図で下が側面図となっている. 青い点線が γ, 赤い実線が電子 (あるいは陽電子) を表す. γ の方向にシャワーが形成されるため、縦方向にコインシデンスがとれる。右 : 中性子に対するイベントディスプレイ. 黒一点鎖線が中性ハドロンをしめす. 二次粒子が等方的に広がるため縦方向にコインシデンスが取れる可能性が低い

表 3.1: The base parameters of the beam catcher.

Items	parameters
モジュールサイズ	30 cm(H) by 30 cm(V)
鉛コンバータ	2 mmt
Aerogel	30 cm(H) by 30 cm(V), 10 mm-thick×5 tiles
メイン反射鏡	flat, 45 degree inclined
光集光ファネル	Winston cone (d_{in}=30 cm, d_{out}=12 cm)
光電子増倍管	直径 5 インチ 浜松製 R1250
全モジュール数	420 (278 in the beam core, 142 in the side region)
レイヤー数	25
レイヤー間隔	35 cm
ビーム方向の長さ	875 cm (from z=2575 cm to z=3450 cm)
水平方向範囲	360 cm (12 modules) at the face
	660 cm (22 modules) at the end

やってくる γ が鉛でコンバートして形成する電磁シャワーはビーム軸に沿って発展していくが (図 3.5 左)、中性子の場合は相互作用によって生じる二次粒子が等方的に飛ぶため (図 3.5 右)、分散配置されたモジュール間でビーム軸方向にコインシデンスを取ることで、γ に対する検出効率を損なうことなく中性子によるシグナルを減らすことができる。第 6 章で Beam Catcher の性能について詳しい議論をする。

3.2.1 Čerenkov 放射体としての Aerogel

近年 Silica Aerogel(以後 Aerogel) は多くの素粒子原子核実験において利用されている。その用途は主に Čerenkov 閾値型検出器としてであり π と K の識別等に用いられる。

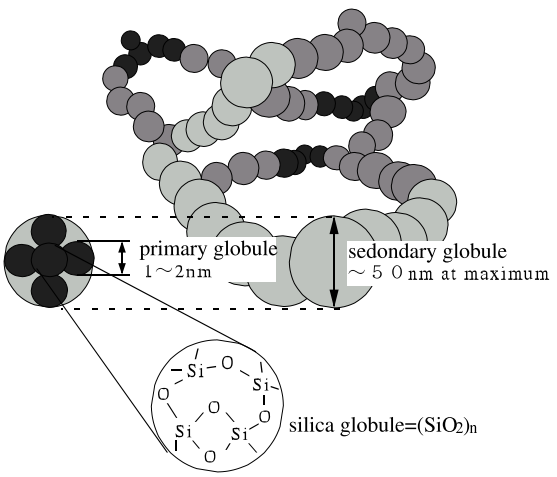


図 3.7: Aerogel の微細構造

Aerogel は図 3.7[1]のように SiO_2 が 3 元ネットワークを形成するような構造をしている。透明度が高く、

[1]KEK の西田昌平助手のご厚意により Belle 実験で使用している図をお借りしました

屈折率 (気体と液体の中間;1.01-1.07)、密度 (0.04-0.06)、熱伝導度が低い等の特徴がある。

透過率が高い： 発生したČerenkov 光を減衰させずに捕えることができる。

屈折率が低い： Čerenkov 放射媒体としてルーサイト (アクリル樹脂) と比較してみると、電子, π, K に対するČerenkov 閾値は表 3.2 のようになる。ルーサイトと異なり、Aerogel はその屈折率の低さを活かして主に高エネルギー粒子の識別に使われる。また屈折率の小さな媒体としては気体が挙げられるが、更に光量が少ないこと、取り扱いが複雑なこと等の理由により用途は限定される。

密度が低い： エネルギーロス、多重散乱の影響を低く抑えることができる。

表 3.2: Aerogel とルーサイトのČerenkov 閾値運動量

	電子 (511keV)	π (139.6 MeV/c^2)	K (493.7 MeV/c^2)
Aerogel (n=1.03) $\beta_{\rm th} = 0.971$	$P_{\rm th} = 2.07$ MeV/c	$P_{\rm th} = 565.7$ MeV/c	$P_{\rm th} = 2$ GeV/c
ルーサイト (n=1.49) $\beta_{\rm th} = 0.905$	$P_{\rm th} = 463$ keV/c	$P_{\rm th} = 126.4$ MeV/c	$P_{\rm th} = 446.9$ MeV/c

上記のような理由から、Aerogel は素粒子原子核実験において非常に重宝される物質となっている。

我々が使用を検討している Aerogel は松下電工製のもので、屈折率の異なる 3 種類の Aerogel(SP,IY シリーズ) である。表 3.3 に屈折率、密度、透過率を示す。Aerogel 一般に屈折率が高くなるにつれ、透過率が

表 3.3: 3 種類の Aerogel の物性値 (いずれもカタログ値) とČerenkov 閾値

	SP30	IY46	SP50
密度 (g/cm^3)	0.11	0.168	0.215
透過率 (% , @400 nm)	75.	86	68.
屈折率	1.03	1.046	1.051
Čerenkov 閾値 (β_{th})	0.971	0.956	0.951
(電子の運動エネルギー:MeV)	(1.62)	(1.23)	(1.15)

低くなる傾向がある。実際、表 3.3 においても SP シリーズの SP30 と SP50 とで比べると、400 nm の波長で SP50 の方が 1 割程度透過率が低くなっている。これに対して IY シリーズは製作時の溶媒が SP シリーズとは異なり、SP シリーズに比べ高い光透過率をしめしている。400nm の波長で比べると SP50 が 68%であるのに対し IY46 は 86%となっており、比較的高い屈折率においても高い透過率を達成している。これらのカタログ製品については、1 タイルの寸法は 11 cm × 11 cm × 1.1 cm(及び 1.0 cm) である。

3.3 Aerogel における Čerenkov 発光

Čerenkov 光 とは荷電粒子が媒質中を通過するときに、その媒質中での光の速度を越えたときに発する微弱な光である。ここではその原理について簡単に述べる。

3.3.1 Čerenkov 発光の原理と特性

荷電粒子が誘電体中を z 軸の方向に速度 v で直線運動しているとする。荷電粒子であるのでそのまわりに電場を作り、媒質の通路近くの部分は分極を起こす。荷電粒子が通りすぎるとこの分極がもとにもどって電磁場が輻射されることになるが、これらの電磁波は位相が揃わなければ実際の光として観測されることはない。ここで媒質の屈折率を n とすれば、媒質中の光の速度は $\frac{c}{n}$ となるが、粒子の速度が $\frac{c}{n}$ より小さい

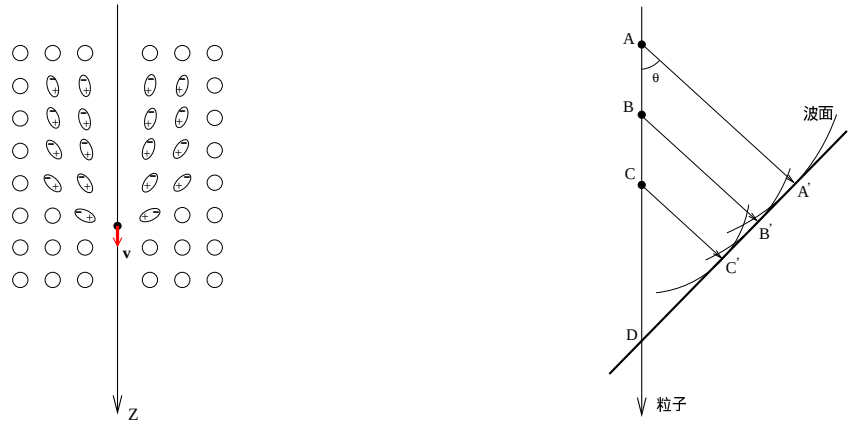


図 3.8: 左 : 分極の様子 , 右 : Čerenkov 輻射の原理

ときは同じ位相で重なり合うことはない、これに対し、 $v \geq \frac{c}{n}$ の場合には通路上の近接した点から出た波は、ある特定の方向 θ に対して同じ位相で輻射され、遠方に於いても観測可能な光を作りだす。

この方向 θ は Huygens の原理を使って求めることができる。図 3.8 に於いて、荷電粒子はある時間内に A より D まで走ったとしよう、走路上の各点 (A , B , C) から放射された球面波の波面が $\mathrm{A}', \mathrm{B}', \mathrm{C}'$ で同位相である条件を求める。但し、直線 AD と直線 $\mathrm{A'B'C'D}$ とのなす角度は $(\frac{\pi}{2} - \theta)$、即ち $\angle \mathrm{DAA}'$ が θ をなすと仮定する。粒子が AD 間を走るのに要する時間は $\frac{\mathrm{AD}}{v}$、光が AA' 間を走るのに要する時間は $\mathrm{AD \cdot n \cdot \cos\theta / c}$ であるから

$$AD/v = AD \cdot n \cdot \cos\theta / c \tag{3.1}$$

したがって、

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \qquad (\beta = v/c) \tag{3.2}$$

である。この式より $n\beta \geq 1$ すなわち $\beta \geq 1/n$ でなければ光を出さない事も確認される。屈折率が大きい媒質のほうが粒子の速度が遅くても光を出し、また粒子速度が一定であるならば屈折率の大きいものほど輻射角は大きい。荷電粒子が媒質を微小量 dl 進んだ時、 Čerenkov 発光で失うエネルギー dW は

$$\frac{dW}{dl} = \frac{z^2e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \omega d\omega \tag{3.3}$$

である。ここで

$$\omega = \text{放射される光の振動数}, \qquad ze = \text{入射粒子の電荷}$$

である。式 3.3 より粒子が媒質を $L[cm]$ 通るとき、放射される Čerenkov 光の数が導出できて、波長が λ_1 と λ_1 との間にある光子の数は

$$\begin{aligned} N &= 2\pi\alpha z^2 L \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \\ &= 2\pi\alpha z^2 L \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)\sin^2\theta \end{aligned} \tag{3.4}$$

となる (α:微細構造定数)。PMT の有効波長帯として $\lambda_1 = 400nm, \lambda_2 = 700nm$ を代入すると、

$$\frac{N}{L} \approx 490 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \tag{3.5}$$

となり、例えば厚さ 1 cm , n=1.05 , 密度=0.215 の Aerogel に $2MeV$ の電子が入射したときの光子数は約 25 個となる。同程度の厚さ $0.215\mathrm{g/cm^2}$ のシンチレーター (0.21 cm) において、電子が発するシンチレーション光はおよそ 3000 個であるからČerenkov 光は圧倒的に光量が少ないことがよくわかる。そのため Beam Catcher のようにČerenkov 光を利用した検出器においてはその媒質中、つまり Aerogel 中で発生した光子をいかに減衰させずに検出するかが鍵となる。

3.4 光学特性評価システム

BeamCatcher は小型テスト機を用いたビームテスト ([6] , [7] 参照) を経てそのデザインほほぼ固まっており、現在プロトタイプのビームテストに向けた準備段階である。そこで来たるべき BeamCatcher の量産に向けて、Čerenkov 発光媒体としての Aerogel の品質–シミュレーションで用いる透過率等のパラメーター、実際に期待される光量が観測されるか?– を管理しチェックできるシステムが必要となる。そこで我々は Aerogel の透過率を測定するシステムとČerenkov 発光量を評価するシステムを開発した。

BeamCatcher の性能評価は GEANT によるシミュレーションを用いて行なっており、このシミュレーションを用いた性能評価においてČerenkov 光量を求めるために、下のようなパラメーターが必要とされる。

- Aerogel
  - 密度、屈折率、透過率
- 鏡
  - 反射率
- PMT
  - 有感領域
  - 量子効率

このうち Aerogel については密度、屈折率は発光量に関係し、透過率は発光した光が Aerogel を通過し、最初の光学部品である反射鏡にまで到達する割合に関係する。とりわけ Aerogel の透過率は観測される光量に直接効くパラメーターであるだけに、その経年変化、取り扱いによる影響など詳細にチェックする必要がある。また Aerogel よりどれだけのČerenkov 光が実際観測されるのか、という事は更に重要な関心事である。この事を容易に測定するため、我々はČerenkov 光量測定システムを製作した。GEANT[5] シミュレーションの結果と実際の観測光量を比較する事により、シミュレーションに対する信頼度をチェックする事も可能となる。

第 4 章では透過率測定システムについて、第 5 章ではČerenkov 光量測定システムについて説明する。

第4章　Aerogel 透過率測定システム

前章でも述べたがČerenkov 光はシンチレーション光に比べて非常に光量が少ない。そのため発生したČerenkov 光が光学系にたどり着くまでに、その光量を保持したまま伝搬させる必要があり、Aerogel の透過率は非常に重要なパラメーターとなる。さらに、

- Aerogel の取扱や経年変化等の理由による悪化が考えられ、比較的頻繁に測定したいパラメーターである。
- 透過率はČerenkov 光量の予想にもちいるシミュレーションのインプットパラメーターであり、1 タイル毎にその値を測定し、散乱モデル等インプットの仕方が適切かどうかチェックする必要がある。

等の理由により、Aerogel の透過率を簡易に測定するシステムが必要である。

BeamCatcher には 10cm × 10cm × 1.1cm の大きさの Aerogel タイルを使用する。市販の分光光度計では小型の試料しか測定できないケースが一般的であるため、この程度の大きさの資料の透過率を容易に測定できるシステムが必要となる。我々は複数の波長の LED と PMT を用いて、透過率測定システムを開発した。ここではその測定原理と結果について述べる。

4.1　セットアップ

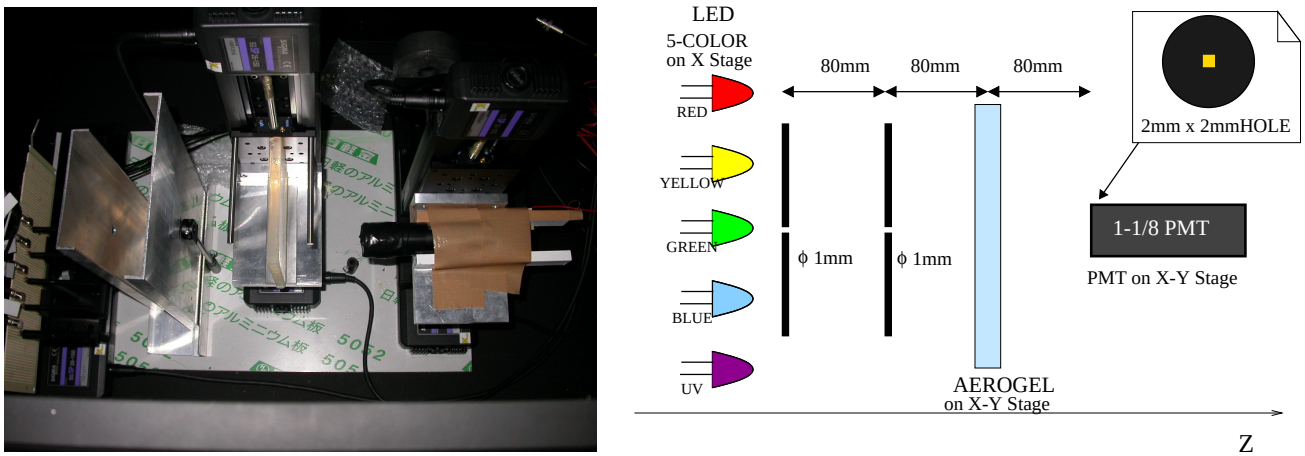


図 4.1: Aerogel 透過率測定システムセットアップ．左が実際のセットアップ写真．右は概念図である．

図 4.1 に透過率測定システムのセットアップを示す。

このシステムは LED を光源とし、光の経路を絞る二つのアイリス、サンプル台、透過光を検出する 1-$\frac{1}{8}$ インチ PMT からなる。

5 色の異なる波長の LED を用いることで透過率の波長依存性を測定できる。使用した LED は日亜化学製の NSHU590A(λ =375nm, 紫外),NSPB500(λ =470 nm, 青), NSPG500(λ =530nm, 緑),NSPY500S(λ =575nm, 黄色),NSPR800AS(λ =625nm, 赤) の 5 種類である。PMT は浜松ホトニクス製 H8463EGP で光電面がプ

リズムタイプ [4] となっていて高い量子効率を持つ。また、アイリス絞りはシグマ光機製 IH-08R を使用、絞りの径は $\phi = 1mm$ にセットした。

Aerogel を乗せる台は 2 軸 (x-y) の自動ステージに取り付けられており、被測定 Aerogel を光軸からはずした基準光測定をすると共に、Aerogel の任意の位置で透過率を測定することができる。この基準光と Aerogel を光軸に載せた状態での透過光強度の比によって透過率を定義する。また、透過光を観測する PMT も 2 軸 (x-y) の自動ステージに取り付けてある。これは後述するように前方散乱する光の量を観測するために使用される。

4.2 フィルターを用いた較正

このシステムがきちんと透過率を測定できていることを確認するため、シグマ光機製の反射型 Neutral Density(ND) フィルター FND シリーズ (対応波長 400nm~700nm) で透過率 20%,40%,60%,80%の 4 種類に対して透過率を測定した。解析方法は後述する Aerogel の時と同様である。測定結果を図 4.2 に示す。フィ

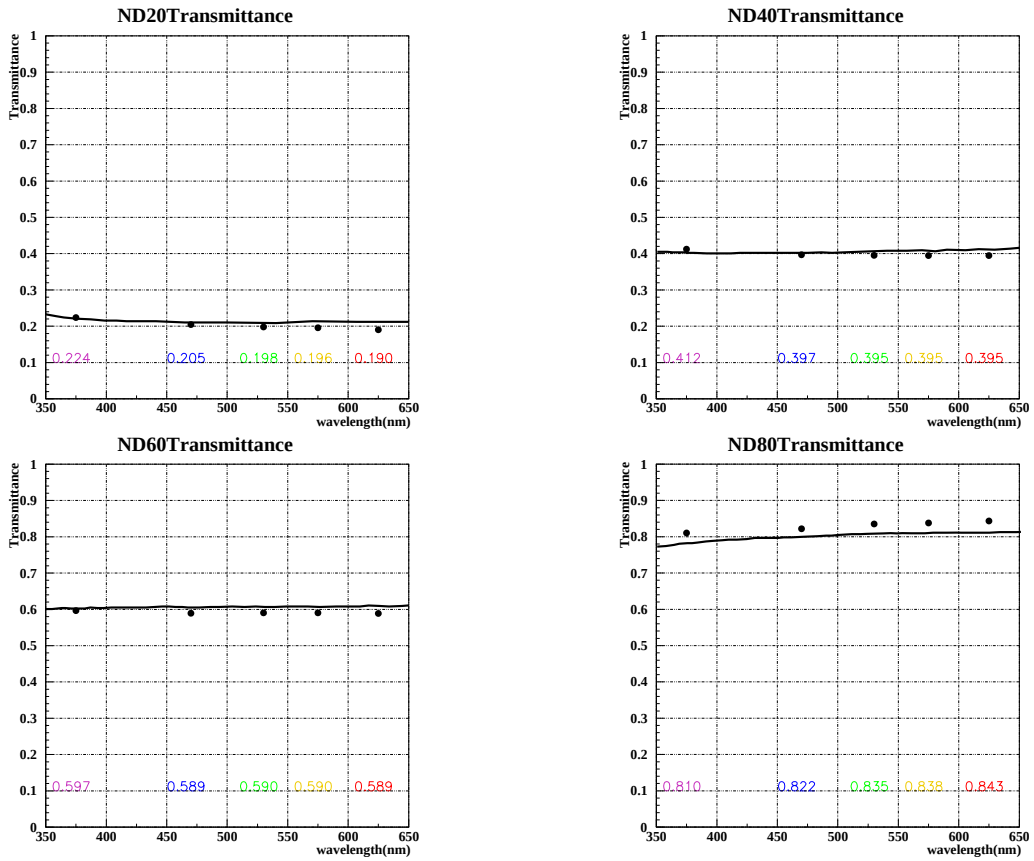


図 4.2: 左上から 20%,40%,60%,80% フィルターの透過率測定データ、縦軸は透過率、横軸は光の波長 (nm). 実線がカタログ値、黒丸が測定点である。80%フィルター (右下) の測定点と実線が一致していないが、これはフィルターの個体差及び位置によるばらつきの範囲内の不一致である.

ルターには位置依存性、また個体差があり、その誤差内でカタログ値と一致している。この結果より、このシステムで測られた透過率は信頼に足るものであることが確認された。

4.3 Aerogel における光の散乱と透過率

4.3.1 Rayleigh 散乱

Aerogel 内において、光は Aerogel 自身を構成する SiO_2 分子により Rayleigh 散乱を受ける。Rayleigh 散乱は散乱体 (この場合 SiO_2 分子) が、波長に比べて十分小さな微粒子のときに起こる散乱で、その散乱断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{1+\cos^2\theta}{\lambda^4} \tag{4.1}$$

と与えられる。この散乱の特徴は断面積が光の波長の 4 乗に反比例することと、散乱分布がほぼ等方的となることである。(図 4.3 参照)

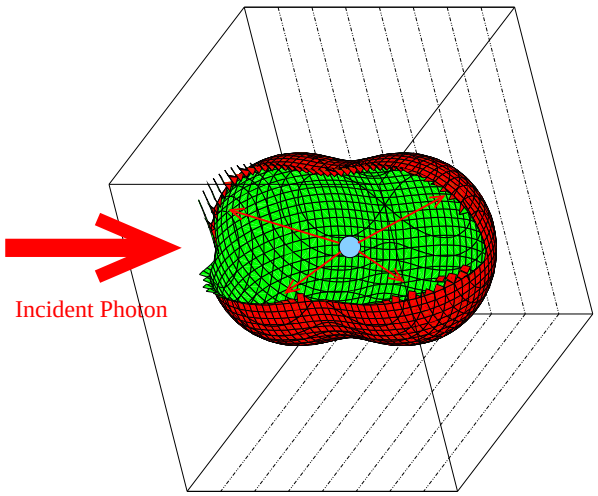


図 4.3: Rayleigh 散乱強度分布

我々の開発した透過率測定システムでは λ =375nm(紫外)、λ =470nm(青)、λ =530nm(緑)、λ =575nm(黄色)、λ =625nm(赤) の 5 点で透過率を測定できるため

$$A\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4}) \tag{4.2}$$

という関数で fit し、これによって得られたパラメーター A,C をシミュレーションに入れて Aerogel 光量測定の際に使用する。ここで t は物質の厚さ、A、C は物質固有の量でありそれぞれ吸収、散乱を表す。透過率がよいと A は大きく、C は小さくなる。

透過率は入射光強度と透過光強度の比によって定義されるが、有限な立体角 (Ω_D) を持つ検出器で測定するかぎり、その立体角内に入ってくる散乱光も観測してしまい、分離することはできない。(式 4.3 参照) ここで検出器の立体角 Ω_D 内に散乱する確率を P_{Ω_D} とすると、

$$\begin{aligned} \text{透過率} &= \frac{\text{透過光} + \text{入射光} \times P_{\Omega_D}}{\text{入射光}} \\ (\text{ここで入射光} \times P_{\Omega_D} &= \text{散乱光}) \\ &= \frac{\text{透過光}}{\text{入射光}} + P_{\Omega_D} \end{aligned} \tag{4.3}$$

しかし、前節で述べたように Rayleigh 散乱はほぼ等方的に散乱するため、散乱光は全立体角にほぼ一様に分布する。したがって、Ω_D をある程度絞れば P_{Ω_D} の項は無視することができる。

例えば Rayleigh 散乱の散乱確率が 0.7 の Aerogel を Ω_D=5×10^{-4} × 4π で観測したとする、

$$\int_{4\pi}(P_{d\Omega})d\Omega = 0.7 \quad , \quad \frac{\text{透過光}}{\text{入射光}} = 0.3$$

ここで簡単のため散乱方向が完全に一様だとすれば

$$P_{\Omega_D} = 0.7 \times \frac{\Omega_D}{4\pi} = 3.5 \times 10^{-4}$$

となり、

$$\frac{\text{透過光}}{\text{入射光}} >> P_{\Omega_D}$$

である。

すなわち Aerogel において Rayleigh 散乱のみが起こるのであれば、透過率の定義としては、LED の光の広がりを覆うサイズ $\sigma_{\rm LED}$ ∼3mm のマスクを PMT に取り付け (Aerogel から PMT までの距離は 80mm であるから $\Omega_D \sim 4.4 \times 10^{-3}(3.5 \times 10^{-4} \times 4\pi)$str)、PMT は LED 光の中心に固定した状態で透過率を測定すればよい。

しかし、実際には Rayleigh 散乱では説明できないような前方散乱 (LED の光軸周りに強く散乱し、透過光が smear されて見えるような散乱) が起こっていることがわかったため、PMT を 2mm×2mm の穴の空いた黒紙で覆い、2 軸ステージで x-y 方向にスキャンして散乱光がどのように分布するのかその広がりを観測する。

4.3.2 前方散乱

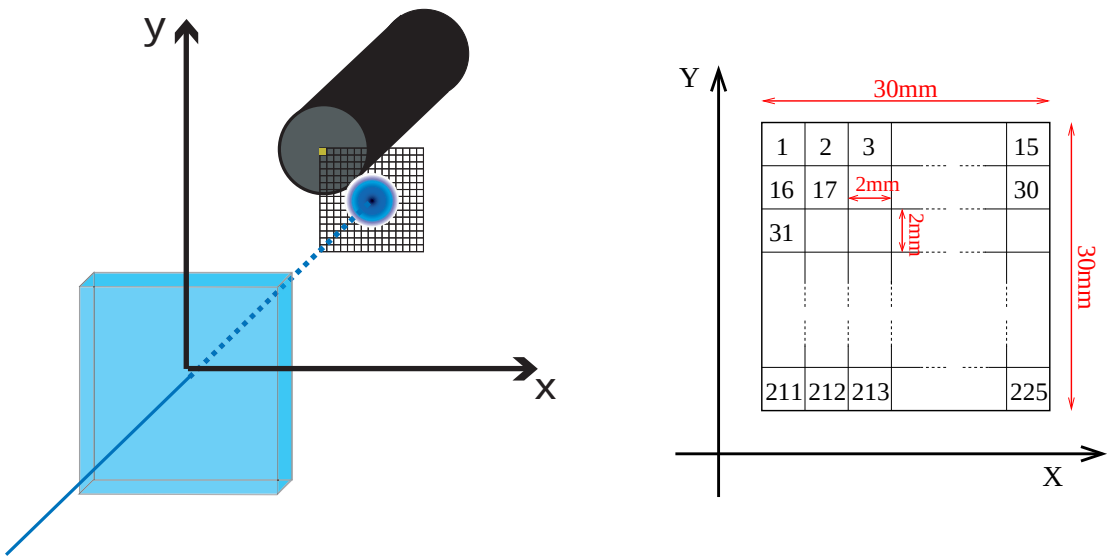


図 4.4: x-y スキャンのメッシュイメージ

LED の光軸を中心として、30mm×30mm の範囲を 2mm ピッチで PMT を動かして光を観測すると図 4.4 のように 15 ×15=225 個のデータが得られることになる。この 225 個のデータそれぞれの ADC 分布の平均値から pedestal をひいて、図 4.4 右のメッシュ番号順にプロットすると図 4.5∼ 図 4.7 のようになる。図にはメッシュ番号=0 , 15 , 30 , 45 , . . . , 225 に縦線を入れてあるが、これら線の間に挟まれた部分はスキャンの際に同一ライン上の点である事を意味する。LED 光が $\sigma \sim 2mm$ 程度の拡がりを持つため、ピークが複数観測されている。これら 3 つの図は全て青色 LED を光源としたときのデータをプロットしたもの

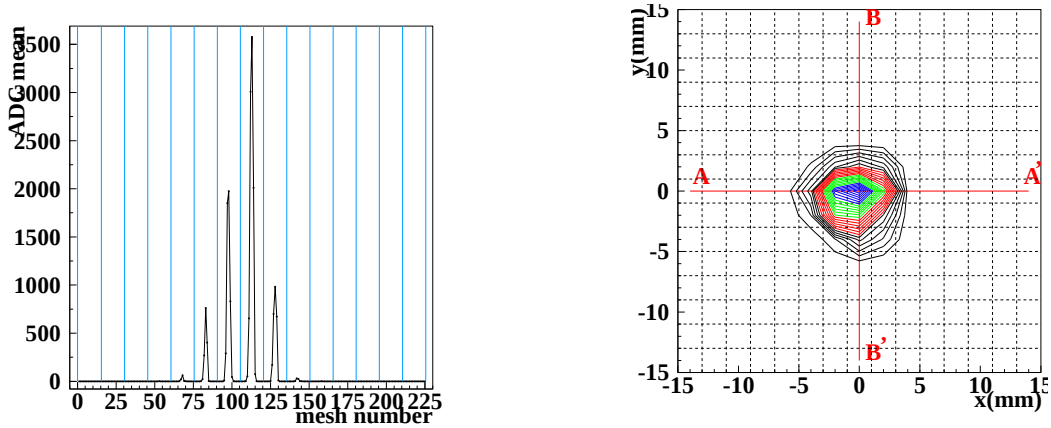


図 4.5: LED の光軸から Aerogel をはずした状態。左図:mesh 番号順に ADC 分布の平均値をプロット．右図:ADC 平均値の等高線図

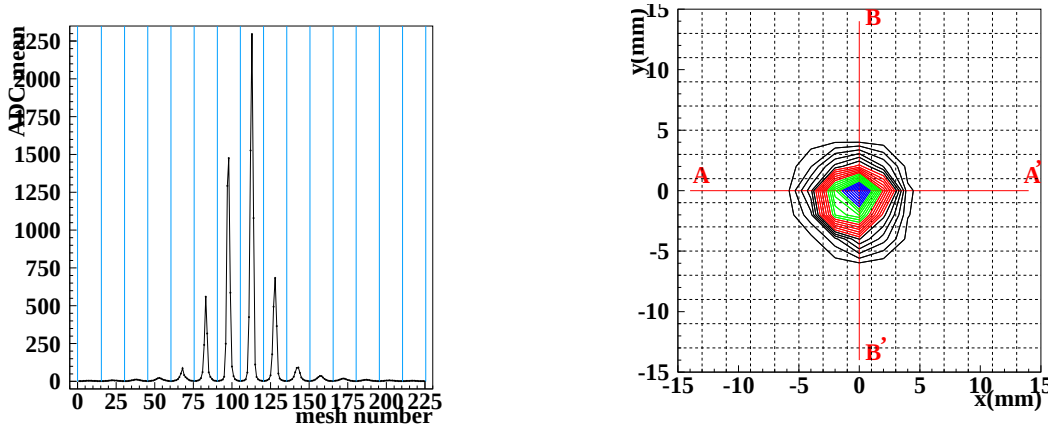


図 4.6: きれいな Aerogel。左図:mesh 番号順に ADC 分布の平均値をプロット．右図:ADC 平均値の等高線図

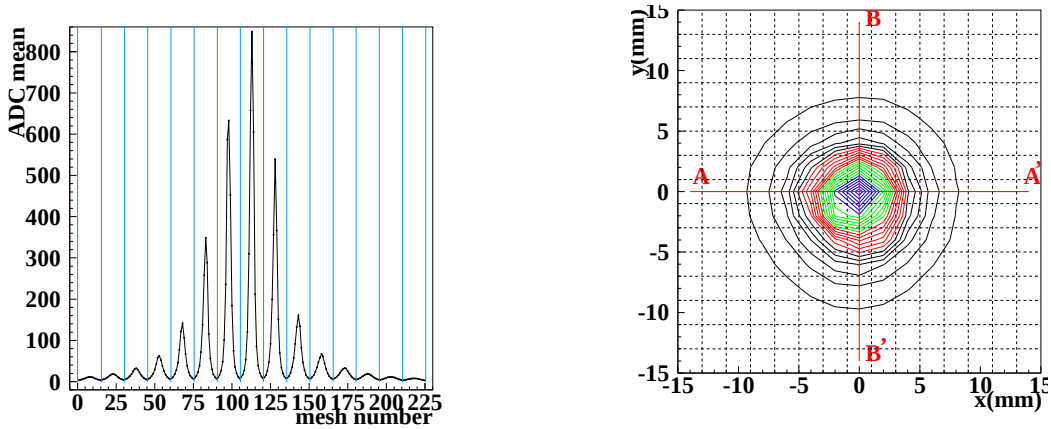


図 4.7: 汚い Aerogel。左図:mesh 番号順に ADC 分布の平均値をプロット．右図:ADC 平均値の等高線図

表 4.1: 観測された光の拡がり

	空気のみ (図 4.5)	きれいな Aerogel (図 4.6)	汚い Aerogel (図 4.7)
σ_x [mm]	1.8	2.2	3.6
σ_y [mm]	1.8	2.3	3.6

で、図 4.5 は空気のみ (自動ステージにより LED の光軸から Aerogel をはずした状態) で測定した時の分布、図 4.6 は表面のきれいな Aerogel、図 4.7 は表面の比較的汚い Aerogel を測定しときの分布である。x , y 軸方向 (図の AA′と BB′) に沿った光の広がりは表 4.1 のようになった。LED の光軸から Aerogel をはずした状態と Aerogel を置いたときのデータを比較することで、透過率の他に Aerogel による散乱の様子も知ることができる。図 4.6 と図 4.7 は共に同時期に購入された Aerogel タイルであり屈折率はどちらも n=1.03 である。ところが両図を比べると明らかに図 4.7 には顕著な前方散乱がみてとれ、表 4.1 からも光が拡がっている事がわかる。比較的等方的に散乱する Rayleigh 散乱のみではこの前方散乱を説明することはできない。現在この散乱は Mie 散乱によって説明できると考えている。

Mie 散乱

Mie 散乱理論によると散乱粒子が光の波長と同程度の時、前方に強く散乱する (図 4.8 参照)。この散乱分布は粒子の寸法、形状の関数となり非常に複雑である。そのため、ここでは定量的な議論は避けて、定性的な議論に留めることにする。この前方散乱が何によって生じているか、であるが、Aerogel は非常にもろく、慎重に扱っていても端の部分がかけ落ちてしまうことがある。かけ落ちた際、またはさらにそのかけらが実験作業中に潰されてしまい白い微粒子となり、この微粒子が Aerogel の取扱中にその表面に付着してしまうことがある。ここでいう表面の汚い Aerogel タイルとはこのような微粒子が表面に付いてしまったものであり、これによって前方散乱 (Mie 散乱) が起こる。

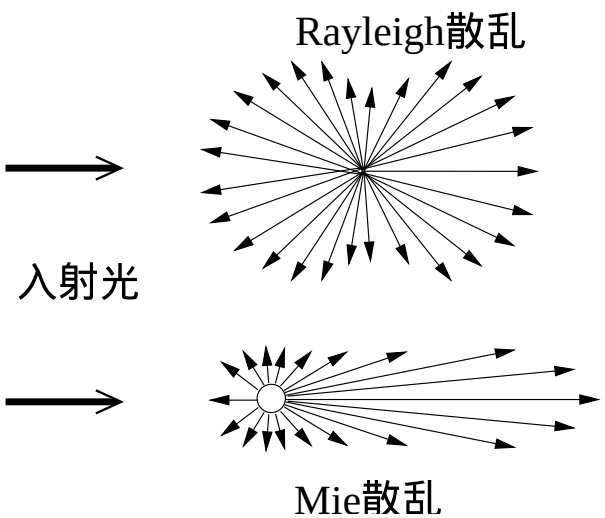


図 4.8: Rayleigh 散乱と Mie 散乱の散乱イメージ

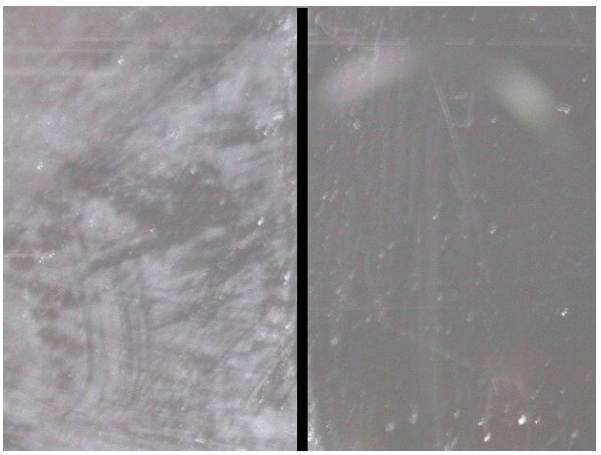


図 4.9: 透明なアクリルに Aerogel が潰されてできる微粒子を意図的にこすりつけた写真。黒線の左が付着した部分で右は何も付着させていない

実際アクリルに意図的に Aerogel を潰してできた粉末をこすりつけて、透過率を測定してみると「比較的きたないタイル」と同様な光の散乱が観測された (図 4.10 , 図 4.11 , 表 4.2 参照)。アクリルの場合は表面

を水またはアルコール等で湿らせたきれいな布でその微粒子をふき取ることで透過率は元のきれいな状態を取りもどすことができるが、Aerogel はもろいためにそれができず、今のところ一度付着した微粒子を取り除くことは不可能である。

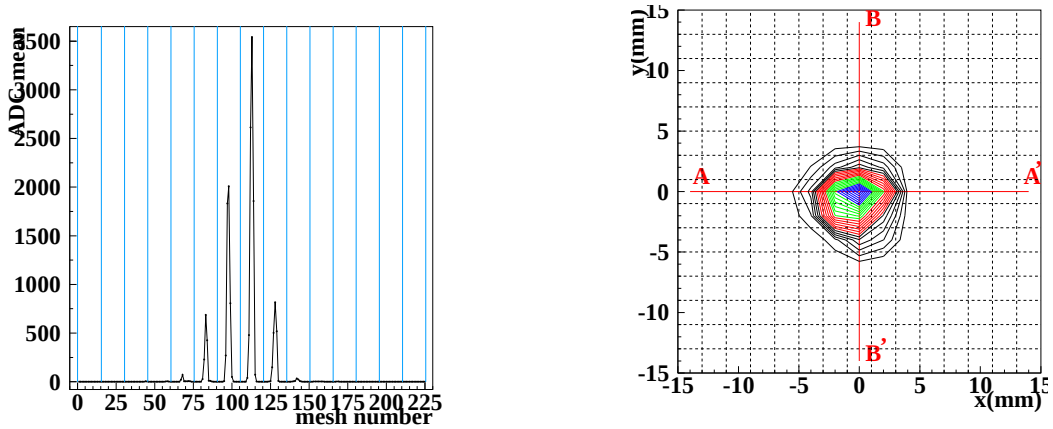


図 4.10: アクリルに Aerogel 微粒子をこする前. 左図:mesh 番号順に ADC 分布の平均値をプロット. 右図:ADC 平均値の等高線図. 図 4.5 と比べると光の広がりはほとんどないことがわかる

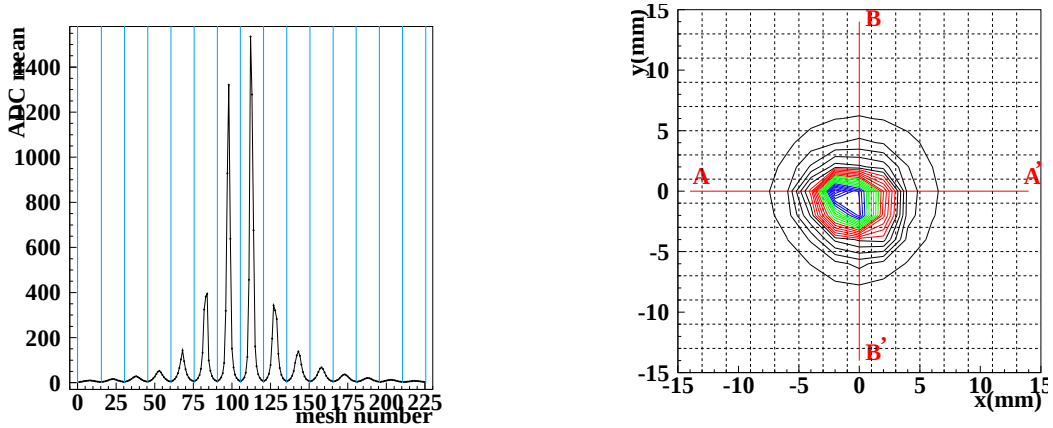


図 4.11: アクリルに Aerogel 微粒子をこすった後. 左図:mesh 番号順に ADC 分布の平均値をプロット. 右図:ADC 平均値の等高線図. 図 4.7 同様光の分布が広がっている

我々はČerenkov 光量測定システムにおいてその光量を観測するだけであり、Čerenkov 光の持つ方向情報等は一切利用しない。Aerogel 表面で散乱したと考えているので、これら前方散乱は Rayleigh 散乱モデルに於いては透過光成分の一部のはずである。従って、透過率をもとめる際にはこの散乱光も透過光として扱うことにする。

4.3.3 透過率の定義

我々は波長毎の透過率を次式で定義した。

$$\text{Transmittance} = \frac{\sum(\text{MEAN}_{\text{Aerogel}} - \text{Pedestal})}{\sum(\text{MEAN}_{\text{AIR}} - \text{Pedestal})}$$

ここで $\text{MEAN}_{\text{Aerogel}}$ とは、Aerogel を資料台に置いたときに観測される LED 光の ADC 分布の平均値であり、MEAN_{AIR} とは LED 光軸から Aerogel をはずして、LED 光を観測したときの ADC 分布の平均値であ

表 4.2: 観測された光の拡がり

	空気のみ (図 4.5)	アクリル (図 4.10)	アクリルに微粒子を付着 (図 4.11)
σ_x [mm]	1.8	1.8	3.0
σ_y [mm]	1.8	1.8	3.1

る。$\sum$ はメッシュ状にとった全てのデータに関して和をとることを意味し、分母が入射光強度、分子が透過光強度に相当する。

この方法で得られた 5 色に対する透過率に対して、Rayleigh 散乱を考慮した関数 $A\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$ でフィットして A , C のパラメーターを得る。

4.4 透過率測定結果

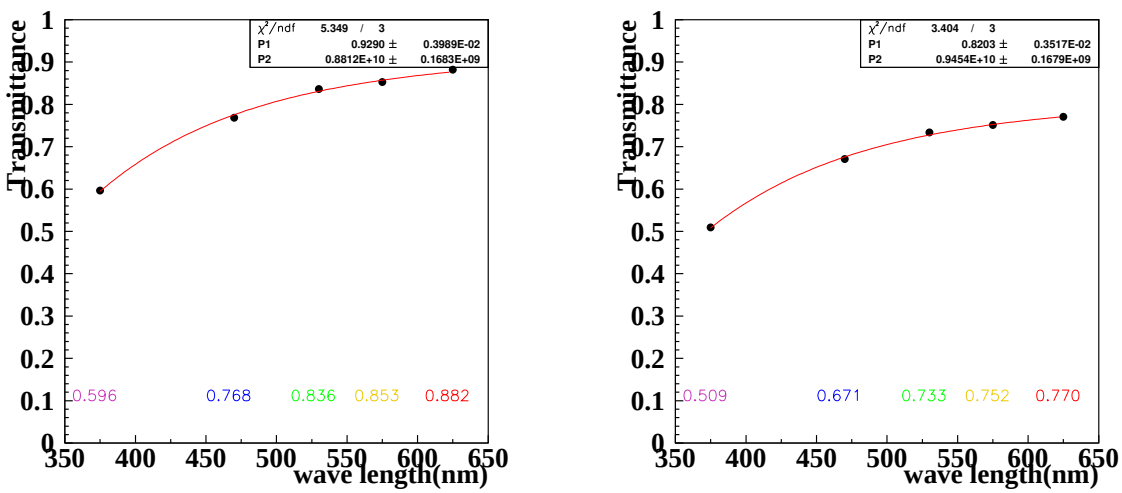


図 4.12: 比較的きれいな Aerogel(左 , SP30-D) ときたない Aerogel(右 , SP30-C) に対するフィットの様子. フィット関数は $A\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$ である.

図 4.12 に示した二つの図は例で取りあげてきた「きれいな Aerogel」と「きたない Aerogel」に対する 5 色透過率のフィットを表している。470nm での透過率はそれぞれ 77%,67%であり、フィットの結果は

- きれいなタイル : A=0.93 , Ct=0.0088μm^4
- きたないタイル : A=0.82 , Ct=0.0095μm^4

となった。前述したようにパラメータ A , C はそれぞれ吸収と散乱を表すパラメータとなっている。二つのタイルの結果を比べると、きたないタイルでは A が 1 割程度低い値を示しているが、これは表面の微粒子が光を前方方向に散乱させる以外に、吸収する効果もあると解釈することができる。また Ct の値に関しては、$\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$ という、散乱部分の透過率を表す形で比べる。違いの大きくなる短波長 (λ=375 nm) で、Ct の値をそれぞれ代入して散乱確率の比を求めると 0.97 という結果になった。すなわち吸収の効果に比べ、レイリー散乱の確率の違いは少ないと言える。

4.4.1 タイプ毎の透過率

現在我々が所持している Aerogel は松下電工製の SP シリーズ、IY シリーズである。屈折率は 1.03(SP30 , IY30) , 1.046(IY46) , 1.051(SP50) の 3 種類であり、これら Aerogel の透過率を前節と同様の方法で測定した、その結果を表 4.3 に示す。(Aerogel には 1.0 cm 厚のものと 1.1 cm 厚のものがあったため比較できるよう全て 1.0 cm 厚の値に焼き直してある)

Ct の値を $\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$ という、透過率の散乱部分という形で比較すると (λ =470nm)、同じ種類の Aerogel に対しては同程度の値となっていることがわかる。

SP30-C の透過率が他に比べて悪くなっているが、これは最も頻繁に実験に使用したタイルであり、見た目にもあからさまに表面が汚れてしまっている (微粒子が付着)。この微粒子により光が吸収され、パラメータも吸収の効果である A が顕著に下がっている。

また SP30 と IY30 とを比べると、パラメータ Ct の違い ($\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$) が顕著であり製作時の溶媒が異なる SP シリーズと IY シリーズの違い、すなわち Aerogel 内部での Rayleigh 散乱の確率の違いを反映している。

同じ種類の Aerogel を比較すると、透過率の違いを生み出しているのは主に吸収を表す パラメータ A であり、その A の違いは Aerogel 表面の状態に依存していることがわかった。すなわち Aerogel の取扱いによる透過率の変化が最も大きいと考えることができ、Beam Catcher 量産時には Aerogel の取扱いに特別の配慮が必要となる。また、表面のよごれた Aerogel を洗浄する方法を確立する必要がある。

表 4.3: Aerogel の光透過率の測定結果．Aerogel 1.0cm 厚相当に焼き直した値を示す. λ=470nm での透過率は青色 LED での測定結果を示す。.

サンプル名	透過率 (λ=470 nm)	A	Ct (μ m^4)	$\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$ (λ=470 nm)
SP30-#A	81.4%	0.948	0.00809	0.85
SP30-#B	82.6%	0.971	0.00780	0.85
SP30-#C	69.6%	0.835	0.00859	0.84
SP30-#D	78.7%	0.936	0.00803	0.85
SP30-#E	81.5%	0.975	0.00863	0.84
SP30-平均	78.8%	0.933	0.00823	0.84
IY30-#A	88.7%	0.945	0.00403	0.92
IY46-#A	80.8%	0.892	0.00518	0.90
IY46-#B	76.0%	0.874	0.00635	0.88
IY46-#C	87.1%	0.964	0.00483	0.91
IY46-#D	86.4%	0.956	0.00542	0.89
IY46-平均	82.6%	0.922	0.00545	0.89
SP50-#A	74.4%	0.975	0.0130	0.77
SP50-#B	71.4%	0.961	0.0141	0.75
SP50-#C	73.3%	0.966	0.0133	0.76
SP50-平均	73.0%	0.967	0.0135	0.76

4.4.2 透過率 Position Dependence

ある Aerogel タイル (n=1.046) について、LED の照射位置を変えて 9 点で透過率を測定し、透過率の位置依存性を調べた。(図 4.13 参照)

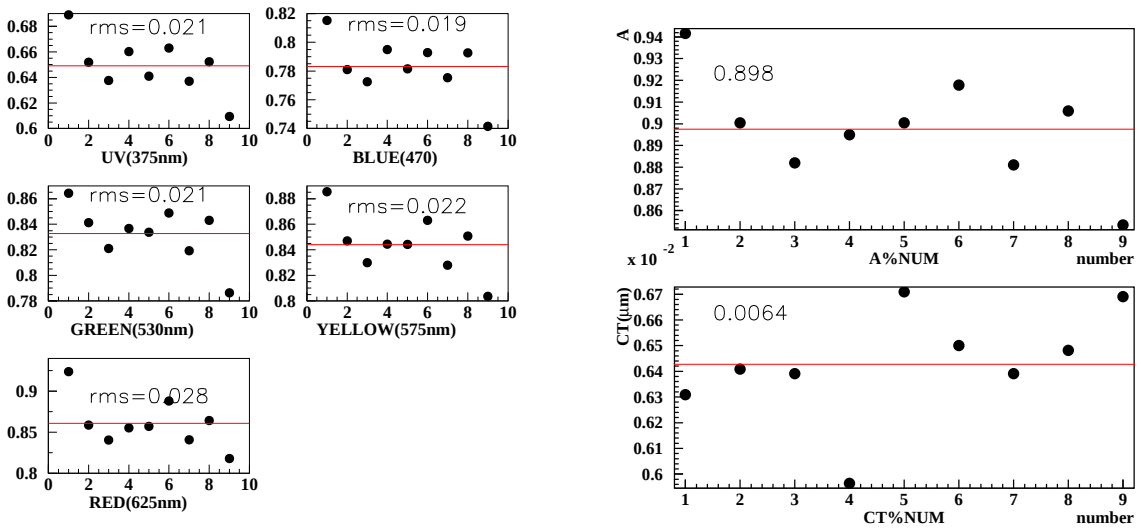


図 4.13: 左図は各波長における透過率位置依存性の結果 , 横軸は測定点のナンバー縦軸が透過率である . 右図はフィット関数のパラメータ A(上) , Ct(下) のばらつきを表したもの

各波長における透過率のばらつきは絶対値で 2 ∼ 3%ほどであった。(図 4.13 左) またフィット関数のパラメーター A、C のばらつきは rms(root mean square) で求めると、(図 4.13 右参照) A $= 0.898 \pm 0.023$, Ct $= 0.0064 \pm 0.00021\ \mu m^4$ となった。ここで、$\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4})$ の形に焼き直すと、$\lambda = 470$nm において、$\exp(-\frac{Ct}{\lambda^4}) = 0.877 \pm 0.004$ となる。位置による透過率のばらつきもまた、吸収を表す A の値による影響が大きく、Aerogel 表面の状態が透過率を左右していることがわかる。

4.4.3 複数枚タイルの透過率

Beam Catcher では 5 枚の Aerogel を重ねて用いるため、このシステムでも最高 5 枚までの Aerogel を重ねて測定できるよう設計してある。屈折率が 1.03 の SP30 について 1 枚 ∼5 枚まで重ねたときの透過率を測定し、各 Aerogel 透過率からの予測値と一致するかどうかを調べた。図 4.14 は 1∼5 枚重ねたときの透過率実測値によるフィット関数 (実線) と、各 Aerogel から予想される関数を表している。予想されるフィット関数とは、Aerogeltile 1 枚で透過率を測定して得られた A,Ct から複数枚重ねたときの A,Ct を次式で求めたものである。

$$A = \prod_i^n A_i \quad , \quad Ct = \sum_i^n Ct_i$$

(A_i, Ct_i:1 tile の測定で求められた parameter)

エラーの範囲内で複数枚の透過率パラメータを、1 枚の透過率パラメータから予測することができていることがわかる。(図 4.15 参照)

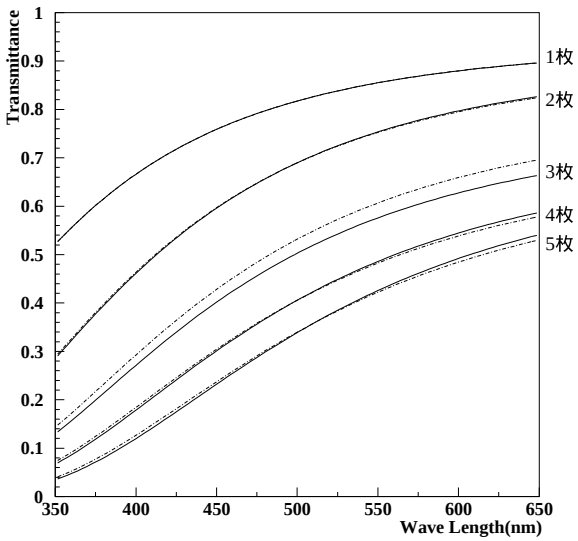


図 4.14: SP30 タイルを複数枚 (1∼5tile) 重ねた時の透過率: 実線が実測値によるフィット関数、波線が各 Aerogel からの予想

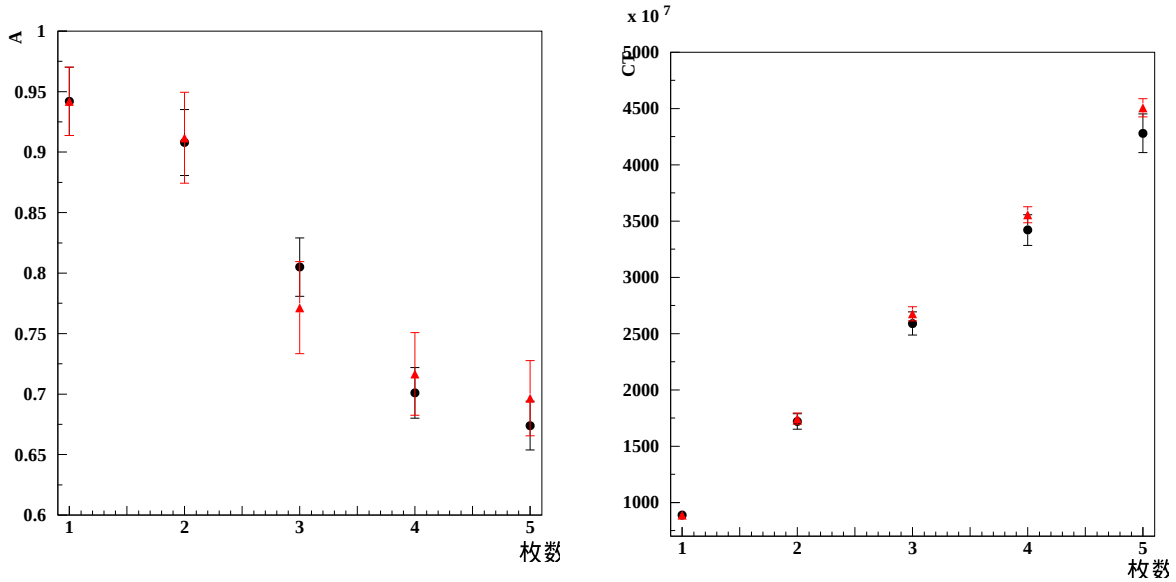


図 4.15: 複数枚測定における A,Ct : ◯ が実測値で、△ が予想値

4.5 透過率測定のまとめと考察

この章では Aerogel における光の散乱研究及び、Beam Catcher の量産に向けて開発した Aerogel 透過率測定システムについて述べた。このシステムは複数の LED を用いて透過率の波長依存性を測定することができ、検出器として用いる PMT を動かすことで散乱光の分布も見ることが可能である。

透過率がわかっている FND フィルターの透過率を測定したところ、カタログ値と誤差の範囲内で一致しこのシステムが正しく透過率を測定できていることを確認した。Aerogel サンプルを用いて透過率の測定を行なったところ、同じ種類の Aerogel の透過率を比べると数%ほどばらついており、同一 Aerogel に対して光の照射位置を変えて、位置毎の透過率を求めるとその値も 2~3%ほどばらつくことが確認された。透過率をフィットパラメーター A , Ct を用いて比較することで、このばらつきの主な原因は Aerogel 表面の状態によって引き起こされていることがわかった。

この透過率測定システムでは Aerogel を 5 枚まで重ねて透過率を測定することができ、複数枚重ねて測定した透過率は、それぞれ 1 枚ずつ測定したときの透過率から予想されるものと一致した。

さらに、散乱光の分布を見ることで Aerogel の表面において Mie 散乱 (前方散乱) が起こり得ることがわかり、Aerogel の散乱に対する理解が深まった。Aerogel のつぶれた粉末が表面の状態を悪化させていることがわかったため、量産の際は Aerogel を何枚かでまとめてパッケージングする等して、補強し、取扱いによって Aerogel がかけないような工夫をする必要がある。今回の測定では透過光のスキャンをしているため、測定時間が長くなってしまうが、量産時においては、現在のスキャン範囲を覆うような検出器によって透過光を検出し、透過率を測定すれば検出器を動かす必要がないため、短時間で透過率を求めることができる。

また、後述するČerenkov 光量測定システムにおいてこの測定で得られたパラメーター A , C によって光量を正しく予測できることが示され、Aerogel の品質チェックシステムとして充分機能することが確認された。

第5章　Čerenkov光量評価システム

前章にて記述したČerenkov放射体であるAerogelの透過率測定システムに加え、我々はČerenkov光量そのものの評価システムを開発した。これを用いてČerenkov発光媒体としてのAerogelの研究、及びBeam Catcher量産にむけたAerogelの品質管理をすることが可能である。

一般にČerenkov光量の測定実験を行なおうとするとき、入射粒子の取得方法としては、加速器、宇宙線μ、密封線源等が考えられる。しかし、それぞれ以下のようなメリット、デメリットがある。我々は密封線源の手軽

	メリット	デメリット
加速器を利用したビーム	高エネルギー(∼GeV)かつモノクロマティック	加速器施設を借りるため非常に大掛かり
宇宙線μ	高エネルギー(∼GeV)	Event Rateが圧倒的に低い
密封線源:β	手軽に実験可能	低エネルギー(∼MeV)であるためAerogel内で多重散乱を起こしČerenkov光の観測がやや難しくなる。

さに目を着けた。密封β線源は低エネルギーとはいえ、$^{90}Sr(\beta^- :\sim 2.283MeV)$や$^{106}Ru(\beta^- :\sim 3.541MeV)$を利用すれば、AerogelでのČerenkov閾値$T_{th} \approx 1160keV(n = 1.05)$を越えた電子を得ることができる。ここで解析を容易にするために、入射粒子のエネルギーはモノクロマティックであると便利である。よって、β線のアクセプタンスをロスせずにモノクロマティックなビームを作りだすことができれば、これを用いて手軽にAerogelの Čerenkov光量測定をすることができる。

そこで我々はまず密封β線源を利用して、モノクロマティックな電子ビームを作りだすソレノイドスペクトロメーターを開発した。そして次に、これによって作りだされる電子ビームを用いてAerogelのČerenkov光量を測定するシステムを構築した。

5.1　ソレノイドスペクトロメーター

我々はβ線源から単一エネルギーの電子を得るために、2つのギャップ型ソレノイド2台をタンデムに接続した用いた電子スペクトロメーターを開発した。このスペクトロメーターの主たる設計思想は、ソレノイド磁場による電子の収束、ストッパーによる単一エネルギー電子の選択、2つのソレノイドをタンデム型に配置することによるアクセプタンスの増加、等の点にある。連続的なエネルギー分布であるβ線から、ソレノイドに流す電流を調節することで任意のエネルギーを持つ電子を選別できる。またビーム収束点では$\sigma_r \sim 10$mm程度の拡がりに集めることが可能である。

まず、このギャップ型ソレノイド電磁石を紹介する。

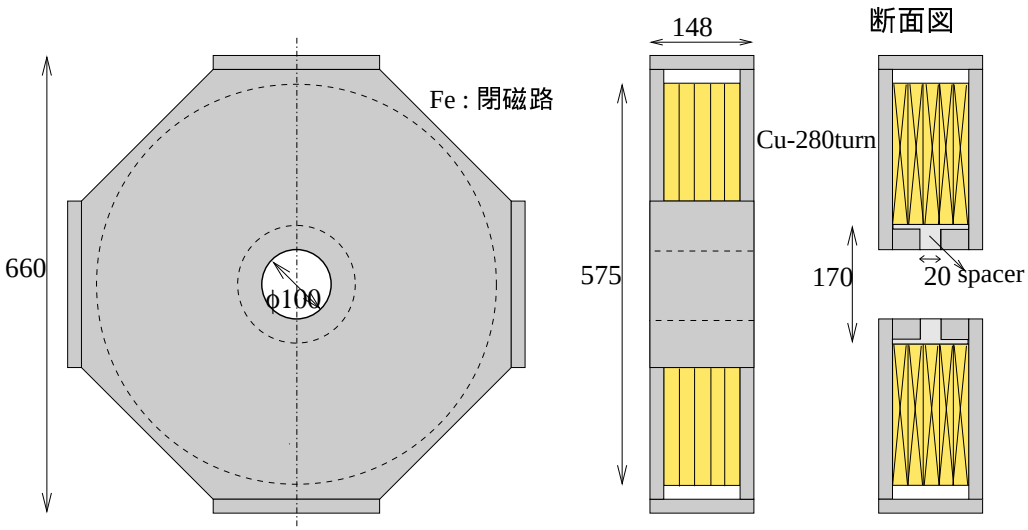


図 5.1: ソレノイドマグネット概略図

5.1.1 ギャップ型 ソレノイド マグネット

ソレノイドは図 5.1 のような大きさ、形状をしており 280 巻の銅コイルを鉄の閉磁路で覆ってある (表 5.1 参照)。最大の特徴は中心に 20 mm のギャップを設けていることであり、このギャップから磁場が漏れだし、図 5.2 のようにギャップ周りに局所的な磁場を作りだす。これに伴い磁場はギャップからソレノイド中心に向かって弱くなるように分布する。

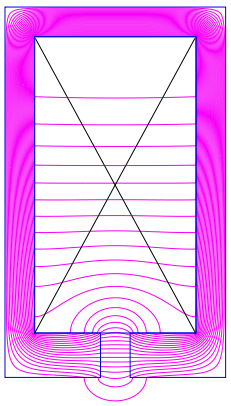


図 5.2: コイル断面図. コイル近傍から磁力線の漏れ出す様子

表 5.1: 電磁石仕様

コイル巻数	280 [ターン]
コイル内径	85 [mm]
コイル外径	287.5 [mm]
直流抵抗	0.141 [A] (at 100 ℃)
全体質量	210 [kg]

磁場測定

このソレノイドの性能を調べるため、磁場の測定を行った。磁場測定は LakeShore Cryotoinics , Inc 製ハンディ・ガウスメータ 410 型のアキシャルプローブを用いて行なった。

Los Alamos National Laboratory で開発された 2 次元電磁場解析ソフト POISSON/SUPERFISH を用いたソレノイドの磁場シミュレーションの値と共に実際の測定データを以下に示す。便宜的に、図 5.3 の

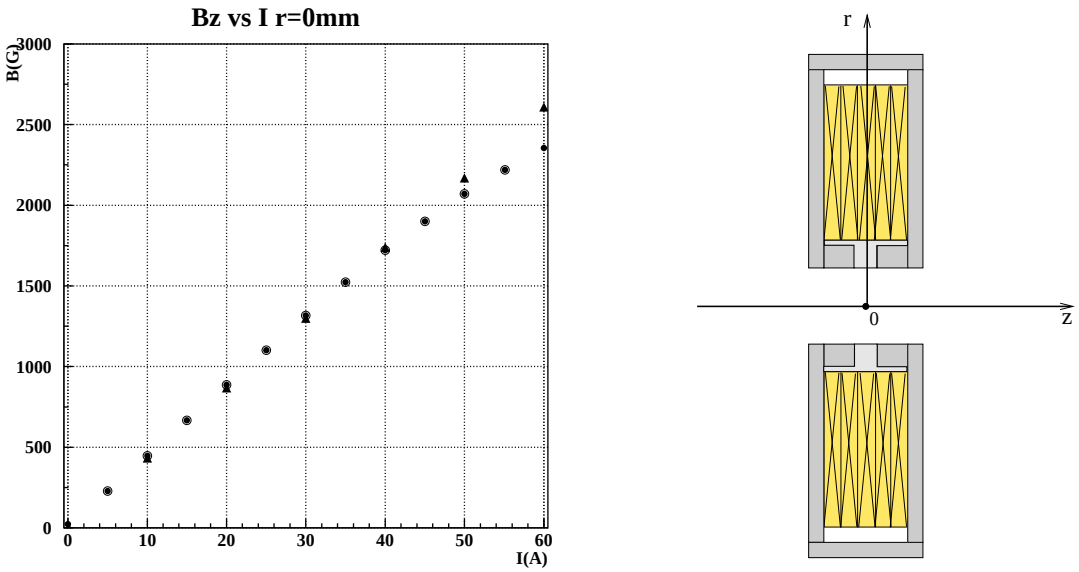


図 5.3: ソレノイド中心での $B_z - I$ 特性グラフ (左). 丸点が測定データを表し、三角点がシミュレーションによる値

右図のようにソレノイドの中心を原点に取った円柱座標で議論を進める。図 5.3 はソレノイドの中心 (r=0 mm , z=0 mm) における、電流 (I) と磁場 (B_z) の関係を表すグラフである。黒丸が測定データで、三角点がシミュレーションからの予測値となっている。45A 付近から両者にズレが生じているが、これは鉄ヨークが飽和磁化に近づき比透磁率が小さくなっているからであり、シミュレーションにおいては鉄の透磁率に飽和の効果が入っていないため線形に伸びつづけている。

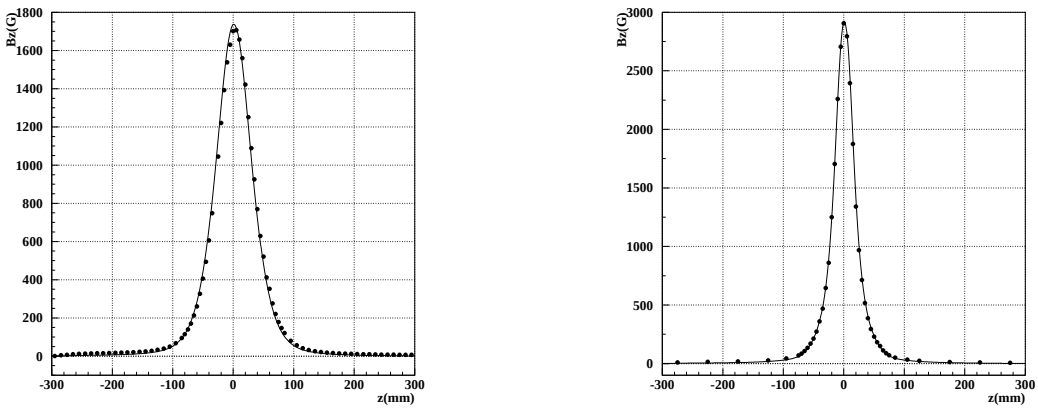


図 5.4: 電流 I=40[A](11200[A·turn]) を流し、r= 0 mm(左) と r=35 mm(右) において z 軸方向に沿って磁場を測定した.

図 5.4 及び図 5.5 は、ソレノイドの中心から r=0 mm , 35 mm の場所を z 方向にスキャンしたグラフである。実線がシミュレーションからの予想値、黒点が実験値であり。40A では r=0、r=35 mm ともによく一致していることがわかる。一方 60A では、鉄の飽和により磁場分布がシミュレーションとは僅かであるが異なっている。スペクトロメーターの性能評価に於いて、電子の軌道計算に基づいたシミュレーション結果と実際のデータとの比較を行なうので、その際には鉄の飽和領域を避けるため、ソレノイドに流す電流

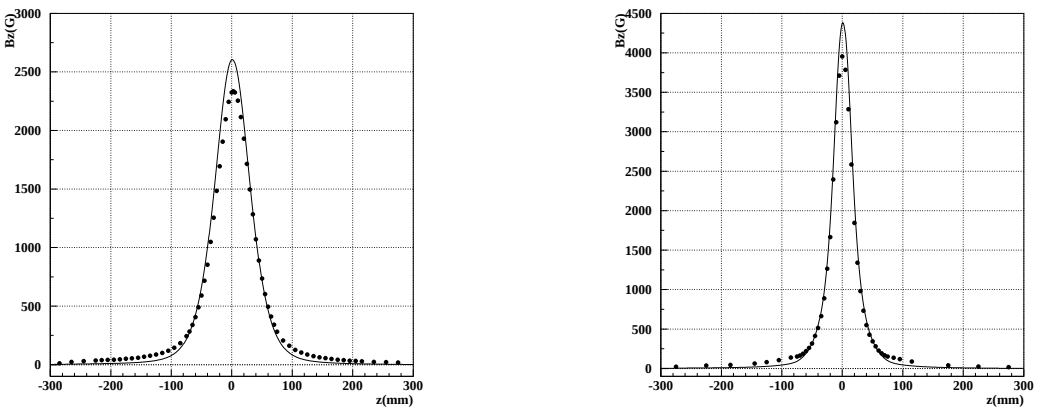


図 5.5: 電流 I=60[A](16800[A·turn]) を流し、r= 0 mm(左) と r=35 mm(右) において z 軸方向に沿って磁場を測定した.

を 40 A 以下で実験を行なった。

5.1.2 ソレノイドスペクトロメーター セットアップ

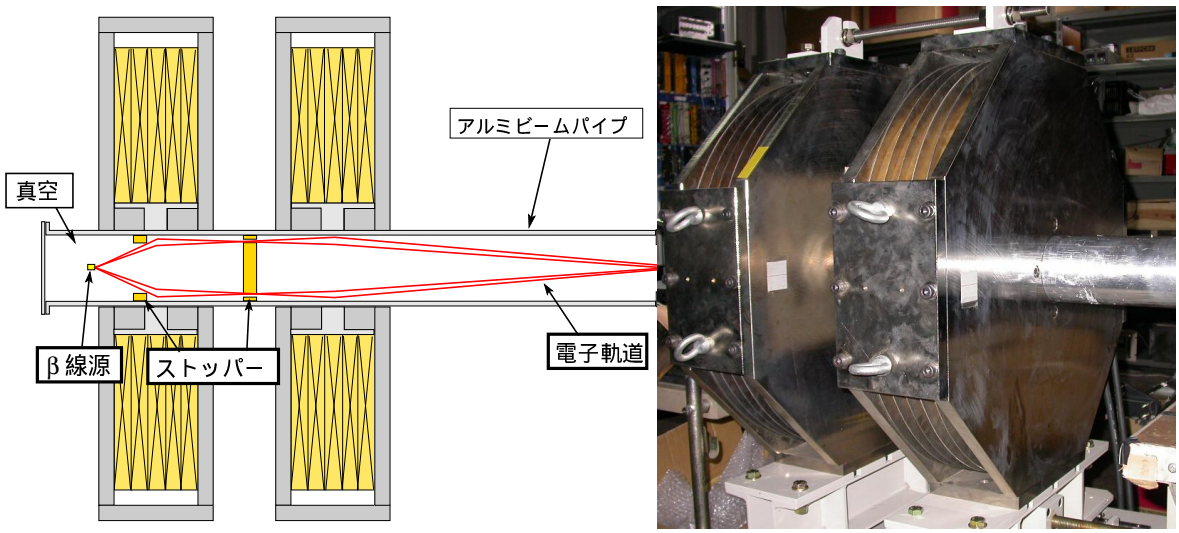


図 5.6: スペクトロメーターセットアップ (左図) , 実際のソレノイドスペクトロメーターの写真 (右図)

ここからはこのソレノイドを用いた電子スペクトロメーターについて説明する。セットアップを図 5.6 に示す。2 つのソレノイド電磁石は同軸上に 40mm の間隔で配置されている。また、中心には内径 90mm のアルミ製ビームパイプが通り、真空に保たれる。ビームパイプ中には β 線源とストッパーが設置されている。

β 線源

主に用いた β 線密封線源を以下に示す。

- ^{90}Sr

- β 崩壊 : ~ 2.283 MeV
- 放射線強度 : 2.4×10^6 Bq

- ^{106}Ru
  - β 崩壊 : ~ 3.541 MeV
  - 放射線強度 : 0.71×10^6 Bq
- ^{137}Cs
  - 内部転換電子 : 625 keV
  - 放射線強度 : 3.5×10^6 Bq

電子の出射位置に広がりがあると位置分解能、エネルギー分解能共に悪化する。従って、スペクトロメーターの性能を向上させるためには β 線源の寸法は小さいことが望ましい。^{106}Ru 及び ^{137}Cs については測定に使用した線源サイズは直径 10mm と大きいため、線源を直径 5mm の穴のあいたソースホルダーに入れることで β 線の出発点を限定させている (図 5.7 中央参照)

また ^{90}Sr は、直径 2mm 長さ 7mm の円柱状アルミニウムの先端に取りつけた特別形状の物を用いてより点源に近づけている。図 5.7 右の半円状ソースホルダの中心にあるのがその特別形状の線源である。

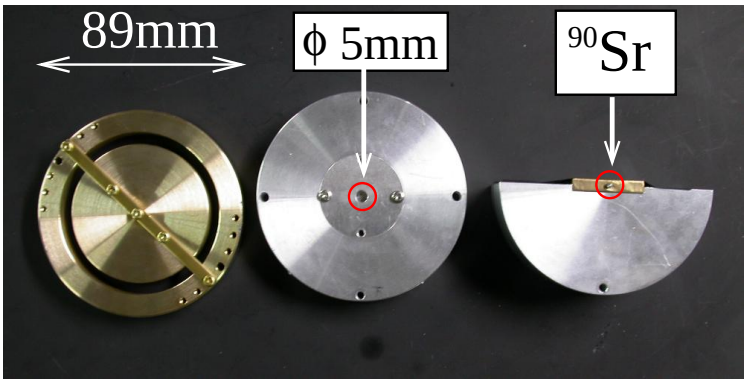


図 5.7: 左からストッパー , ソースフォルダー (チェッキングソース用) , ソースフォルダー (^{90}Sr 用) , 全て直径 89 mm

ストッパー

収束させたいエネルギー以外の電子を止めるため、~ 3 MeV の電子を十分止めることのできる厚さを持った真鍮製ストッパー (10 mm 厚) をビームパイプに挿入する。(図 5.7, 図 5.6 参照) スペクトロメーターにおいて線源、ストッパーの位置及び形状は性能を左右する重要なパラメーターである。そこでストッパー間及びストッパーと線源の距離をある決まった値に保つため図 5.8 のようにそれぞれの間を長ネジで結び、ナットで固定する。このように相対的な距離を固定したままビームパイプに挿入する。

ビームパイプ

このシステムに於いては、電子は約 80 cm の距離を飛行する。電子が空気中を飛行すると空気との散乱によって、エネルギー、位置分解能は著しく悪化してしまう。そのため、飛行パスは真空にする必要があ

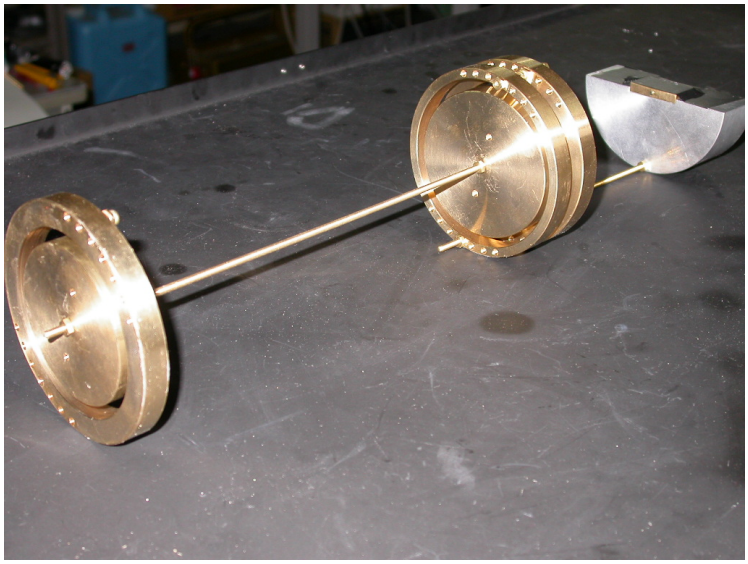


図 5.8: ストッパーセットアップの一例

る。実際には直径 98mm、肉厚 4mm のアルミニウム管をビームパイプとして用いて、その中は中を 10^{-2} Torr ほどの真空に保たれている。ビームパイプの下流で真空を保っているのは薄いマイラーシート (100μ 厚) で電子ビームはこれを通過して出てくる構造となっている。

5.1.3 電子軌道計算

このスペクトロメーターの設計開発は、POISSON/SUPERFISH と呼ばれる電磁場解析ソフト及び 4 次の Runge-Kutta 法による電子の軌道計算を用いて行なわれた。

具体的な手法は以下の通りである。POISSON/SUPERFISH にソレノイドの形状、材質、電流値を入力し磁場分布を計算させる。その結果を空間をメッシュ状に区切った離散的な分布表として受け取る。この磁場分布表に基づいて電子の軌道を相対論的運動方程式

$$m_e\gamma\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -e\frac{d\vec{r}}{dt}\times\vec{B} \tag{5.1}$$

に従って (Runge-Kutta 法) 計算した。

5.1.4 ソレノイド磁場による電子の軌道概念

磁界レンズ

一般にソレノイドが作りだすような軸対称の磁場は、荷電粒子に対して集束性のレンズとして働く。近軸の電子に対する運動に限定して (近軸近似) 考えると、磁場の及ぶ範囲が z_1 から z_2 のとき、そのレンズの焦点距離は以下の式で表される。

$$\frac{1}{f} = \frac{e^2}{8mT}\int_{z_1}^{z_2} B_z^2 dz \tag{5.2}$$

ここで T は電子の運動エネルギーを表す。簡単のため、半径 R の円形状に巻いた空芯ソレノイドの場合を考えると、ソレノイドの幅が狭い場合にはソレノイド中心軸上の磁束密度は次式で与えられる。

$$B_z = \frac{NI}{2}\frac{\mu_0 R^2}{(R^2+z^2)^{3/2}} \tag{5.3}$$

式 5.3 を式 5.2 に代入して積分すれば焦点距離を求めることができる。半径 R = 18.6 cm(我々が開発したソレノイドマグネットの半径) のソレノイドに I×N= 40× 280 [A · turn] の電流を流すと、1 MeV の電子に対して焦点距離 f = 14 cm と求まる。

このような空芯ソレノイドは磁場が一部に集中しないので、レンズ作用としては弱い。そこでソレノイドの周りを鉄で囲んで閉磁路を作り、狭い領域に強い磁場を作ることで、強いレンズ効果を上げることができる。

ソレノイドスペクトロメーターにおける電子軌道概念

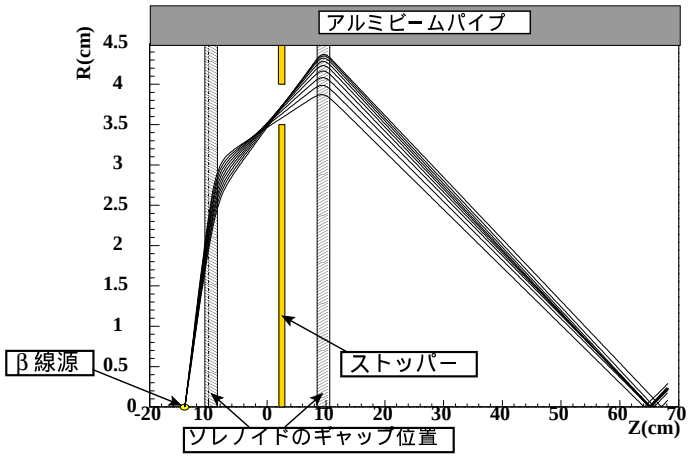


図 5.9: 電子軌道概念図

電子はソレノイドの作りだす局所的な磁場の z 軸成分 B_z に巻きついて方向を変える。電子の軌道を r-z 平面で見てみると、図 5.9 のようになり r=0 のソレノイド中心に置かれた β 線源から飛び出した電子は、2 つのソレノイドで 2 回軌道を変えて収束される。

軌道計算によるシミュレーションを用いて、もう少し詳しく電子の軌道について考察する。

図 5.10 は、原点から z 軸に対して θ=0.51 rad の角度で x 軸方向に出射した電子の軌道を r-z 平面 (左)、x-y 平面 (右) で表したものである。青い点線、赤い波線、黒い実線はそれぞれエネルギーが 1.0 MeV , 1.15 MeV , 1.3 MeV の電子軌道を表している。

右側の図の網掛け部分はビームパイプ中央に置かれたストッパーを表しており、1.0 MeV(青点線) と 1.3 MeV(赤波線) の電子はストッパーに当たり消滅するが、1.15 MeV の電子はストッパーのすき間を通り抜ける。このようにストッパーの形状と位置を工夫して、特定のエネルギーのみを選別する。以上がエネルギー選択の定性的な説明である。

また、図 5.11 の 3 本の線は同じエネルギー (1.15MeV) で、z 軸に対する出射角度が異なる電子の軌道を表している (青点線:0.48 rad , 黒実線:0.51 rad , 赤波線:0.54 rad)。前述したように磁場はソレノイドのギャップ付近 (r : 大) で強く、中心に近づくに連れて (r : 小) 弱くなっている。出射角度の小さな軌道は初段のソレノイドのギャップから比較的遠くを通るため、軌道が少し曲げられて、後段のソレノイドのギャッ

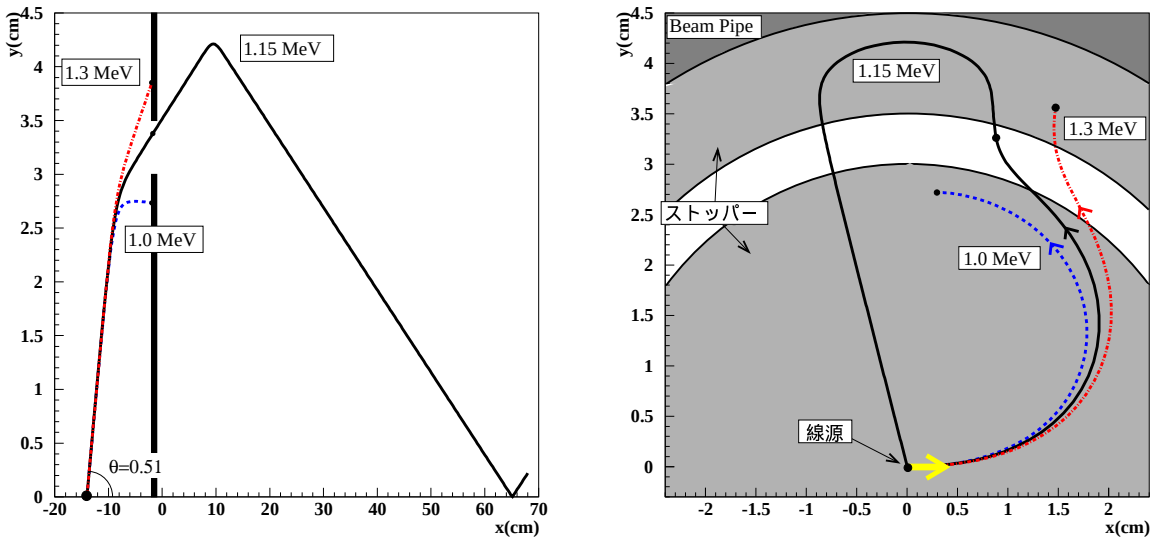


図 5.10: z 軸に対する出射角度が同一 θ=0.51 rad で、エネルギーが 1.0 MeV,1.15 MeV,1.3 MeV の電子軌道を r-z 平面 (右図),x-y 平面 (左図) に描いたもの

プ付近を通ることになり、そこで大きく曲げられる。逆に出射角度の大きいものは初段でギャップ付近を通るため大きく曲げられて、後段で r の小さい所を通ることになり小さく曲げられる。このように二つのソレノイドを用いることによってアクセプタンスを稼ぐことができる。

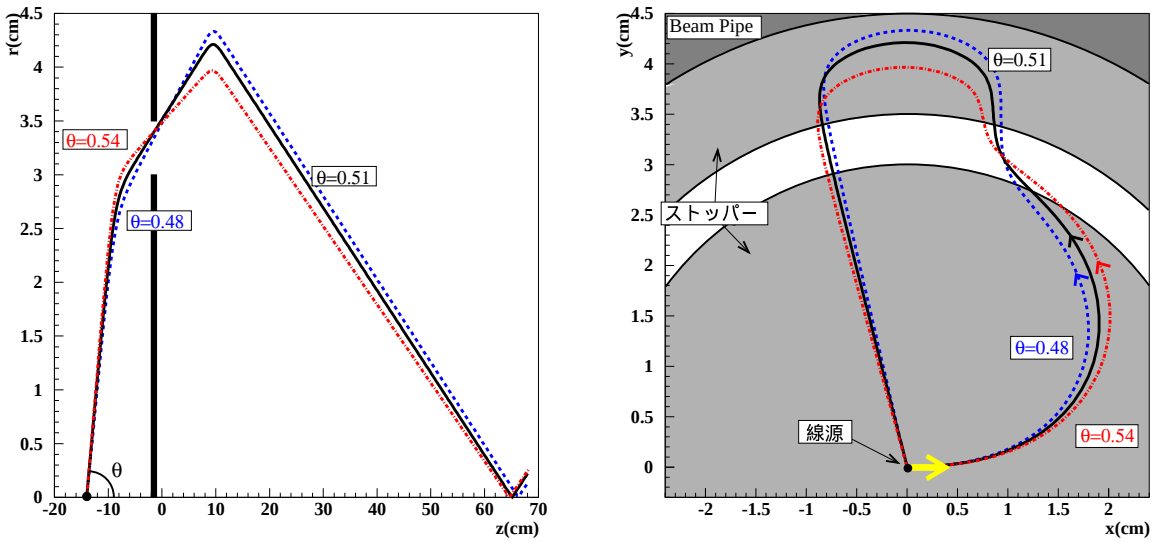


図 5.11: 同一エネルギー (1.15MeV) で、z 軸に対する出射角度が θ=0.48 rad , 0.51 rad 0.54 rad で、の電子軌道を r-z 平面 (右図),x-y 平面 (左図) に描いたもの

5.1.5 性能評価

このソレノイドスペクトロメーターは、二つのソレノイドの間隔、電流値、線源、ストッパーの位置等によってその性能は変わってくる。

例えば、高エネルギーの電子を収束させるためには電流を上げる以外にもソレノイド間隔を広げ、線源の

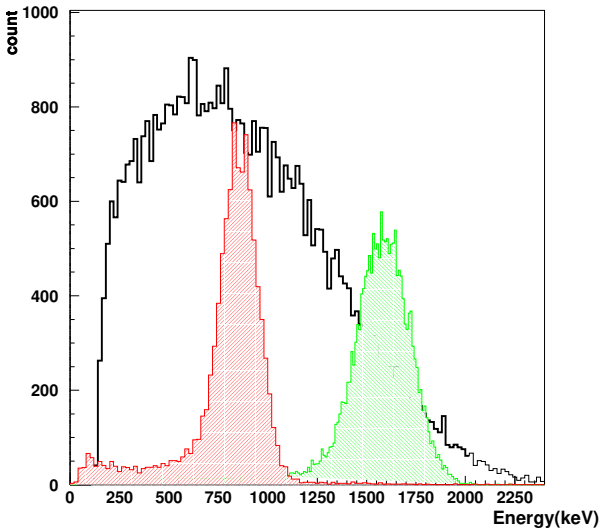


図 5.12: Sr のスペクトルと収束された電子のスペクトル縦軸は任意

位置をより上流に置くという方法がある。これは電子の方向変換の角度が小さくすむからである。

また一度セットアップを固定すれば、二つのソレノイドに流す電流の比を一定に保って、電流の値を変化させることにより、電子の軌道を変えずに収束される電子のエネルギーを変化させることができる。すなわち磁場が線形に伸びつづける限り、それに従って収束される電子のエネルギー (正確には運動量:式 5.1 より) も線形に伸びつづける。

スペクトロメーターのセットアップの組み合わせは無限に存在するため、全ての組み合わせについて性能を議論し、提示する事は不可能である。そこで、ここではアクセプタンスを保ちつつある程度のエネルギー分解能を持つ標準的な組み合せと (Standard Mode)、エネルギー分解能を追及した組み合せ (Hig Resolution Mode) の二つのモードに対し、そのスペクトロメーターとしての性能について述べる。

この二つのモードの違いは図 5.13 で示されるようにストッパーの数のみである。

Standard Mode(以下 SM) はストッパーが一つであるのに対して、High Resolution Mode (以下 HR) はさらに二つのストッパーを入れて、余分なエネルギーの電子を極力止めている。その他のセットアップは同一で、β 線源は直径 2 mm の特別形状の ^{90}Sr 、ソレノイド間隔 (中心の間隔) は 19cm、電流比 20:7、線源の位置は-14cm である。

基本的な性能として収束地点である z=65cm における、エネルギー分解能、単位時間当りの電子数 (yield)、スポットサイズについて述べる。

エネルギー分解能

ソレノイドスペクトロメーターによって生成される電子ビームのエネルギー分解能の評価は図 5.14 のようなセットアップで行なった。ビーム軸上 (z 軸)z=65cm の位置にプラスチックシンチレータを取りつけた PMT を置き、直径 10mm の穴のあいた鉛 (2mm 厚) でシンチレータを覆う。これにより r<5mm の範囲に収束された電子のエネルギー分布からエネルギー分解能を求める。

観測されるエネルギー分布はシンチレータの分解能 $\sigma_{\rm sci}$ とスペクトロメーターの分解能 $\sigma_{\rm sol}$ が合わさったものである。したがって観測されるエネルギー分布の相対的拡がり $\sigma(\%)$ は

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\rm sci}^2 + \sigma_{\rm sol}^2} \tag{5.4}$$

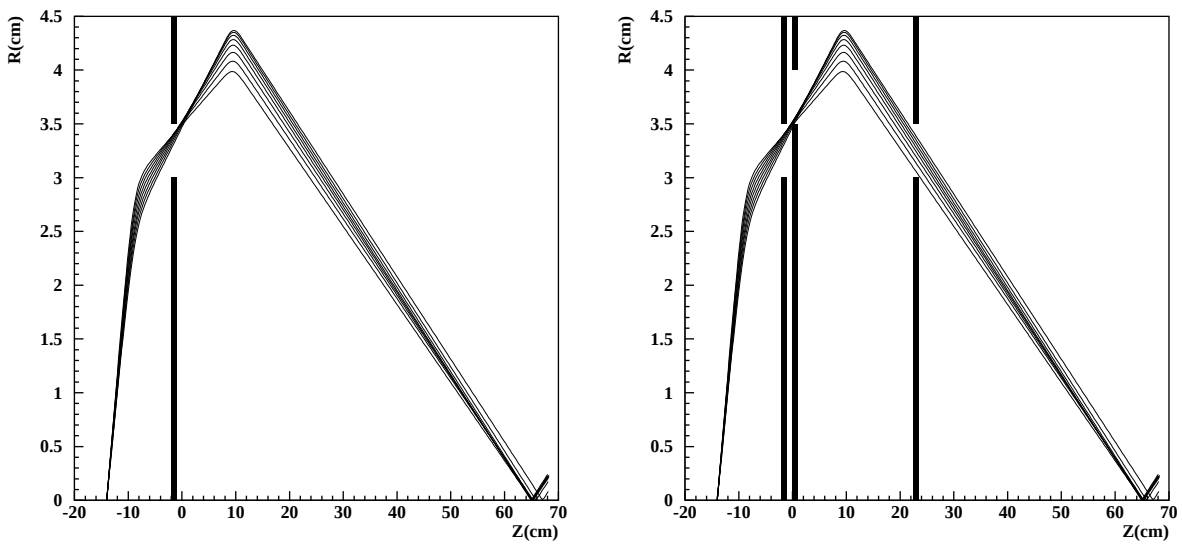


図 5.13: 左が Standard Mode , 右が Resolution Mode. 黒線は電子の軌道、黒く塗りつぶされた部分がストッパーを表している。z 軸の原点はソレノイド間の中心にとってある。

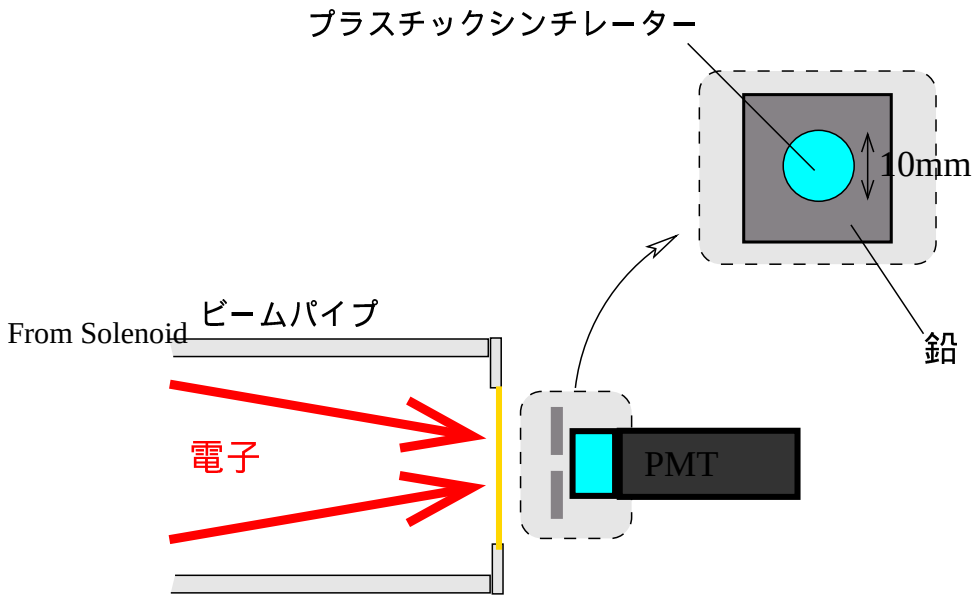


図 5.14: Yield 測定セットアップ

式 5.4 によって σ_{sol} と結びついているとする。ここで、$\sigma_{\rm sci}, \sigma_{\rm sol}$ 共に電子のエネルギーに依存した値となる。

さて、$\sigma_{\rm sol}$ を求めるためには $\sigma_{\rm sci}$ が必要である、そこで我々は単一エネルギー電子として ^{137}Cs の内部転換電子 625keV を用いて $\sigma_{\rm sci}$ を測定した。この ^{137}Cs からの電子についても図 5.14 と同様のセットアップでスペクトロメーターを利用して観測した。(図 5.15)

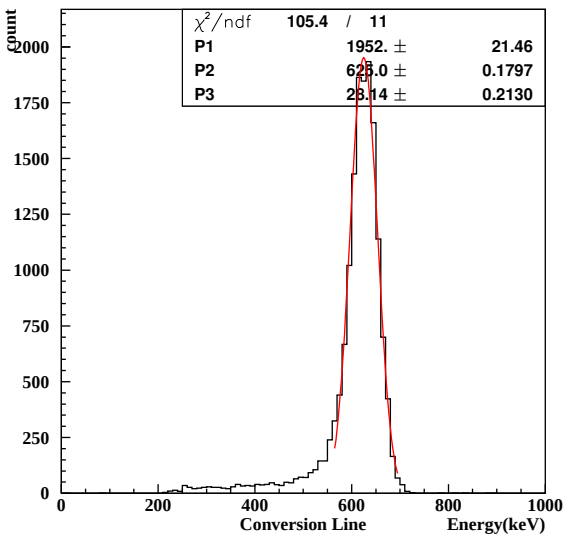


図 5.15: 内部転換電子のスペクトル

この結果

$$\sigma_{\rm sci}(625{\rm keV}) = 4.5 \pm 0.1\% \tag{5.5}$$

と求まった。

SM と HR についても内部転換電子を収束させた時と同じ電流値で電子ビームのエネルギー分布を測定した。(図 5.16 参照)

図 5.15 と図 5.16 で収束された電子のエネルギーが少し異なるのは、線源の形状の差 (Cs と Sr)、ストッパー量の差 (SM と HR) によって生じている。その結果

$$\sigma^{\rm SM}(599{\rm keV}) = 5.6 \pm 0.1\% \tag{5.6}$$

$$\sigma^{\rm HR}(606{\rm keV}) = 4.6 \pm 0.1\% \tag{5.7}$$

と求まった。さらに式 5.4、式 5.5、式 5.7 より、625 keV , 599 keV , 606 keV をほぼ同一エネルギーと見なせば SM , HR それぞれのエネルギー分解能を求めることができる。

$$\sigma^{\rm SM}_{\rm sol}(599{\rm keV}) = 3.3 \pm 0.2\% \tag{5.8}$$

$$\sigma^{\rm HR}_{\rm sol}(606{\rm keV}) = 0.7 \pm 0.9\% \tag{5.9}$$

この実験結果の妥当性を見るため、仮想的に同一のセットアップを構築して、軌道計算によって SM , HR の両方に対する分解能を求めた。検出器分解能が存在しないため $\sigma_{\rm sol} = \sigma_{\rm simulation}$ である。軌道計算から求まったスペクトルは図 5.17 のようになった。

軌道計算の結果は以下のようにり、収束されるエネルギー、分解能共に一致している。

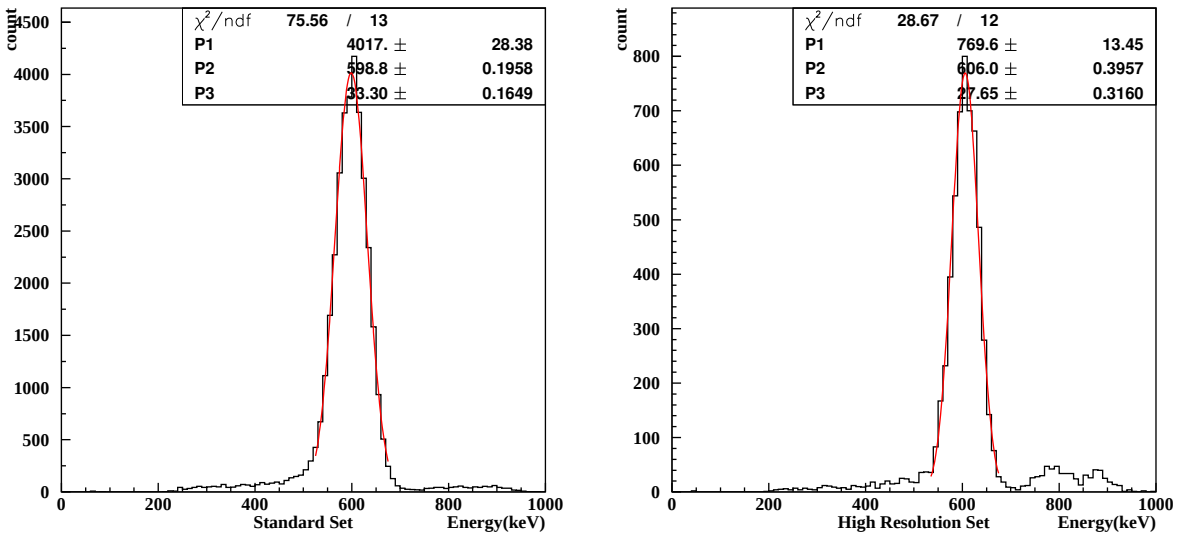


図 5.16: SM(左) と HR(右) で得られた電子のエネルギースペクトル:β 線源は ^{90}Sr を仕様. ピーク右に見られる小さなピークはストッパーの端で散乱された電子によるものと考えられる.HR は SM に比べ yield が低いため、この余分なピークの割合が高くなっている。

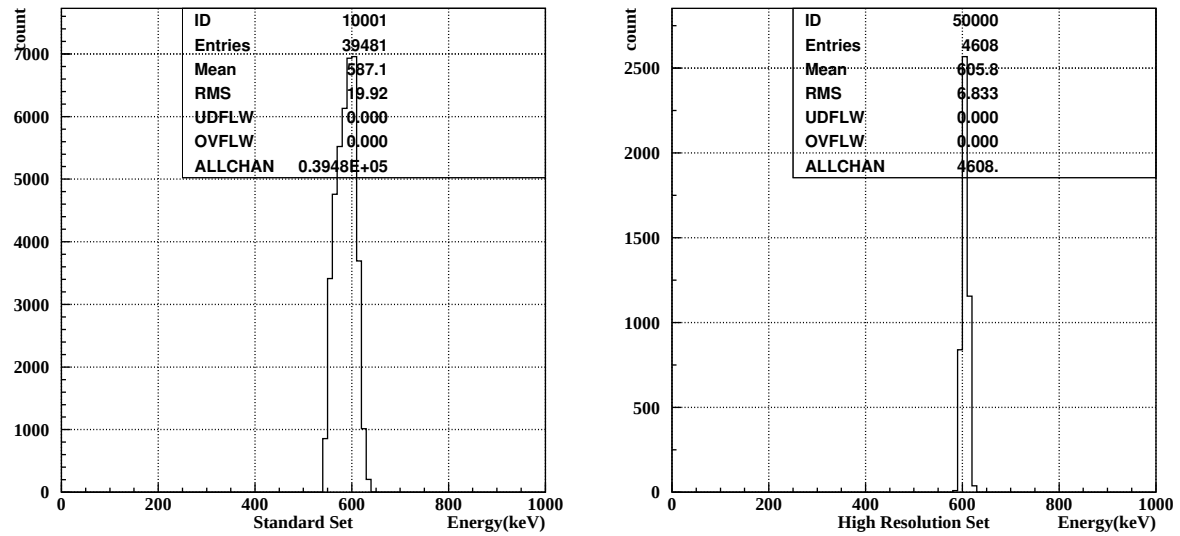


図 5.17: 軌道計算によって得られたスペクトル, 左 : SM , 右 : HR

	Standard Mode	High Resolution Mode
平均エネルギー	587.1 keV	605.9 keV
エネルギー分解能 σ	3.4 %	1.1 %

表 5.2: 軌道計算の結果

単位時間当りの電子数 (yield)

エネルギー分解能の測定におけるセットアップで、電子ビームの yield の比較も行なった。使用した β 線源は ^{90}Sr であり、放射強度は 2.4×10^{6} Bq である。測定結果は SM が 1800Hz に対して、HR は 240Hz となった。軌道計算からは yield の比を求めることができて、その値は

$$\frac{\mathrm{Yield(HR)}}{\mathrm{Yield(SM)}} = 0.117 \tag{5.10}$$

であり、240/1800∼0.133 に非常に近い値となっている。

スポットサイズ

直径 5 mm 穴のあいた 2 mm 厚鉛をシンチレータ前にとりつけて、収束地点で x-y 方向 (30 mm×30 mm) にスキャンすることでビームサイズを測定した。収束されるべきエネルギー領域の電子のカウント数でプロットすると、図 5.18 のようなイメージになる。

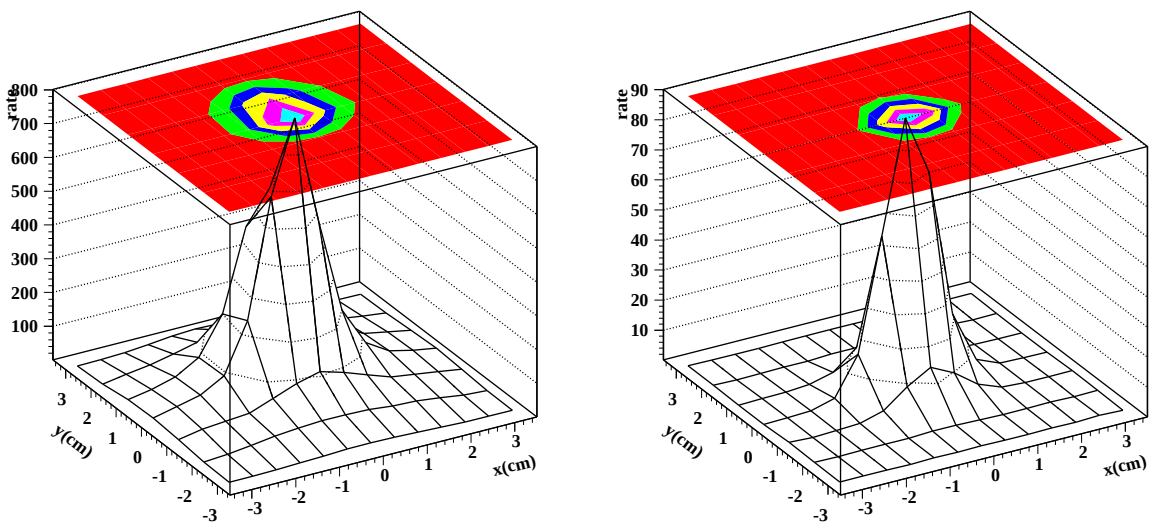


図 5.18: ビームサイズイメージ , 左:Standard Mode , 右:Resolution Mode

この分布の x , y 方向の拡がり (RMS) でビームサイズを定義すると
Standard Mode:

$$\sigma_x = 8.7\mathrm{mm} \quad \sigma_y = 8.2\mathrm{mm} \tag{5.11}$$

Resolution Mode:

$$\sigma_x = 6.0\mathrm{mm} \quad \sigma_y = 5.5\mathrm{mm} \tag{5.12}$$

となった。また軌道計算の結果は
Standard Mode(Simulation):

$$\sigma_x = 5.9\mathrm{mm} \quad \sigma_y = 5.7\mathrm{mm} \tag{5.13}$$

Resolution Mode(Simulation):

$$\sigma_x = 2.6\text{mm} \quad \sigma_y = 2.4\text{mm} \tag{5.14}$$

である。どちらも軌道計算の値の方が小さな値となった、電子軌道を散乱させる物質として、ビームパイプの真空を保っている 100μm 厚のマイラーシートが挙げられる。GEANT3 を用いて、電子をマイラーのある一点に向かって垂直に入射させたところ、検出器の位置に対応する場所において、電子の拡がりは $\sigma \sim 3.5$ mm と求まった。軌道計算によって求まった値に対して、このマイラーにおける散乱を考慮すると、Standard Mode(Simulation with mylar effect):

$$\sigma_x = 6.9\text{mm} \quad \sigma_y = 6.7\text{mm} \tag{5.15}$$

Resolution Mode(Simulation with mylar effect):

$$\sigma_x = 4.4\text{mm} \quad \sigma_y = 4.2\text{mm} \tag{5.16}$$

と、求まる。 マイラーにおける散乱が大きな寄与を与えていることがわかったが、まだ軌道計算による値の方が実験値に比べ小さくなっている。これは実験における、電子のストッパーによる散乱や、β 線源の x-y 平面における位置の不定性による影響と考えている。

5.2 Čerenkov 光量測定システムセットアップ

前節で述べたスペクトロメーターを利用して Aerogel のČerenkov 光量測定システムを開発した。このシステムのセットアップは図 5.19 のようになっている。ソレノイドスペクトロメーターを用いて単色電子ビームを作りだし、Aerogel に入射させる。これによって Aerogel 内で発生した Čerenkov 光を 2 軸パラボラ凹面鏡で集光して 5inchPMT で検出しČerenkov 光量を評価するという仕組になっている。

凹面鏡には ϕ10 mm の穴が空けてあり、その下流に trigger 用シンチレータを 2 つ置く。それぞれ 0.2mm 厚タグ用シンチレータ、50mm 厚エネルギー測定用シンチレータであり、鏡の穴を通過してきた電子のみがこのシンチレータに入る。

シンチレータはスペクトロメーターによる電子ビームの収束点に置かれるが、生成される電子ビームは 2MeV 程度で非常に低エネルギーなため、Aerogel 内で多重散乱を起こしその方向情報は失われて、鏡の穴を抜ける電子数が大幅に減って (1/100 程度) しまう。これによってデータ収集の時間が長引いて、バックグラウンドが増えてしまうため、エネルギー測定用シンチレータと、0.2mm の薄いシンチレータの 2 つのコインシデンスを取ることでバックグラウンドを抑えている。また、内部に 5 インチ PMT のゲインモニター用に青色 LED ($\lambda = 470$nm) が入れてあり、Čerenkov 光測定と同時にゲインチェックもできる構造となっている。

5.2.1 使用した実験器具

- 光電子増倍管
  - Čerenkov 光の読みだしには浜松製直径 5 インチの PMT-R1250 を使用
  - 2 つのトリガー用シンチレータは浜松製直径 1-$\frac{1}{8}$ インチの PMT-H7415 にとりつけてある。
- 反射鏡
  - 2 軸パラボラ凹面鏡を利用

  x 方向、y 方向の焦点距離はそれぞれ $f_x = 70\text{mm}, f_y = 140\text{mm}$ である。鏡の形状は中心を原点として、

$$z = \frac{x^2}{4 \times 70} + \frac{y^2}{4 \times 140} \tag{5.17}$$

  という数式で表される。
- Aerogel
  - 松下電工製 SP シリーズ (n=1.03 と 1.05)、IY シリーズ (n= 1.03 と 1.046) を測定
- Spectrometer
  - 前節で紹介したソレノイドを利用したスペクトロメーターを利用した β 線源は $^{106}Ru(\beta^- :\sim 3.541MeV)$ を使用。

5.3 測定手順

5.3.1 電子ビーム

屈折率 1.03 のČerenkov 閾値は β_{th}=0.971 であり、これに対応する電子のエネルギーは T_{th}=1.62 MeV である。電子が Aerogel を通過する際のエネルギー損失は約 0.2MeV であるから、Čerenkov 発光を観測

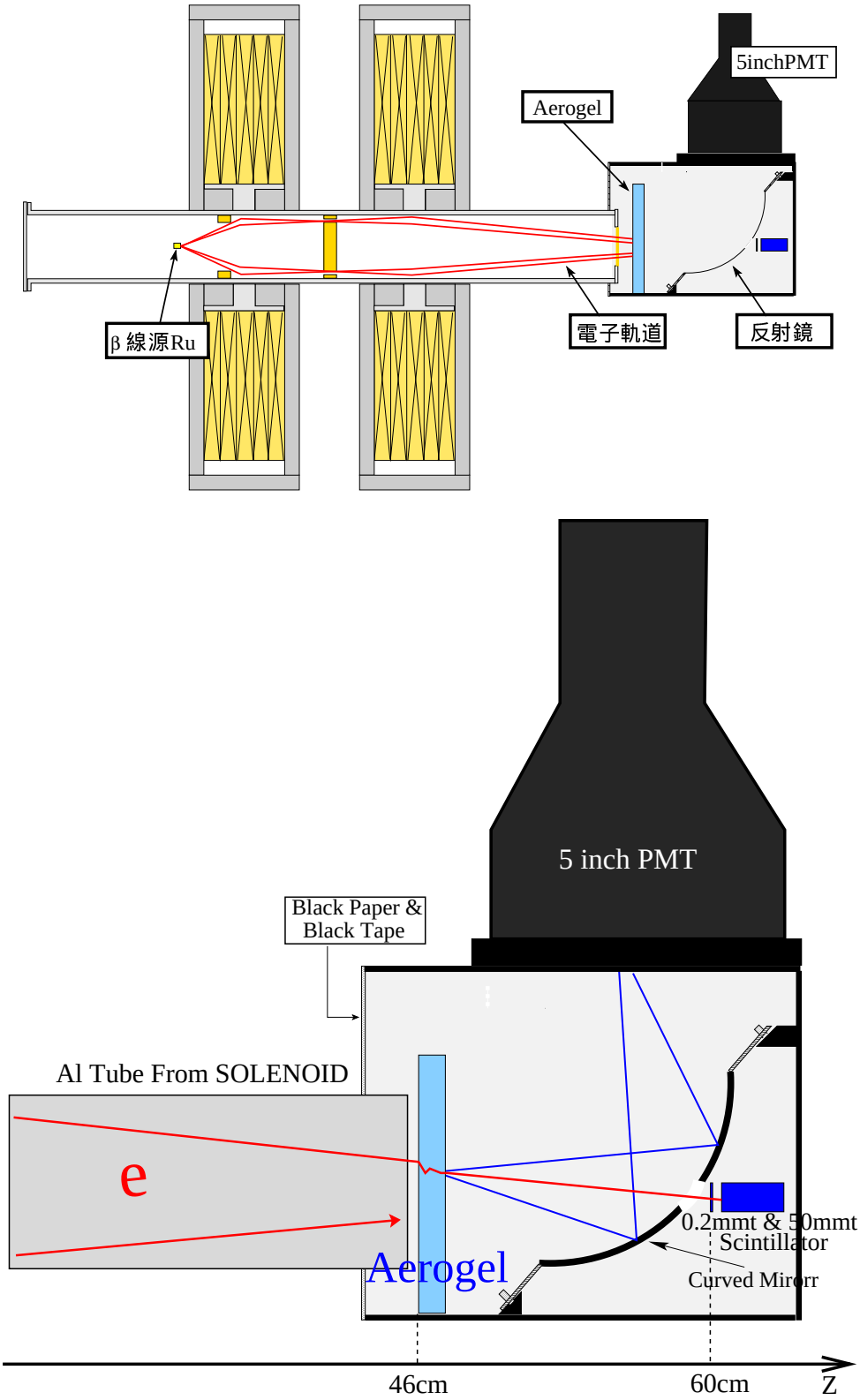


図 5.19: Čerenkov 光量測定システムのセットアップ。スペクトロメーターで電子ビームを作りだし、Aerogel において発生するČerenkov 光を反射鏡で PMT に集めて観測する。上が全体図で下は測定系部分拡大図。真空はアルミチューブ内のみ

するためには少なくとも 1.8MeV 以上のエネルギーを持つ電子が必要となる。また第 3 章で見たように、Čerenkov 発光は非常に光量が少ないため、できるだけ高いエネルギー (速度) の粒子を用いてČerenkov 発光量を大きくし、解析を容易にしたい。そこで我々はスペクトロメータの β 線源に ^{106}Ru(β 崩壊 : ~3.541 MeV) を使用した。

β 線源に Ru を利用しソレノイドに流す電流を変化させて、1460 ~ 2675 keV の範囲の電子ビームを Aerogel に入射させた。(2675KeV はこのセットアップで最大電流 60A を流したときに収束する電子のエネルギー) 線源、ストッパーの位置及び電子の軌道を図 5.20 に示す。このセットアップによって得られた電

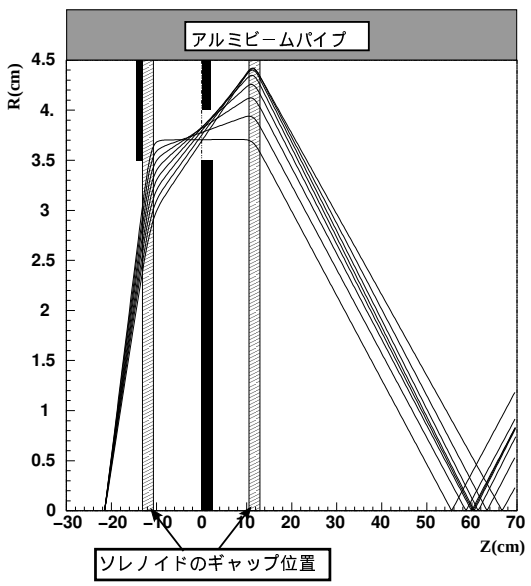


図 5.20: Čerenkov 光量測定において用いた spectorometer のセットアップと電子の軌道. 黒塗りはストッパーを表す。

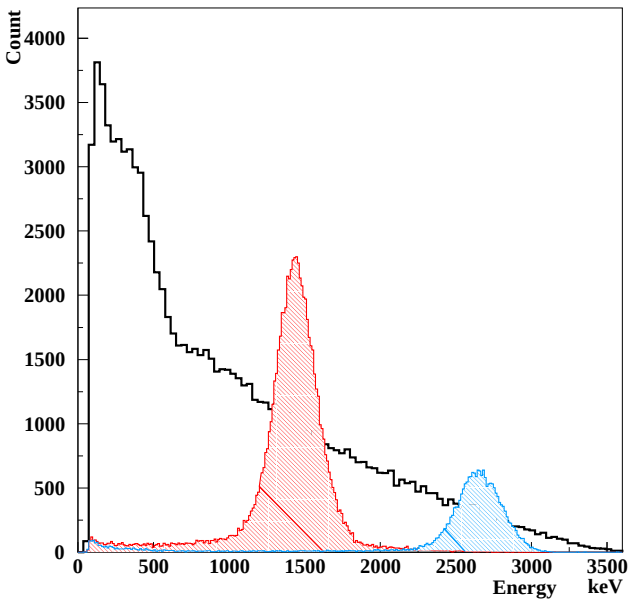


図 5.21: Ru のスペクトルとこのセットアップで収束された電子のスペクトル縦軸は任意 (プラスチックシンチレータ+ PMT によって観測した実験データ)

子ビームのスペクトルと Ru の β 崩壊のスペクトルは図 5.21 のようになる。以下に収束された電子のエネルギー値とエネルギー分解能を何点か示す、ここでのエネルギー値は ^{137}Cs の 625keV 単色電子によってエネルギー較正を行なったシンチレータによって測定した値である。(分解能はシンチレータの分解能を含む)

Energy(keV)	825	1458	2006	2399	2675
Resolution(%)	13.7	10.1	7.5	6.3	5.7

5.3.2 データ収集とその解析

Aerogel を通過して来た電子が鏡の穴を通過し、二つのシンチレータに飛びこむ。このタグ用シンチレータとエネルギー測定用シンチレータのコインシデンスによってゲート信号を生成し、5 インチ PMT の信号を ADC によって読み取るという流れでデータ収集をする。測定によって得られるデータを図 5.22 に示す。

コインシデンスを生んだ信号がスペクトロメーター起源の電子であること、鏡の穴を通過してきたことを保証するため、エネルギー測定用シンチレータの ADC 分布においてカットを施す。具体的には、エネルギー測定用シンチレータの ADC 分布に現われるピークをガウシアンでフィットし、ピークの中心から

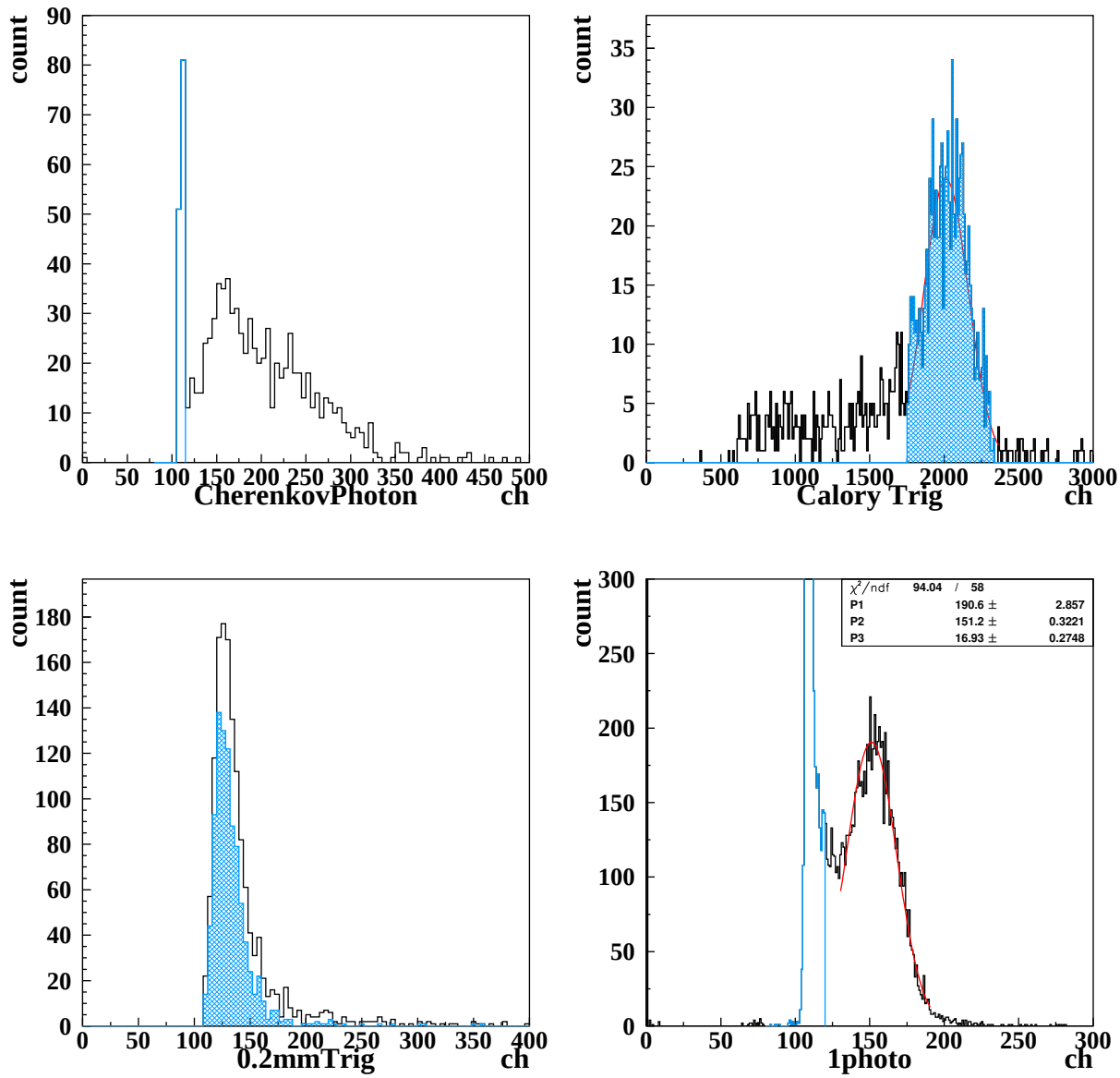


図 5.22: 左上:5inchPMT の ADC 分布 (cut 後)。 右上:50mm 厚シンチレータの ADC 分布、網掛部分の範囲で cut をほどこす。 左下:0.2mm 厚シンチレータの ADC 分布、網掛部分は 50mm 厚の方の cut の影響。右下:5inchPMT gain monitor 用 LED 光の ADC 分布, ガウシアンフィットで 1P.E. に対応する ADC チャネルの値を求める。

2σ の範囲に含まれる電子のČerenkov 光を評価する。このカット後の 5 インチ PMT の ADC 分布から光量 (P.E.=photo electron) を算出した。

P.E. は次式より求める。

$$\frac{\mathrm{MEAN_{ADC}} - \mathrm{Pedestal}}{\mathrm{1P.E.peak}}$$

ここで、$\mathrm{MEAN_{ADC}}$ とは、5 インチ PMT の ADC 分布の平均値を表し、1 P.E. peak とは 1 P.E. に対応する ADC チャネルの値を表す (図 5.22 右下参照)。以上の方法で求めた光量 (P.E.) と GEANT3 を用いたシミュレーションによって得られた予測値を比較して、システムの信頼性、及び GEANT の予言能力の確認を行なう。

5.4 GEANT3 を用いたシミュレーション

上記実験における結果との比較のため GEANT3 を用いたシミュレーションを行なった。実験を再現するよう、Aerogel、シンチレータ、反射鏡を実験セットアップと同じように配置して電子を入射させる。反射鏡の穴を通りシンチレータで全エネルギーを落したイベントに対して、5 インチ PMT で検出されたČerenkov 光量を評価した。

5.4.1 Čerenkov 光量測定システム再現のためのパラメーター

Aerogel

Aerogel の透過率は我々が開発した透過率は前章の透過率測定システムによって得られた実測値をフィット関数 (式 4.2) のパラメータ A、C という形で入力する。シミュレーション上で発生したČerenkov 光一つ一つに対して確率 (1-A) で吸収、$\exp\left(-\frac{Ct}{\lambda^4}\right)$ で散乱を起こさせる。(散乱方向の分布は Rayleigh 散乱の断面積式 4.1 に従うようにしている) また屈折率、密度は松下電工による測定値 (表 3.3) を使用している。

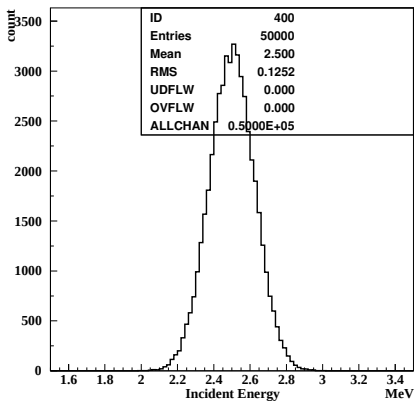
電子ビームプロフィル

前節で Spectrometer における電子の軌道計算の信頼性が保証されたので、計算によって電子の軌道を再現し、その分布から GEANT の入射電子のパラメータを決定した。Aerogel に入射させる電子のエネルギーを 1300keV∼2700keV の範囲で 200keV おきに 8 パターン変化させてシミュレーションを行なる。ここで、軌道計算によって得られたスペクトロメーターのエネルギー分解能に対して、少し余裕を持たせて、全てのエネルギーにおいて一律 5%の分解能に設定している (図 5.23 左図参照)。

また電子の入射位置と方向は、軌道計算の結果をもとに電子がタグ用シンチレータの中心に収束するように設定した。(実際は収束点に於いても有限の幅をもって収束するが、Aerogel による多重散乱が電子の方向情報を奪うため (図 5.23 右図参照)、この理想化は光量予測には影響しない)

鏡の反射率

PIN フォトダイオードと緑レーザー (543nm) を用いて鏡によるレーザーの反射強度から反射率を求めた。その結果凹面鏡中心の反射率は 79%であった。鏡の表面には、鏡作成時にできたと思われるキズや歪み等が見られるので、この影響で比較的低い反射率となっている。凹面鏡の反射率は全ての点における測定が困難なため、シミュレーションには鏡の全ての点において一律 79%を入れた。



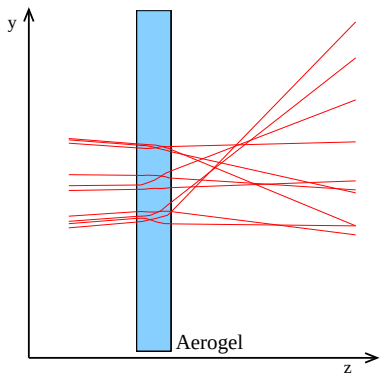


図 5.23: 左:シミュレーション上での入射電子エネルギー分布の一例、平均値 2.5MeV で 5%の広がりをもつ. 右:左から入射してきた電子が Aerogel 内を通過する様子. Aerogel での多重散乱により方向情報が失われている.

5 インチ PMT

この測定には 5 インチ直径の PMT 浜松ホトニクス製 R1250 を使用した。シミュレーションで用いるこの PMT の量子効率 (QE) は、浜松ホトニクスが公表しているカタログ (図 5.24) から、300nm～ 600nm の範囲で 10 点読み取り、その間を直線でつないだものを入れている。(図 5.25)

補正係数

宇治に於いて行なわれた、60MeV 電子ビームを利用したČerenkov 光量測定実験で、シミュレーションの予測値に 0.61 という数をかけるとよく実験を再現したことから (5.6 節参照)、ここでもこの数値を用いる。以後出てくる予測値とはこの係数をかけて得られたものである。この補正係数については後に言及する (5.7 節参照)。

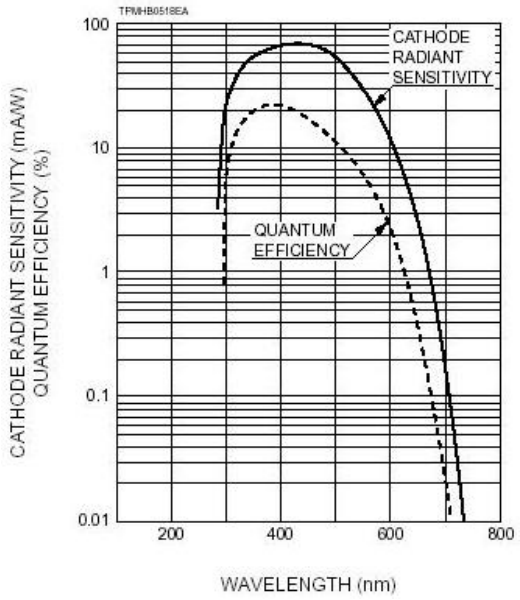


図 5.24: 5 インチ PMT の量子効率の波長依存性

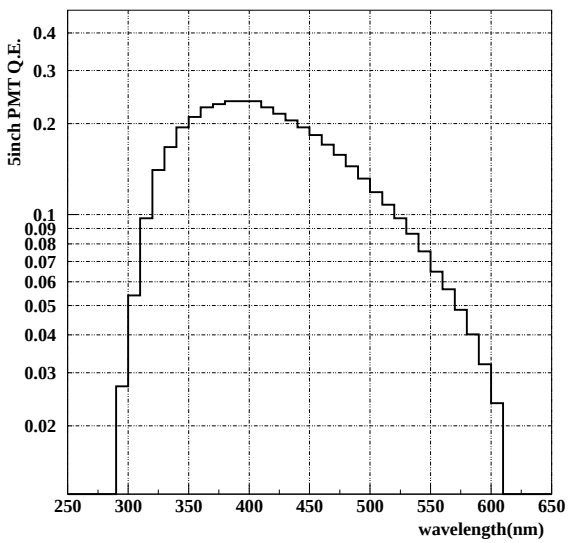


図 5.25: GEANT 上での 5 インチ PMT の QE

5.4.2 光量評価

図 5.26 はシミュレーション上で検出されたČerenkov 光の分布である。シミュレーションでは光電子単位で処理しているので離散的な分布となっている。実験結果の予測値は、このČerenkov 光量分布の平均値とした。

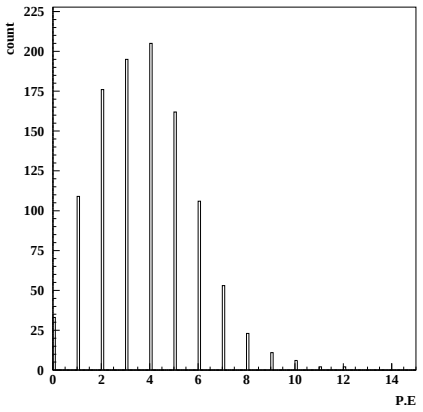


図 5.26: シミュレーション上で検出されたČerenkov 光の分布

5.5 Čerenkov 光量測定結果

前節までの方法で実験及び GEANT により Aerogel のČerenkov 光量を測定 (評価) した。

5.5.1 屈折率の異なる Aerogel についての比較

透過率が同程度で、屈折率の異なる Aerogel の光量についてその結果を見ていく。

SP30 と SP50

まず屈折率が 1.03 と 1.051 の Aerogel の光量を比べる。透過率測定の結果表 4.3 における、SP30-#C(470nm での透過率 70% , 厚さ 1.1 cm) と SP50-#B(470nm での透過率 71% , 厚さ 1.1 cm) というふたつの Aerogel のČerenkov 光量測定結果は図 5.27 のようになった。GEANT の予測値が実験値をよく再現できているのがわかる。Čerenkov 光量は式 3.5 に従うので、屈折 $n_1 = 1.03$,$n_2 = 1.051$ に同一エネルギーの電子が入射した場合その光量比 N_1/N_2 は

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{n_1^2(n_2^2\beta^2 - 1)}{n_2^2(n_1^2\beta^2 - 1)} \tag{5.18}$$

したがって、運動エネルギーが 2.2MeV(β^2=0.964) の電子が入射したとき N_2/N_1 ∼2.6 となる。実際は Aerogel でのエネルギーロス等があるので、式 5.18 のように簡単には計算できないが図 5.27 の実験値で比べると、N_2/N_1 ∼2.4 でありほぼ一致する。

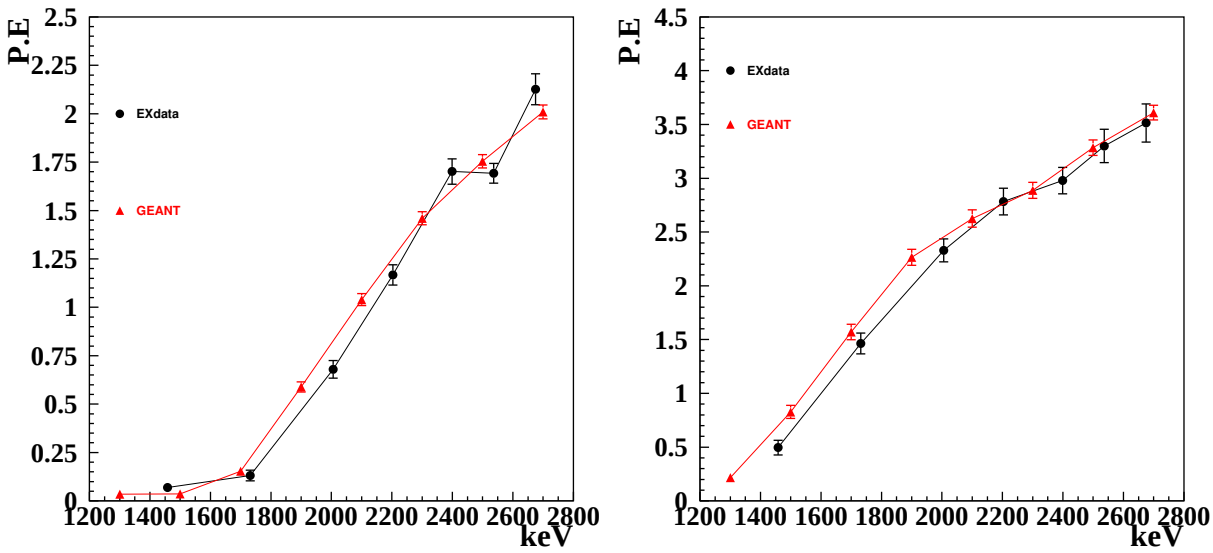


図 5.27: 透過率が同程度で、屈折率の異なる Aerogel,SP30(左) と SP50(右)。横軸は入射電子のエネルギー、縦軸が観測された P.E. をあらわす。黒丸が実験結果、赤丸が GEANT からの予測値

IY30 と IY46

次に、屈折率が 1.03 の AerogelIY30-#A(470nm での透過率 89% , 厚さ 1.1 cm) と屈折率 1.046 の AerogelIY46-#D(470nm での透過率 86% , 厚さ 1.1 cm) の Aerogel についての光量測定結果を図 5.28 に示す。これらも GEANT の予測値がデータを再現できていることがわかる。

5.5.2 透過率の異なる Aerogel についての比較

IY30 と SP30

図 5.27 の SP30-#C と図 5.28 の IY30-#A という Aerogel は屈折率が共に 1.03 で、 厚さが 1.1 cm であり、透過率がそれぞれ 70% , 89%(波長 470nm での値) と異なる。この二つの結果を比べると、実験値と GEANT の予想共に IY30-#A の方が全ての測定点で光量が多い結果となっている。入射エネルギー 2.2MeV における結果で比べてみると観測された光量の比は約 1.1 であり、透過率の比が 470nm で 89/70∼1.27 であるから少々異なる値となっているが、Čerenkov 光には波長の拡がりがあり、全ての波長の透過率、さらには PMT の量子効率も合わせて比較する必要がある。それらが全て考慮されているのが GEANT 予想値であるから、GEANT 予想値で比較すると、光量比は約 1.1 であり、透過率の違いが正しく光量比となって観測されていることがわかる。

5.5.3 IY46 と SP50

次に図 5.27 の SP50-#2 と図 5.28 の IY46-#D について比較する。これら 2 つの Aerogel は屈折率、透過率とも異なる。(表 5.3 参照) この屈折率の違いにより、例えば 2.2MeV の電子に対して式 5.18 より $N_{SP50}/N_{IY46} \sim 1.2$ ほど発生するČerenkov 光に違いが生じる。しかし、実験によって観測された光量を比べてみると光量比は 2.2MeV で $N_{SP50}/N_{IY46} \sim 0.93$ となっており、透過率の違いにより IY46 と SP50 でほぼ同程度の光量が観測されている。透過率は少々の屈折率の違いによる光量の差を補うことができるこ

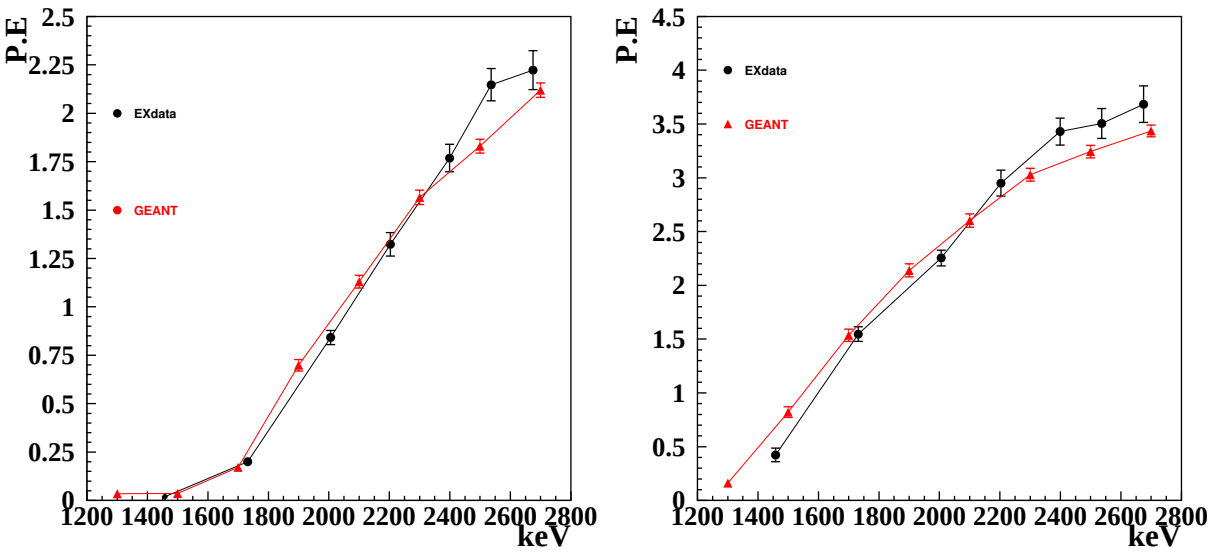


図 5.28: 透過率が同程度で、屈折率の異なる Aerogel,IY30(左) と IY46(右)。横軸は入射電子のエネルギー、縦軸が観測された P.E. をあらわす。黒丸が実験結果、赤丸が GEANT からの予測値

表 5.3: IY46-#D と SP50-#B の透過率、屈折率

	屈折率	470 nm における 透過率	厚さ
IY46-#D	1.046	86%	1.1 cm
SP50-#B	1.051	71%	1.1 cm

とがわかった。Aerogel のように低屈折率で高い β にČerenkov 閾値を設定したい場合は光量不足になりがちであり、透過率が非常に重要なパラメータとなる。

5.5.4 Aerogel 複数枚測定

Beam Catcher において Aerogel はビーム軸方向に 5 枚並べて使用される。そこで、このシステムにおいても Aerogel を複数枚並べて光量を評価してみることにした。電子のエネルギーが低いため 2 枚重ねと 3 枚重ねの実験のみ行なった。使用した Aerogel は屈折率 1.03 の SP30 である、実験結果は図 5.29 のようになった。この実験においても GEANT により結果がよく再現されている。これにより Aerogel3 枚までは

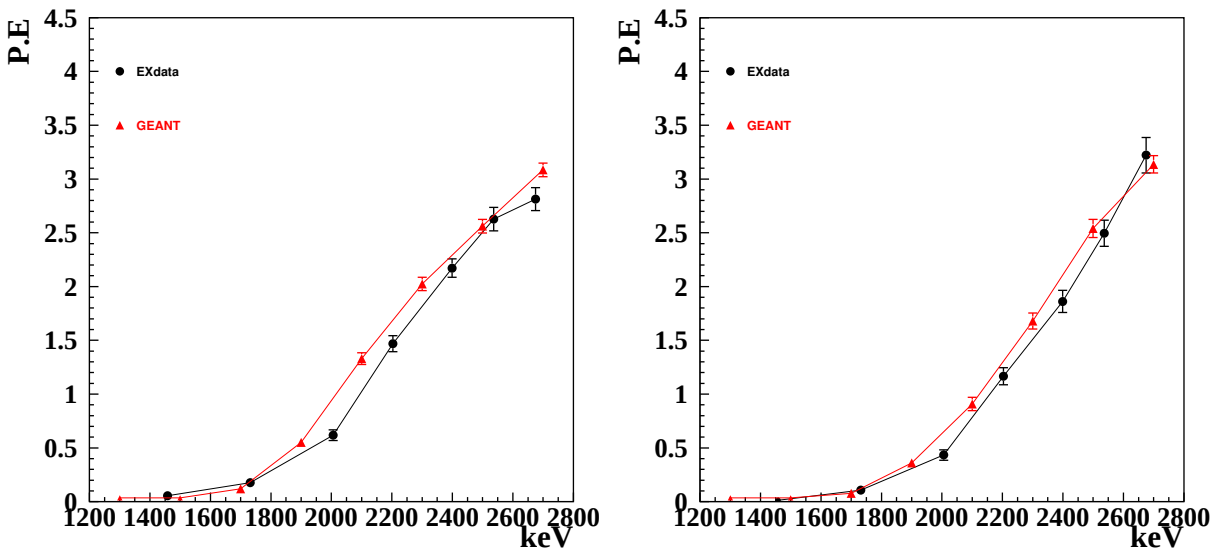


図 5.29: Aerogel を複数枚重ねて測定。左が 2 枚、右が 3 枚。横軸は入射電子のエネルギー、縦軸が観測された P.E. をあらわす。黒丸が実験結果、赤丸が GEANT からの予測値

GEANT に予測能力があることが確認された。

ここまでの結果でこのシステムにおいて測定されたČerenkov 光量が、GEANT の予測値に宇治ビームテストで得られた Over All な係数 0.61 をかけるとおおむね一致することがわかった。次にこのシステムとのクロスチェックのため行なったビームテストについて述べる。

5.6 加速器電子ビームによる光量評価

Čerenkov 光量測定システムのクロスチェックのため、京都大学化学研究所において電子蓄積リング (Kaken Storage Ring:KSR) からの 60MeV 電子ビームを利用した Aerogel のČerenkov 光量測定実験を行なった。

5.6.1 セットアップ

ビームテストのセットアップを図 5.31 に示す。

実験には Beam Catcher のプロトタイプ (図 5.30) を使用した。このモジュールはビーム軸に対して 45 度に傾いた 2 軸パラボラ凹面鏡を用いて、Čerenkov 光を 5 インチ PMT 光電面に集光する設計となっている。

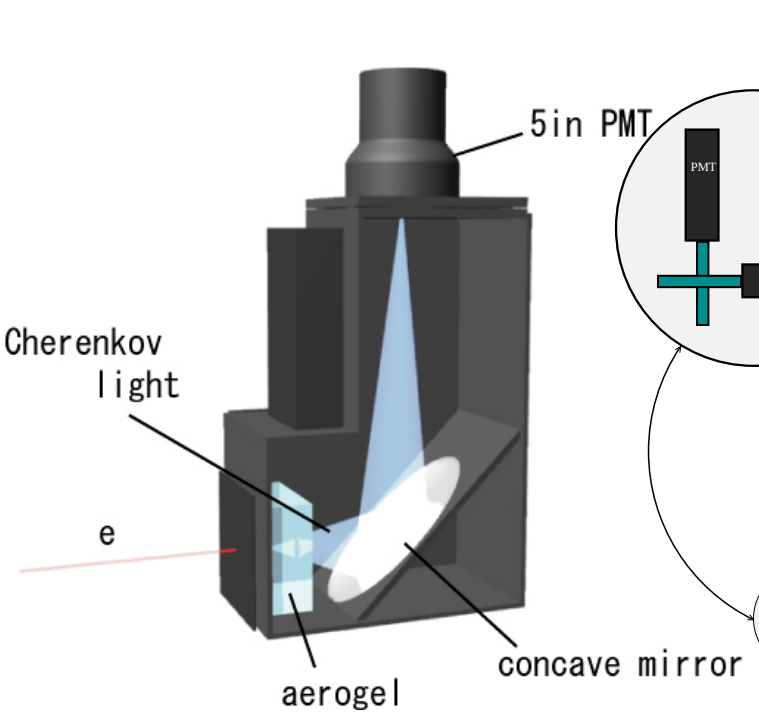


図 5.30: プロトタイプデザイン

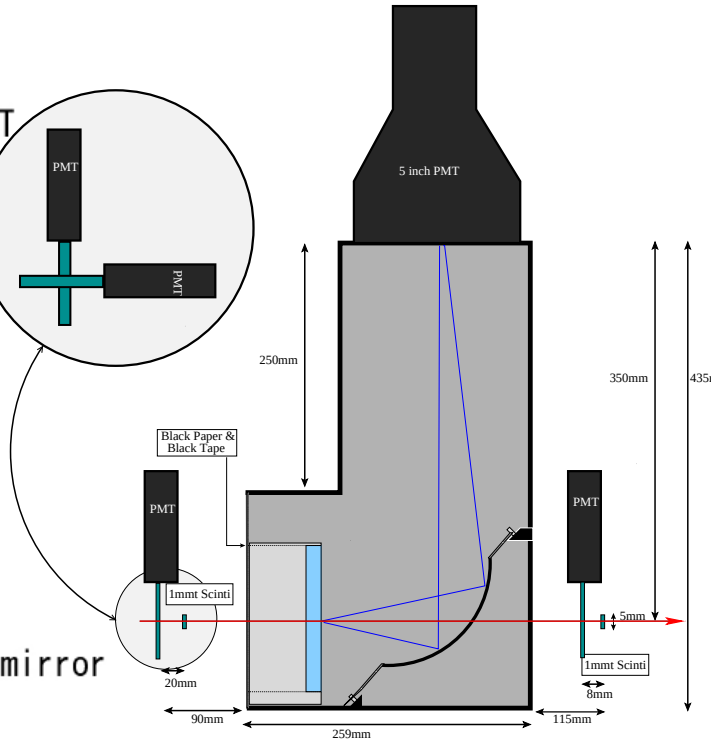


図 5.31: ビームテストセットアップ

ビームの大きさ、方向を決めるため、モジュール前後にフィンガーカウンターを配置した。このカウンターは幅 5mm× 長さ 80mm×1mm 厚のプラスチックシンチレーターを 1 インチ PMT(浜松製 H7415) に取りつけたものである。x,y 方向に並べることでシンチレータを十字にクロスさせてビーム位置を 5mm×5mm に限定した。Čerenkov 光量を検出する 5 インチ PMT はČerenkov 光量測定システムにおいて使用しているものと同じ物を使用した。

5.6.2 データ収集系とトリガーロジック

図 5.32 はビームテストでの各検出器からの信号の流れである。トリガーは 4 つのフィンガーカウンターのコインシデンスで生成される。これによりビームの突き抜けを要求し、電子が散乱したイベントを排除することができる。また加速器には定期的 (15Hz) に加速電圧が入り、これに同期して回路全体に大きなノイズが発生するため、このタイミングで 27μsec 間 veto をかけた。

5.6.3 測定データ&解析

実験メニュー

今回行なった実験メニューを以下に示す

- IY46 , SP30 , SP50 各 1 タイルを用いた測定
  - Aerogel におけるČerenkov 光量の評価
- Aerogel を置かずに測定

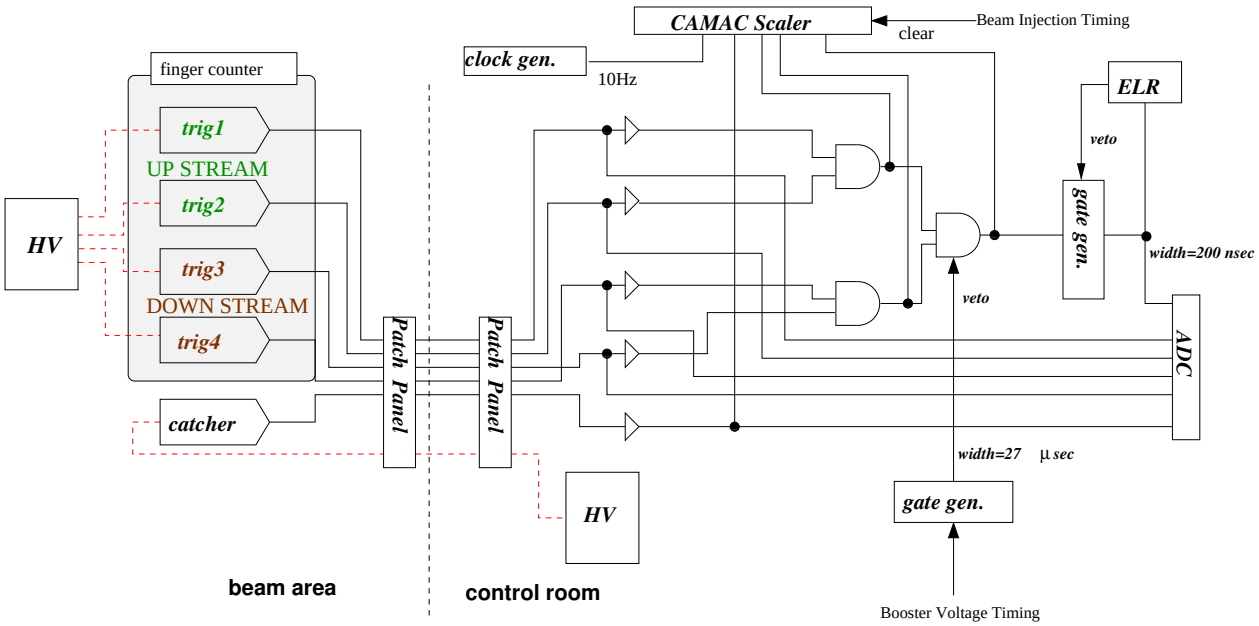


図 5.32: データ収集ロジック図:HV=High Volatage Supply,ELR= Event LAM Registar

– システムのバックグラウンドの評価

それぞれの測定の直前に、青色 LED 光による 5 インチ PMT のゲインチェックも行なっている。

実験の主旨はČerenkov 光量測定システムとのクロスチェックであり、もっとも興味があるのは 3 種類の Aerogel に対してその光量が consistent な値であるかどうかである。

データセット

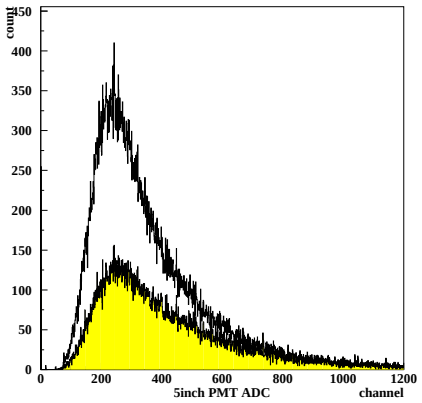
今回の実験で 1 つの run で得られるデータは以下の 10 種類である。(図 5.32 参照)

ADC

- プロトタイプモジュールの出力 (5 インチ PMT)
- フィンガーカウンター 4 つ

スケーラー

- 10Hz クロックパルス : ビーム injection からの時間を表す。
- 5 インチ PMT のディスクリミネーター出力. 1 P.E.(1 photo electron) のシグナルが検出されるように閾値を設定 (1 P.E.=25mV に対して 10mV)
- 上流 2 つのフィンガーカウンターのコインシデンス
- 下流 2 つのフィンガーカウンターのコインシデンス
- フィンガーカウンター全てのコインシデンスカウントの積算値をゲートタイミングで読み取ったもの。それぞれビーム injection のタイミングでクリアされる。



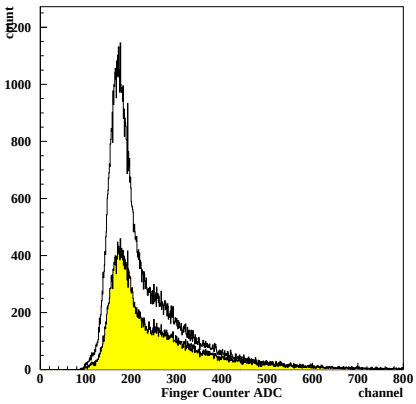


図 5.33: 5 インチ PMT の ADC 分布:カットなし IY46 図 5.34: 最上流のフィンガーカウンターの ADC 分布

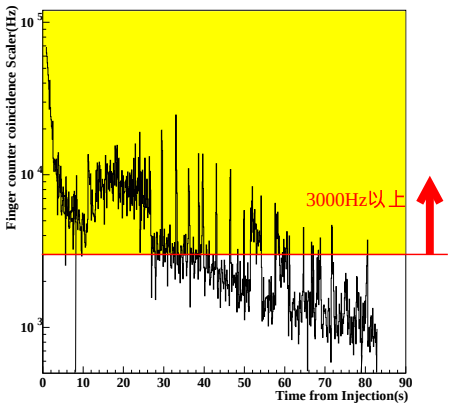


図 5.35: ビーム injection からの時間 (sec) .vs. フィンガーカウンター 4 つのコインシデンスレート (Hz)

図 5.33、図 5.34 の白抜きヒストグラムはそれぞれある run の 5 インチ PMT と最上流のフィンガーカウンターの ADC 分布をヒストグラムにしたものである。

網掛のヒストグラムは白抜ヒストグラムのうち、フィンガーカウンター 4 つのコインシデンスレートが 3000Hz 以上であるものによって得られるものである。これよりどちらの図に関しても、ハイレートの時に ADC が大光量側に分布していることがわかる。

これは電子ビームのレートが高かったため、トリガータイミングと同時に別の電子がモジュールを通過してしまい、その分多くのČerenkov 光 (図 5.33) あるいはシンチレーション光 (図 5.34) を観測してしまったと考えることができる。

図 5.35 はフィンガーカウンター 4 つのコインシデンスレート (Hz) の時間分布である。時間はビーム injection のタイミングを 0sec としてあり、ビームの Injection から時間と共にレートが下がっていることがわかる。そこで、 1run のうち比較的レートの低い部分のデータのみを使うことにより二つ以上の電子によるČerenkov 光を観測する確率を抑えて、解析することにした。以下に解析で用いたカットを示す。

1. ビームの Injection からのタイミングによるカット。Injection から 5 秒以降のデータのみを使用

2. フィンガーカウンターの ADC 分布によるカット。図 5.34 より複数電子ヒットによると思われる大光量側のテール部分をカットする。(図 5.36)

3. フィンガーカウンターの 4 コインシデンスレートによるカット。図 5.35 のように変位するレートのうち 3000Hz 以下のデータを使用

4. 5 インチ PMT のシングルレートによるカット。500kHz 以下のデータを使用した。(図 5.37)

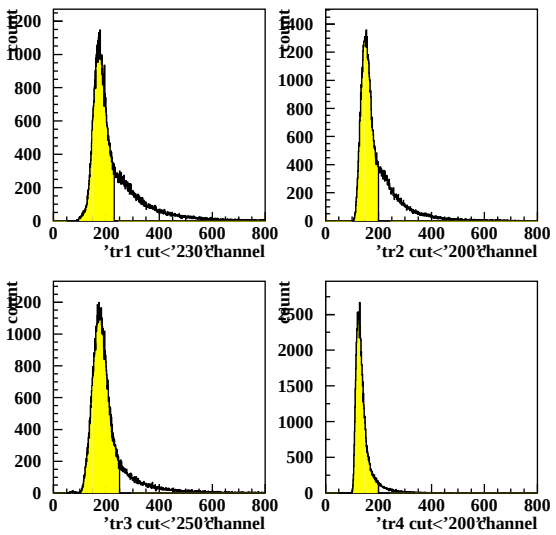


図 5.36: フィンガーカウンターのカット位置。上二つが上流カウンター、下二つが下流カウンターである。

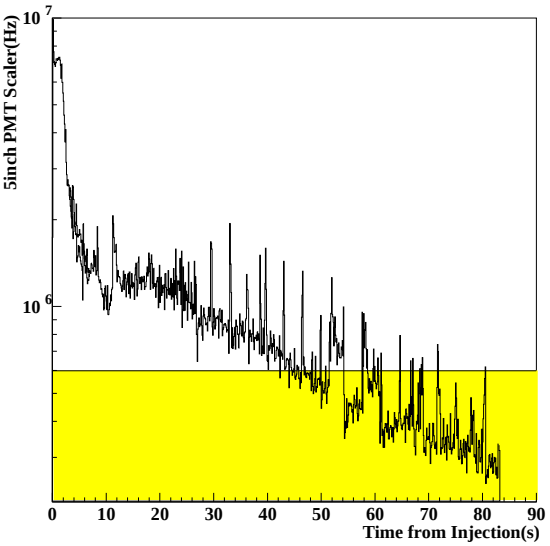


図 5.37: 5 インチ PMT のディスクリミネータ出力レート. ディスクリミネータの閾値は 1 P.E. が検出されるように設定されている。

最終的な光量以上のようなカットをそれぞれの run に対して施し、最終的に得られた 5 インチ PMT の ADC 分布をガウシアンでフィットした。

これによって得られた PEAK の ADC 値から pedestal を引き 1photo peak で割った値をČerenkov 光量とした。屈折率の異なる Aerogel3 種類と Aerogel を置かずに測定した実験の結果を図 5.39 に示す。GEANT からの予測値 (赤三角) は実験結果をよく再現しているが、この予測値には 0.61 という数値をかけて得られたものである。

5.6.4 ビームテストのまとめ

京都大学化学研究所に於いて 60MeV 電子を利用したビームテストを行ない、高エネルギー電子によって Aerogel のČerenkov 発光量を評価した。その結果、Geant からの予測値に Over ALL な係数 0.61 をかけると実験結果とよく一致した。Čerenkov 光量測定システムに於いても、この係数 0.61 を用いて実験結果をよく再現できていることから、このビームテストによる結果とČerenkov 光量測定システムによる結果はコンシステントであると言える。

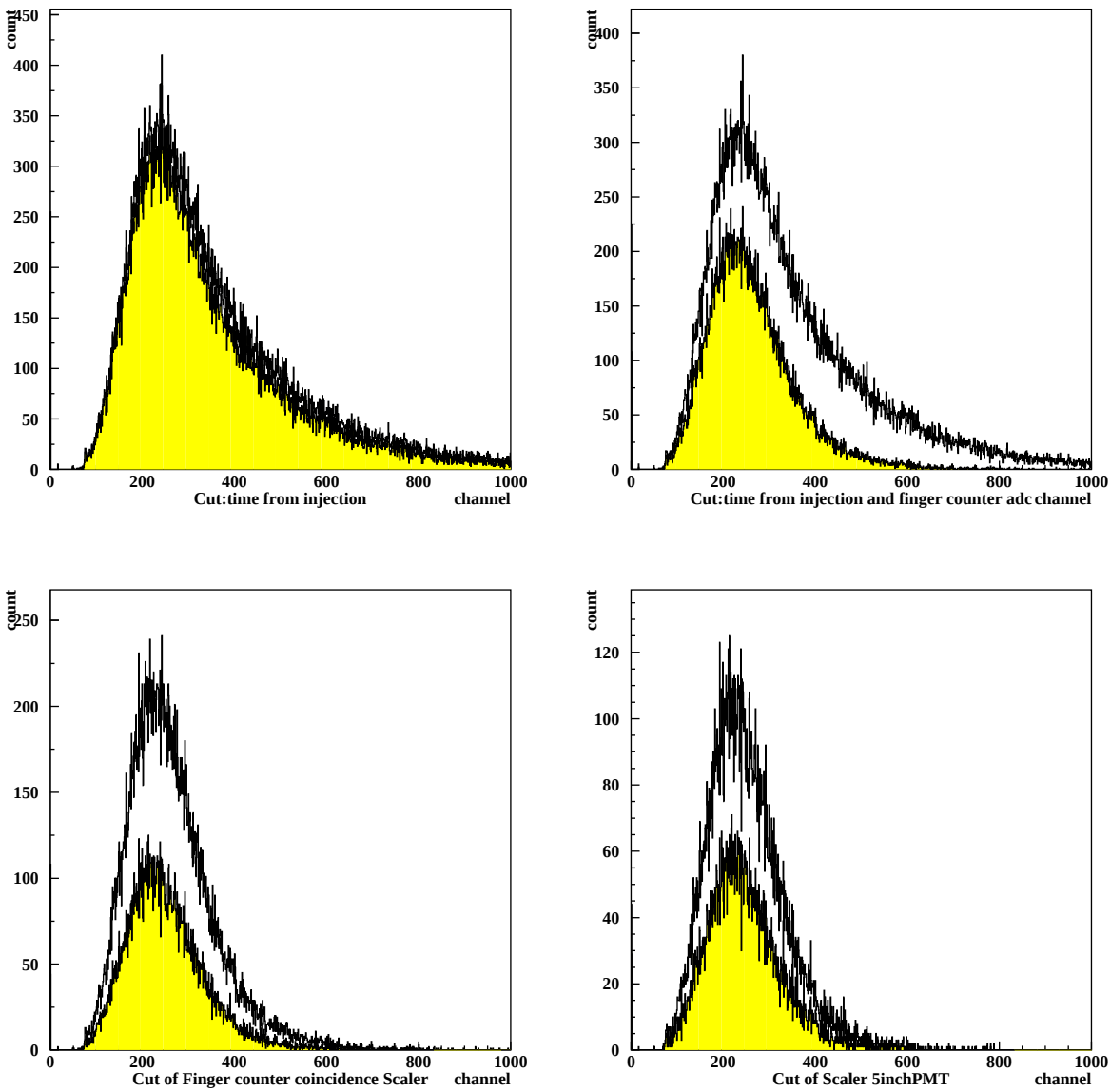


図 5.38: 左上:ビーム injection からの時間のカット。右上:フィンガーカウンターの ADC 分布によるカット。左下:フィンガーカウンターのコインシデンスレートのカット。右下:5 インチ PMT のシングルレートによるカット。左上 → 右上 → 左下 → 右下 → それぞれ網掛部分がカットによって残るヒストグラムである。

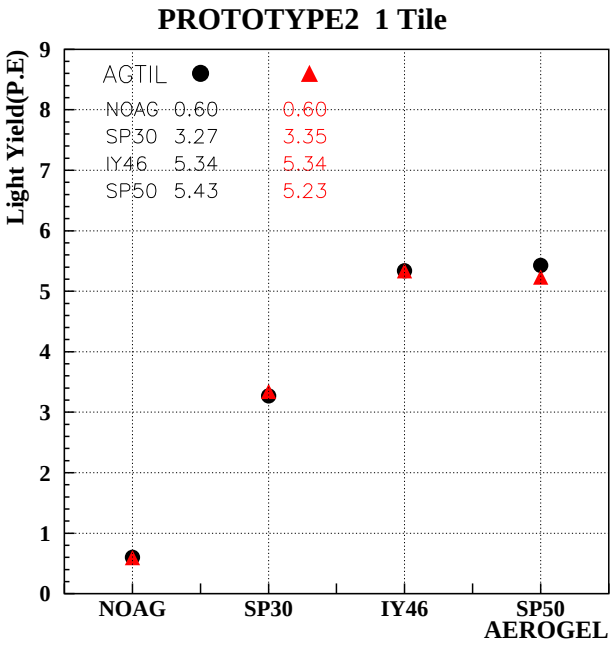


図 5.39: BeamTest の結果,Aerogel 種類 VS P.E. 黒丸が実験値、赤三角が GEANT による予測値となっている。(NOAG=Aerogel を置かずに測定)

5.7 補正係数

ソレノイドを用いたČerenkov 光量測定システムおよび宇治のビーム実験どちらにおいても、GEANT の予測値に Over all な係数 0.61 をかけると実験データがよく再現されることがわかった。この係数について完全な理解には到っていないが、この係数を生じさせている有力な候補として、PMT の量子効率 (QE) があげられる。GEANT において QE は浜松ホトニクスのカタログ値を採用しているが、その値には PMT 毎に個体差があり、カタログ値からある範囲内でずれている可能性がある。

絶対量子効率を測定することは困難なため、同じバイアルカリ光電面を持った PMT-R329(浜松ホトニクス製) との相対的な QE の比較を行なった。青色 LED を一定光量で光らせ、その光を二つの PMT で観測

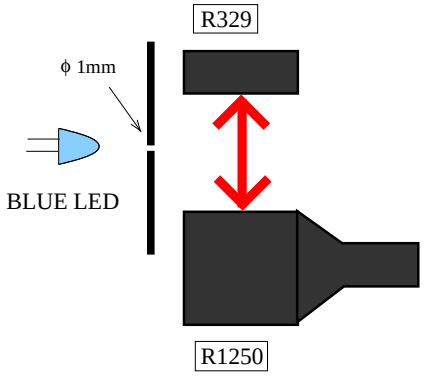


図 5.40: 相対 QE 測定セットアップ概念図

して、何 P.E. 検出したか比べることで相対的な Q.E を測定する。(図 5.40)

この結果 R329 に比べて 5 インチ PMT(R1250) の方が 0.65 倍少く光量が観測された、すなわち R1250 の QE は R329 の 0.65 倍ということになる。しかしカタログ値で QE を比較すると R1250/R329 ~0.74[1]であり、R329 の QE がカタログ値と一致したばあいは GEANT で入力した QE に対して、0.88 倍の補正係数をかける必要がある。絶対 QE が測定できていないため、定量的な議論はできないが光量測定に用いた 5 インチ PMT の QE によって補正係数 0.61 の内 0.9 程度を説明することができる。

また鏡の反射率についても不定性がある。緑の波長における反射率のみを測定しただけであるため、実際は反射率に波長依存性があって、他の波長域では反射率が低くなっているということも考えられる。

5.8 Čerenkov 光量測定のまとめ

我々は二つの Gap 型ソレノイドを用いた Spectrometer を利用して Aerogel のČerenkov 光量測定システムを開発した。

宇宙線、加速器施設を利用せずとも光量の少ない Aerogel のČerenkov 光を実験室レベルの比較的小さなスペースで容易に測定することができる。

このシステムで得られた測定データは GEANT の予測する光量に Over all な係数をかけるとよく一致した。

ビームテストにおける結果ともコンシステントな値となった。比較的高エネルギーで、方向情報も特定された電子ビームを使った実験と矛盾のない結果が得られたことにより、このシステムはČerenkov 光量を測定するシステムとして十分機能することが確認された。

[1] 数値の間違いを訂正しました

第6章　Beam Catcherの性能についての考察

ここでは前章までで得られたAerogelの光学特性システムの結果をもとに、シミュレーションを用いてBeam Catcherの性能、主にγ検出効率と中性子不感性について議論していく。

6.1　Beam Catcher

6.1.1　要求される性能

Beam Catcherは崩壊領域で検出されずにビームホール中を逃れてきたγをvetoするための検出器である。vetoすべきγは主に$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$のodd-pairingによるもので(第3章図3.2参照)、エネルギーが300MeV以上のγである。これらバックグラウンドを抑え、S/N比をよくするため、

- 300MeV以上のγに対して99%以上の検出効率

が要求されている。

また、ビーム中には多量の中性子が存在する。ビームフラックスが高いためcatcherの中性子に対する感度が高ければ、中性子によるイベントをγと誤って検出しシグナルイベントまでvetoする可能性が高まってしまう。そこで、

- 0.8GeV付近の中性子に対して0.3%以下の不感性

が要求されている。

6.1.2　デザイン

上記要求を満たすため、我々はČerenkov閾値型の検出器を分散配置するデザインを考案した。(第3章図3.4及び図3.5参照) このBeam Catcherのデザイン及び配置で、光子検出効率と中性子の不感性についてシミュレーションを用いて確認することにした。現在予定されているBeamCatcherの各種パラメーターは表3.1のようになっている。

6.1.3　シミュレーション条件

- シミュレーションツール
  - Čerenkov光量測定同様GEANT3を用いた。ハドロンパッケージはGCALORを使用。
- 入射ビーム
  第3章の図3.2と図3.3より、ビームのエネルギーは以下のような条件で入射させた
  - γ : 0.1$\sim$ 1.1GeVの各エネルギーで崩壊領域からCatcherの前面に向かってランダムに入射

  - 中性子 : 0.2∼3.0 GeV の各エネルギーでターゲットから Catcher の前面に向かってランダムに入射

  また中性子による False veto の確率を求める際に用いたビームの取りだし角度について、

  - 中性ビームの取り出し角度は 42.5°

  で行なった。

- Aerogel
  - 評価した Aerogel は IY30(n=1.03) , IY46(n=1.046) , SP50(n=1.051)
  - 発光量は GEANT に従う (Čerenkov 光量測定システムにより確認)
  - 第 5 章と同様に透過率は透過率測定システムによって得られた値 A,C (式 4.2 参照) をパラメーターとして入れる。ここで、A,C は IY46,IY30 等各 Aerogel 種類の平均値を使用。
  - 補正係数として前章で用いた 0.61 を使用した
- 鏡の反射率
  - 全ての波長に対してメインの反射鏡及び Winston cone ファネルで一律 80%
- 光電子増倍管
  - 5 インチ PMT : 有感領域 ϕ12 cm , 量子効率は第 5 章同様カタログ値を使用
- 検出条件
  Catcher は中性子に不感でありながら、γ に対しては高い検出効率を達成しなければならない。中性子のハドロン反応によって生じた粒子は比較的重く、速度が遅いため低屈折率である Aerogel を用いて感度を低くできるが、さらに Catcher の検出条件において γ と中性子の反応の違いを利用することで、中性子に対する感度をより低くすることが可能である。第 3 章で見たように (第 3 章図 3.5 参照)、γ の形成するシャワーは γ の入射方向に向かって形成されるが、中性子の場合は二次粒子が等方的に拡がる。したがって、 検出条件にビーム軸方向のコインシデンスを要求すれば、高い確率で γ のイベントのみを検出できる。そこで、標準的な条件として
  - あるモジュールがČerenkov 光を 4P.E 以上検出し、後ろ二つのモジュールのČerenkov 光量の和が 2P.E 以上

  という条件で行なう。これを便宜的に Th(4,2) と表現することにする。図 6.1 参照

6.2 Beam Catcher の性能評価

現在我々が所持している Aerogel のうち IY30 , IY46 , SP50 について Beam Catcher に使用した場合の性能をシミュレーションによって評価した。

6.2.1 検出条件 Th(4,2)

まず標準的な検出条件である Th(4,2) の時の検出効率について考察する。

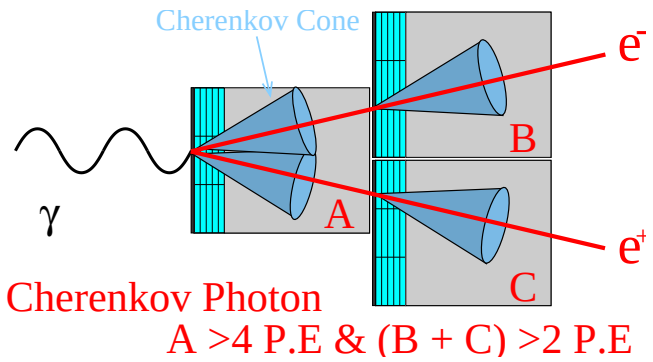


図 6.1: 検出条件のイメージ図:Th(4,2)

γ 検出効率

3 種類の Aerogel についてシミュレーションによって得られた γ 検出効率のエネルギー依存性を図 6.2 に示す。

300 MeV の γ に対する検出効率は

$$\text{IY30}: 98.1\ \% \quad , \quad \text{IY46}: 98.4\ \% \quad , \quad \text{SP50}: 96.7\ \%$$

となった。 IY30 , IY46 も 99%をわずかに下まわり、3 種類全ての Aerogel において 300 MeV で 99% の検出効率が達成されていない。これはČerenkov 光量に対して Th(4,2) という閾値が高すぎ、光量が不足していると考えられる。

中性子不感性

同様に中性子の検出効率のエネルギー依存性を求めた。結果を図 6.3 に示す。0.8 GeV における中性子の検出効率は、

$$\text{IY30}: 0.17\ \% \quad , \quad \text{IY46}: 0.19\ \% \quad , \quad \text{SP50}: 0.24\ \%$$

という結果になった。種類全てが 0.3%以下であるが、γ 検出効率が低いため Th(4,2) という条件ではより光量を増やすような工夫が必要となる。考えられる案としては、より透明度の高い Aerogel の開発、QE の高い PMT の使用、反射率の高い鏡の開発等が挙げられる。

6.2.2 検出条件 Th(3,2)

Th(4,2) の検出条件では光量が不足するため、要求されている性能を満たすことができないことがわかった、よって検出条件を Th(3,2) に緩めてそれぞれの検出効率を求めた。

γ 検出効率

Th(4,2) と同様 γ 検出効率のエネルギー依存性を図 6.4 に示す。

300 MeV の γ に対する検出効率は

$$\text{IY30}: 98.6\ \% \quad , \quad \text{IY46}: 99.0\ \% \quad , \quad \text{SP50}: 98.3\ \%$$

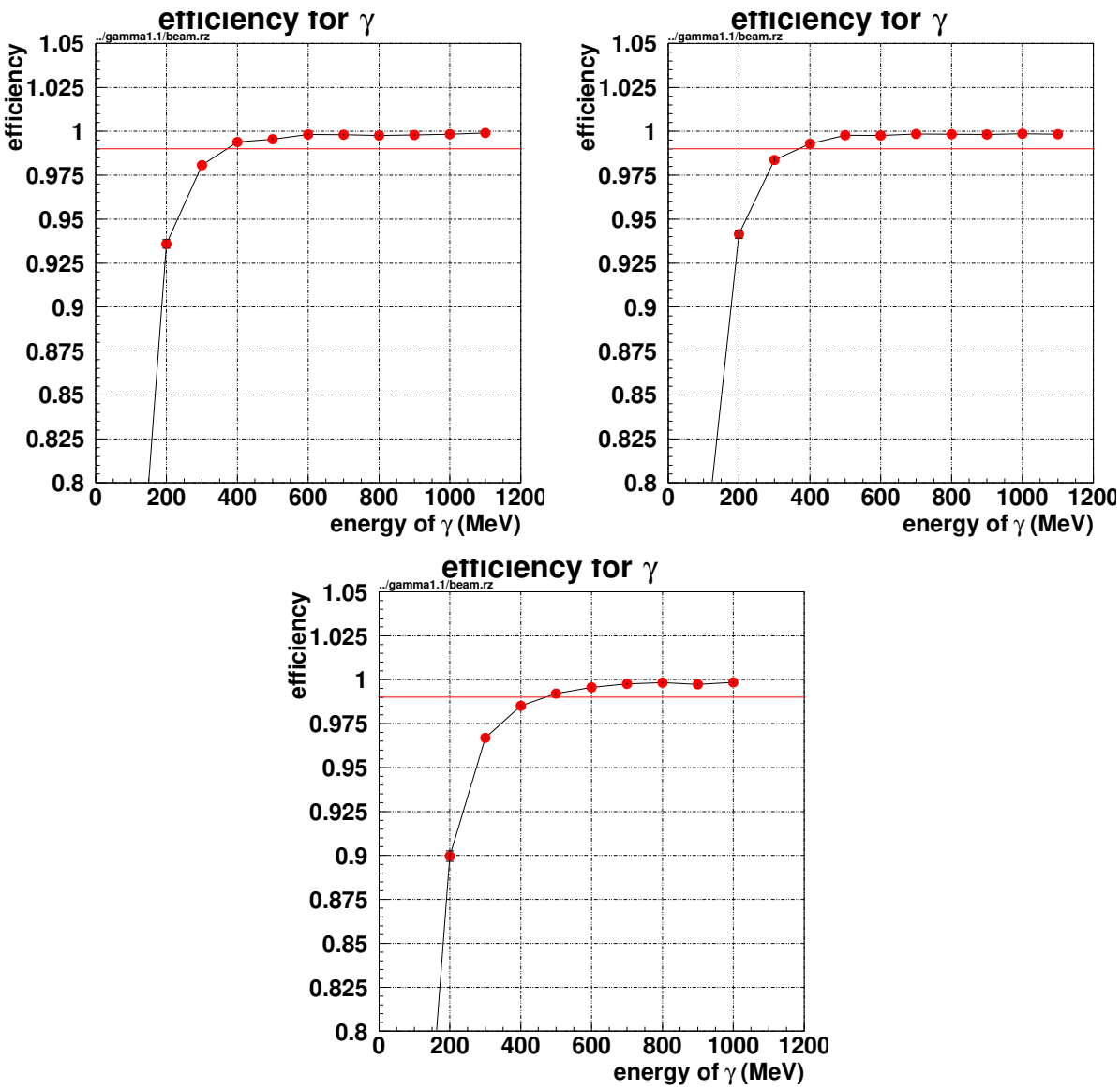


図 6.2: 検出条件 Th(4,2) において IY30(左上) , IY46(右上) , SP50(中央下) を用いたときの γ 検出効率エネルギー依存性

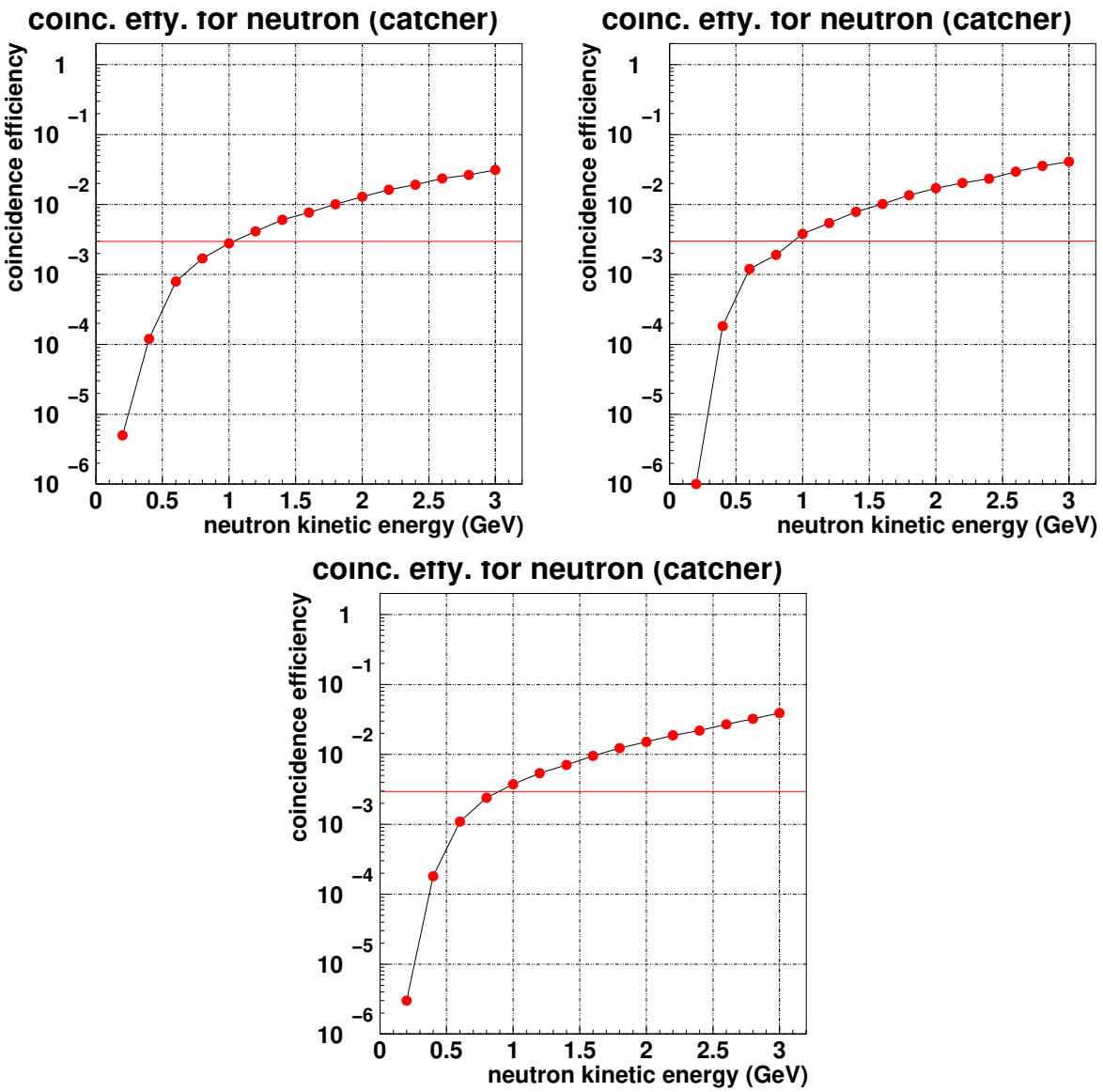


図 6.3: 検出条件 Th(4,2) において IY30(左上)，IY46(右上)，SP50(中央下) を用いたときの中性子検出効率エネルギー依存性

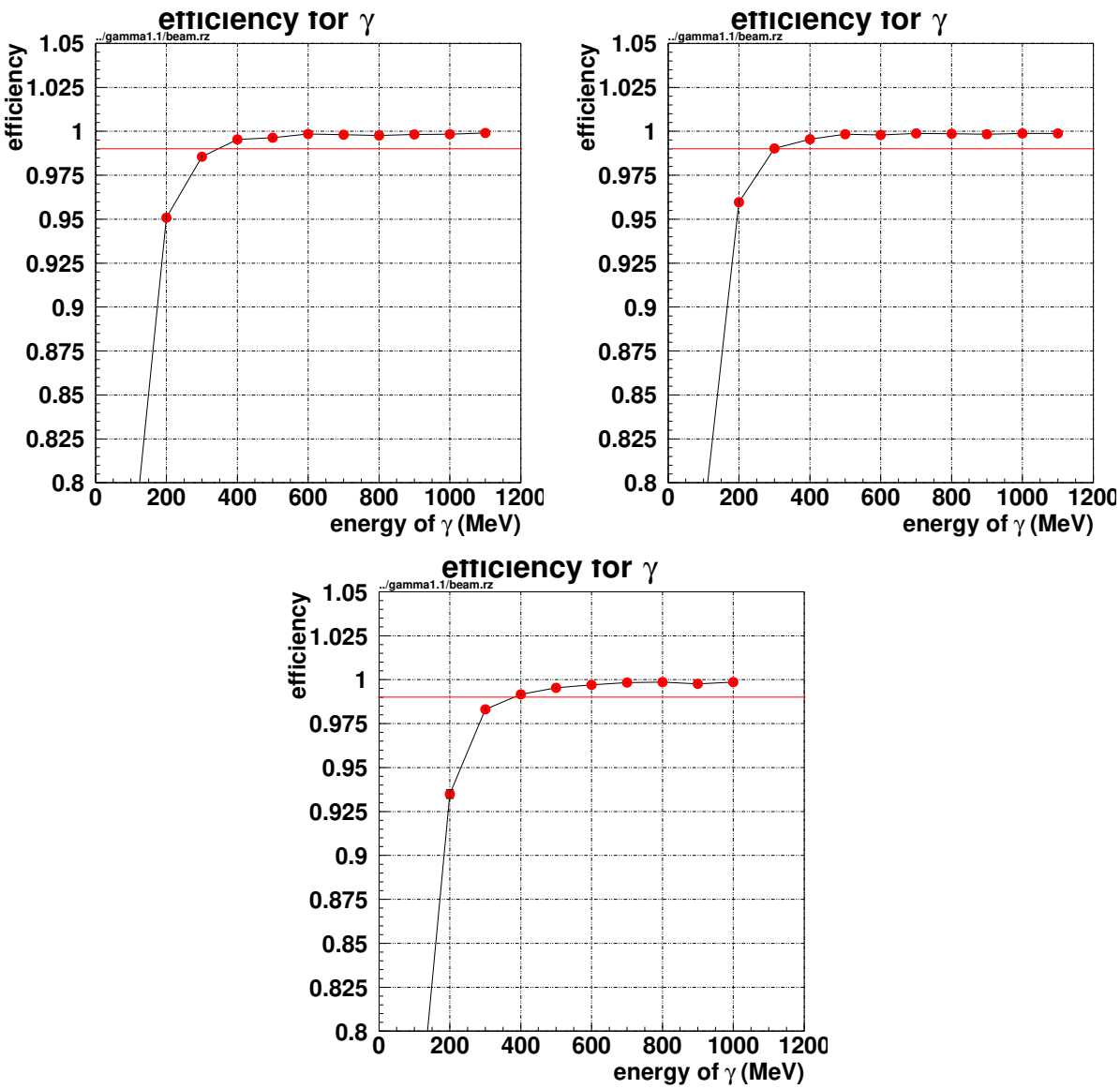


図 6.4: 検出条件 Th(3,2) において IY30(左上) , IY46(右上) , SP50(中央下) を用いたときの γ 検出効率エネルギー依存性

という結果になった。IY30 , SP50 は 99%にやや届かない値となったが IY46 は要求を満たしている。しかし、3 P.E. に閾値を設けるのは実験上やや難しいため光量不足を改善する努力が必要である。

中性子不感性

検出条件 Th(3,2) の場合の中性子検出効率のエネルギー依存性を図 6.5 に示す。

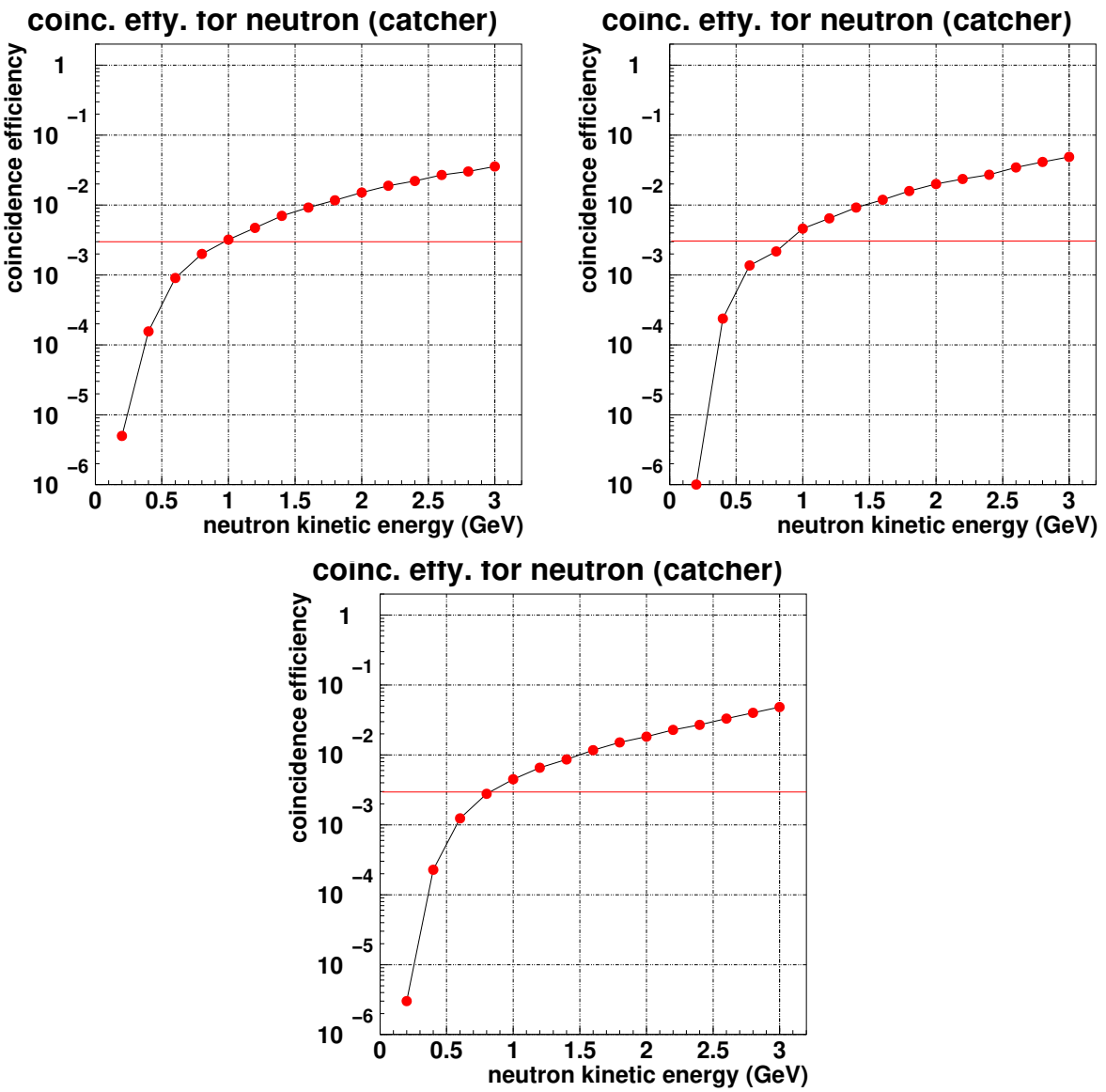


図 6.5: 検出条件 Th(3,2) において IY30(左上) , IY46(右上) , SP50(中央下) を用いたときの中性子検出効率エネルギー依存性

0.8 GeV の中性子に対する検出効率は

$$\text{IY30}: 0.20\ \% \quad , \quad \text{IY46}: 0.22\ \% \quad , \quad \text{SP50}: 0.28\ \%$$

という結果になった。3 種類の Aerogel に対して 0.8 GeV で 0.3%以下の検出効率であり、γ 検出効率の結果と合わせると、現在所持している IY46 を用いれば Beam Catcher の性能を満たすことが確認された。

中性子のエネルギー GeV	中性子の数 /μ-bunch	検出効率 /μ-bunch	検出数 /μ-bunch
0.2	238.06	1.0×10^{-5}	2.4×10^{-4}
0.4	122.49	2.4×10^{-4}	2.9×10^{-2}
0.6	69.47	1.4×10^{-3}	9.4×10^{-2}
0.8	47.91	2.2×10^{-3}	1.0×10^{-1}
1.0	30.35	4.6×10^{-3}	1.4×10^{-1}
1.2	16.80	6.4×10^{-3}	1.1×10^{-1}
1.4	12.11	9.2×10^{-3}	1.1×10^{-1}
1.6	7.69	1.2×10^{-2}	9.2×10^{-2}
1.8	4.88	1.6×10^{-2}	7.7×10^{-2}
2.0	3.10	2.0×10^{-2}	6.2×10^{-2}
2.2	1.97	2.4×10^{-2}	4.7×10^{-2}
2.4	1.25	2.7×10^{-2}	3.4×10^{-2}
2.6	0.79	3.4×10^{-2}	2.7×10^{-2}
2.8	0.50	4.1×10^{-2}	2.1×10^{-2}
3.0	0.32	4.8×10^{-2}	1.6×10^{-2}
合計	–	–	0.96

表 6.1: Beam Catcher にやってくるマイクロバンチあたりの中性子数、中性子検出効率、中性子検出数

Catcher で veto すべき γ のスペクトル (図 3.2 参照) と、IY46 を用いたときの γ 不感率 (図 6.4 の検出効率から求める) をかけ合わせることで、 Catcher の不感率によって生じるバックグラウンド数を見積もることができる。その結果、シグナル 40 イベントに対する Catcher の不感率によって生じるバックグラウンド数は、1 程度と求められた。

6.2.3 中性子による false veto の確率

前小節で検出条件 Th(3,2) の下で IY46 の Aerogel を用いれば、Beam Catcher として要求される γ 検出効率と中性子不感性を満たすことがわかった。ここではこのセットを用いたときの中性子による false veto について議論する。

まず、1 マイクロバンチあたりに Beam Catcher にやってくる中性子数と、Beam Catcher の中性子検出効率を用いて、1 マイクロバンチあたりの中性子の検出数を求めることができる。1 マイクロバンチあたりの中性子数と、その検出効率、及び検出数をエネルギー毎に表にまとめる。表 6.1 より、1 マイクロバンチあたり Catcher で検出される中性子の数は 0.96 個である。

Veto Time Window

ここで中性子による false veto の確率を求めるために Beam Catcher の Veto Time Window について考察する。

本実験では運動量 0.4~1.3 GeV/c の低速 K_L^0 を用いる (第 2 章参照)。Beam Catcher はこの範囲の K_L^0 の崩壊に由来する γ を veto する必要がある。すなわち veto するべき γ で最初に Catcher 領域に到達するのは、1.3GeV/c の K_L^0 が崩壊領域最上流で崩壊したものである、また最も遅くやってくるのは 0.4 GeV/c の K_L^0 が崩壊領域最下流で崩壊したものとなる。マイクロバンチ陽子ビームがターゲットに衝突したタイ

ミングを t=0 として、 ターゲットで生成される γ(promt γ) , 1.3 GeV/c の K_L^0 , 0.4 GeV/c K_L^0 の崩壊領域および Catcher へ到達するタイミングを図 6.6 に示す。

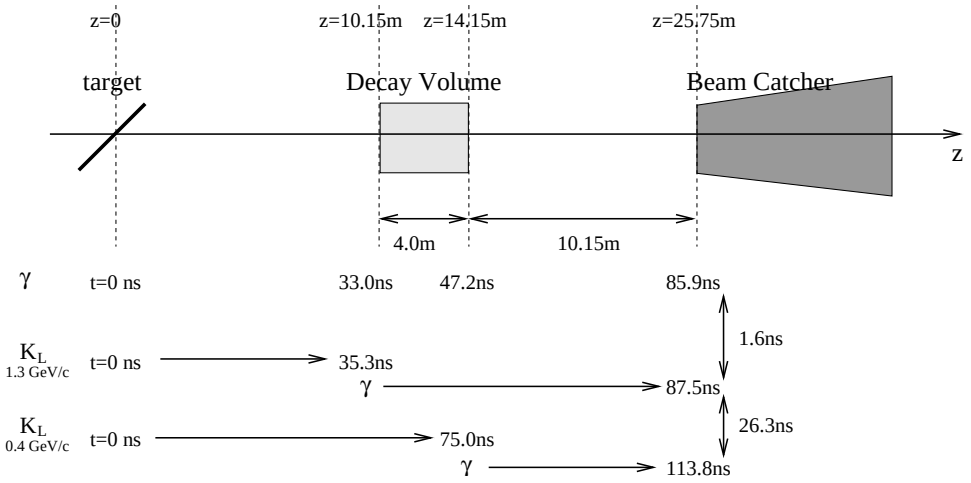


図 6.6: 崩壊領域と Catcher での prompt γ , 運動量 1.3 GeV/c , 0.4 GeV/c の K_L^0 及びその崩壊による γ のタイミング

prompt γ が Catcher 領域に到達してから 1.6 nsec 後、t=87.5 nsec から t=113.8 nsec の 26.3nsec 間にやってくる γ を veto しなければならない。

false veto の確率とは中性子を K_L^0 からの γ と誤って veto してしまう確率である。Catcher による veto は Preradiator において K_L^0 を検出したタイミングと同期することが要求されるため、26.3 ns の time window 内に検出されることが条件となる。第 2 章より Preradiator の時間分解能は 0.2 ns と非常に高く、同期のタイミングは Catcher によって決められる。ここで Catcher の時間分解能を 3 ns と仮定すると、中性子により false veto の確率は表 6.1 より、0.96×3 ns/26.3 ns = 0.11 , すなわち 11%となる。(ここで 26.3 ns の time window 内に入り得る中性子のエネルギーは 0.5 GeV $\sim$ 4.0 GeV である。しかし 3~4 GeV のエネルギーを持つ中性子は充分少ない量なので、ここではこれを無視して 0.96 という値を用いている。)

6.3 Beam Catcher シミュレーションのまとめ

前節までの透過率、Čerenkov 光量 の研究を元に現在所持している Aerogel を用いた Beam Catcher の性能評価を行なった。

その結果透明度の高い IY シリーズで n=1.046 の Aerogel を使用し、検出条件として “あるモジュールが 3P.E 以上検出し後二つのモジュールの和が 2P.E 以上検出する” という条件 (Th(3,2)) を採用すれば、Beam Catcher として要求される性能、300MeV の γ に対して 99%以上の検出効率、並びに 0.8GeV の中性子に対して 0.3%以下の検出効率を満たすことが確認された。

第7章　Summary

KOPIO 実験はアメリカ合衆国 Brookhaven National Laboratory で予定されている、稀崩壊モード $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の探索実験である。このモードの分岐比を測定し、CKM 行列の複素位相 η を決定することで、標準模型の精密検証を行なう。

我々が KOPIO 実験において担当している BeamCatcher はビームホールを覆う γ-veto 検出器である。中性ビーム中に置かれるため、γ に対する高い検出効率を保ちながらも、中性子には不感である必要がある非常に挑戦的な検出器である。現在そのデザインとして、Aerogel と鉛を用いたČerenkov 閾値型 γ 検出器を分散配置する、というものが考案されている。

γ に対する高い検出効率を保つには、十分な光量が必要となるがČerenkov 光はシンチレーション光に比べて非常に少ないため、Aerogel の屈折率、透過率等の光学特性を把握し期待される光量が実際に観測されるかどうかをチェックすることが非常に重要となる。そこで我々は Aerogel の透過率測定システムとČerenkov 光量測定システムを開発した。

我々の開発した透過率測定システムは、複数の LED を用いて透過率の波長依存性を測定することができ、さらに Aerogel における光の散乱分布も観測できるシステムになっている。透過率がよく測られているフィルターを用いてシステムの較正測定を行なったところ、測定値はカタログの示す値とよく一致し、このシステムを用いた透過率測定に問題がないことを確認した。次に数種類の Aerogel サンプルの透過率を測定したところ、屈折率 1.03 の Aerogel において、 波長 470nm の光に対して SP30 が平均で 78.8% , IY30 が 88.7%と IY シリーズが高い透過率を示すことが確認された。また、Aerogel における光の散乱分布を観測したところ、Aerogel 表面においてレイリー散乱モデルとは異なる前方散乱が起こっていることが確認された。この主な原因は、潰れて微粒子となった Aerogel が表面に付着したことによるものと考えられ、Aerogel の品質を保つためにも、量産化の際には Aerogel をパッケージングする等して補強する必要がある。

我々が構築したČerenkov 光量測定システムは、ソレノイドを用いた電子スペクトロメーターを利用するところに特徴がある。このスペクトロメーターはソレノイドを 2 つタンデム型に配置したものであり、^{106}Ru 等の β 線源をソースとして用いて、エネルギー分解能が 3.5%程度の電子ビームを得ることができる。このスペクトロメーターを利用して、エネルギーが $1.5 \sim 3$ MeV の低エネルギー電子に対する Aerogel のČerenkov 放射体としての特性を評価した。透過率が同程度で、屈折率が 1.03 , 1.051 の Aerogel における光量比は、2.2MeV の電子を入射させたときで約 2.6 という結果になった。理論値が約 2.4 であるからほぼ一致しており、正しい結果が求められている。

またČerenkov 光量測定で測られた値と、透過率の測定値を入れて計算したシミュレーションとの結果は、宇治のビームテストによって得られた係数 0.61 をかけることで、測定した全ての Aerogel タイルにおいておおむね一致した。これによりČerenkov 光量評価における GEANT シミュレーションの信頼性も確認することができた。

この二つのシステムを利用して BeamCatcher のより詳しい研究が可能であり、BeamCatcher 量産時の Aerogel 品質管理にも使用することができる。

Aerogel の屈折率、密度、透過率等からシミュレーションによりČerenkov 光量を予測する手法を確立できたため、シミュレーションを用いて BeamCatcher が要求される γ 検出効率と、中性子に対する不感性を保つための Aerogel の光学特性について考察した。

その結果、透過率の高い IY シリーズで屈折率 1.046 の Aerogel を用いると、300MeV の γ に対して 99%と

要求された検出効率を示すことが確認された。この検出効率をもとに BeamCatcher に起因する KOPIO 実験のバックグラウンド数を見積もると、シグナル 40 イベントに対して 1 イベントと、充分低い値に抑えられることがわかった。また中性子に対する検出効率は 0.8 GeV で約 0.2%と十分低い値となることがわかった。しかし、光量の不足が不安材料として存在するため、IY シリーズ程度の透過率を持った屈折率の高い Aerogel を使用するなど改善も必要である。

我々は Aerogel のČerenkov 発光媒体としての特性を評価するシステムを確立した。これを用いて Beam Catcher 量産時に Aerogel の品質管理をすることが可能である。量産時の Aerogel 管理システムの準備ができたので、次に実機サイズの Beam Catcher プロトタイプを製作して現在の設計においても期待される光量が観測されるかどうかをテストする必要がある。また、実機サイズは 30cm×30cm という大きさになるため、粒子の入射位置によって検出される光量に差が生じるかどうかをテストすることも重要である。

関連図書

[1] V.L.Fitch J.H.Christenson, J.W.Cronin and R.Turlay. Evidence for the 2 π decay of the K_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13 , pp. 138–140 , 1964.

[2] S.Eidelman et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.B*, Vol. 592, 2004.

[3] A. Alavi-Harati et al. Measurements of direct CP violation, CPT symmetry, and other parameters in the neutral kaon system. *Phys. Lett.D*, Vol.67, p. 012005, 2003.

[4] M.Itaya et al. Development of a new photomultiplier tube with high sensitivity for a wavelength-shifter fiber readout. *Nucl. Instr. and Meth.*, Vol. 522, pp. 477–486, 2004.

[5] GEANT – Detector Description and Simulation Tool. Application Software Group, Computing and Networks Division. CERN(1993). CERN Program Library Long Writeup W5013.

[6] 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. 2003.

[7] 森井秀樹. KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の設計. 2004.

謝辞

私が修士論文をまとめるにあたり数多くの人にお世話になりました。指導教官の笹尾登教授には、鋭い直観と、経験に裏づけられた洞察に基づくご助言で、幾度となく私のつたない実験を救って頂きました。その洗練された物理的直観に敬服し、いつか笹尾教授のようになれたらと思っております。野村正助手には実験に関する様々な相談にのって頂き、またどんな質問に対しても丁寧に答えて頂きました。お二人の指導方針のもと、伸び伸びと実験することができたことに深く感謝します。KEK の小林誠助手には週一回のグループミーティングにおいて的確なご助言を頂きました。

研究グループの先輩である横山弘和さんには、物理に関らず様々なことでお世話になりました。高知において自転車に乗って桂浜に行った思い出は忘れません。溝内健太郎さんには物理や PC 関係、その他様々なことに関して、無知な筆者に優しく教えて頂きました。隅田土詞さんには、学部 4 回生の課題研究の頃からお世話になり、KEK に常駐されるようになってからもミーティングにおいて、助言をいただきました。森井秀樹さんには日々、実験に関するご助言をいただき、KEK に行かれてからも修士論文に関する相談に乗って頂きました。2 年間本当に色々なことでお世話になりました。感謝の気持ちで一杯です。谷口七重さんには同期として、課題研究から 3 年間お世話になりました。物理に関する議論、日常の会話を通して楽しい研究生活を送ることができました。中島康博君には実験に関する議論に付き合ってもらったり、筆者のつまらない冗談にも温かく反応して頂きました。

ニュートリノグループの西川公一郎教授、中家剛助教授、横山将志助手には M1 の時における実験学の授業やゼミ、またコロキウムにおいてご指導頂きました。加藤一成さんには実験グループを (後半は国境も) 越えて、実験に関する様々なご助言をいただきました。また修士論文をまとめる際にも、少ない時間を割いてご指導していただきました。長谷川雅也さんには居室の壁を越えて毎日のように議論に付き合って頂きました。研究生活に潤いを与えて頂き、日々楽しく研究をすることができました。

久保田淳君、竹澤香織さん、平出克己君には同期として研究やその他行事の際にもお世話になりました。

京都大学高エネルギー研究室の皆様にはたいへんお世話になりました。2 年間素晴しい環境で実験をさせていただいたことに深く感謝します。ありがとうございました。

最後に、ここまで私を温かく見守り、支えてくれた家族に深く感謝致します。

提出締切 10 時間前の物理学教室中庭

2005 年 2 月　白井 健雄