E391a バレル部カウンターの応答特性の研究

山形大学
クォーク核物性研究グループ 修士 2 年
有賀 雄一

平成 14 年 3 月 18 日

目 次

第 1 章　序論 **4**
1.1 E391a 実験の目的 4
1.2 CPT 対称性 4
1.3 中性 K 中間子 4
1.4 小林・益川理論 6
1.5 $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比の測定 7
1.5.1 実験概要 7
1.5.2 Background 9

第 2 章　バレルカウンター **11**
2.1 バレルカウンターの特徴 11
2.2 要求される性能 12
2.3 カウンターのデザイン 13
2.4 素材・道具の選び出し 19
2.4.1 β 線測定 19
2.4.2 光電子数 22
2.4.3 実験結果 24
2.5 光電子数と光子不感率 30

第 3 章　プロトタイプカウンター **31**
3.1 1m-Module 31
3.2 目的 33
3.3 1m-Module の製作 33
3.4 ビームテスト 36
3.4.1 KEK–PS T1 ビームライン 36
3.4.2 セットアップ 36
3.4.3 Pedestal run 39
3.4.4 π^- の突き抜け 39
3.4.5 electron 0 度入射 40
3.4.6 electron 45 度入射 43
3.5 獲得光電子数の見積り 44

3.6 強度テスト 46

第 4 章 デザインの検討 47
4.1 目的と方針 47
4.2 EGS4 48
4.3 計算結果 48
4.4 case5 53
4.4.1 カウンターを分割したときの光子不感率 59
4.4.2 分解能 63
4.5 まとめ 64

第 5 章 FDC 65
5.1 FDC の特徴 65
5.2 端面の加工及び反射材 65
5.2.1 fiber のカッティング 65
5.2.2 反射材 68
5.2.3 反射材の比較 69
5.2.4 反射材の効果の理想値 69
5.3 実機を用いた測定 74
5.3.1 実機を用いての反射材の比較 74
5.3.2 scintillator の uniformity の測定 75
5.3.3 宇宙線測定 81

第 6 章 まとめ 85

付 録 A 1m-Module のビームテストの trigger event 87

付 録 B Table 89

第1章　序論

1.1　E391a 実験の目的

E391a 実験では、筑波の高エネルギー加速器研究機構 (以下 KEK) の PS 12GeV シンクロトロンを用いて $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の崩壊モードを測定し、その分岐比を求めることを目的としている。$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ は直接的な CP 対称性の破れに起因する崩壊モードとして知られており、その分岐比を測定することで CP の破れの程度を示すパラメーターを求めることができる。

1.2　CPT 対称性

素粒子物理では以下の 3 つの変換に対して対称であると考えられていた。

- C(荷電共役) 変換：電荷、つまり + と− に対する変換
- P(パリティ) 変換：空間反転
- T 変換：時間反転

ところが、1956 年にリーとヤンが弱い相互作用に関してはパリティ不変性はまだ確立していないことを指摘し、その翌年、ウー達の ^{60}Co のβ 崩壊の実験によって、パリティーの破れが実験的に確証された。続いて荷電共役の不変性も弱い相互作用では破れていることが示されたが C と P の積、つまり CP 変換は不変であるとされてきた。しかし、中性 K 中間子においてこの CP 対称性が破られていることが、1964 年のクローニン、フィッチらの実験によって明らかになった。

この CP 対称性の破れの検証は、素粒子の相互作用を解明するうえで貴重な情報を与えることが期待されている。またマクロな視点で見ても、宇宙の物質優位性を解明する上での手がかりの一つとして注目されている。

1.3　中性 K 中間子

中性 K 中間子には、ストレンジネス $S = +1$ をもつ K^0 と、その反粒子 $(S = -1)$ の $\bar{K^0}$ があり、クォークの成分で表すと

$$K^0 = (\bar{s}d)$$
$$\bar{K^0} = (\bar{d}s)$$

となる。弱い相互作用ではその 2 次の過程として、s クォーク数 ± 2 の変化が許される。これによって $K^0 \longleftrightarrow \bar{K^0}$ の変換が可能になり、そのため純粋な K^0 も時間の経過とともに、一部 $\bar{K^0}$ に変換し $\bar{K^0}$ 成分を含むことになる。その結果中性 K 中間子は異なる質量を持った 2 種類の素粒子 K_1,K_2 となる。弱い相互作用においては、C および P 変換それぞれ単独には不変にならないが、仮に CP 変換に対しては対称性が保存していると、

$$\begin{aligned} \mathrm{CP}|K^0> &= |\bar{K^0}> \\ \mathrm{CP}|\bar{K^0}> &= |K^0> \end{aligned}$$

となり、$|K^0>$ も $|\bar{K^0}>$ も CP の固有状態ではない。それぞれの固有状態は、K^0 と $\bar{K^0}$ の重ね合わせの状態として次のように表される。

$$\begin{aligned} |K_1> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> + |\bar{K^0}>) \\ |K_2> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0> - |\bar{K^0}>) \end{aligned}$$

このとき

$$\begin{aligned} \mathrm{CP}|K_1> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{CP}|K^0> + \mathrm{CP}|\bar{K^0}>) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\bar{K^0}> + |K^0>) \\ &= |K_1> \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathrm{CP}|K_2> &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathrm{CP}|K^0> - \mathrm{CP}|\bar{K^0}>) \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(-|\bar{K^0}> + |K^0>) \\ &= -|K_2> \end{aligned}$$

となって、$|K_1>$、$|K_2>$ は、それぞれ固有値+1 および–1 をもつ CP の固有状態であることがわかる。即ち、これらの状態が弱い相互作用で崩壊する 2 つの中性 K 中間子の状態を表している。ところで、この 2 つの中性 K 中間子の状態は、その寿命が異なることが観測できていて、短寿命の K_1 を K_S と呼び、長寿命の K_2 を K_L と呼ぶことにする。

中性 K 中間子は主に 2 個もしくは 3 個のπ 中間子に崩壊する。そこで、電荷の和が 0 であるような 2 個および 3 個のπ 中間子の状態を考えてみる。2 個のπ 系は $\pi^+\pi^-$ と $\pi^0\pi^0$ があり、CP 固有値は+1 である。また、3 個のπ 系は $\pi^+\pi^-\pi^0$ と $\pi^0\pi^0\pi^0$ でこちらは CP 固有値–1 である。つまり CP が保存しているとすれば、K_S は CP=+1 の 2 π 系に崩壊し、K_L は CP=–1 の 3 π 系に崩壊するはずである。

ところが、1964 年にフィッチ、クローニンらは、この K_L がわずかではあるが、$\pi^+\pi^-$ に崩壊するという事実を発見した。この実験で測定されたのは、K_L が荷電粒子に崩壊するあらゆる可能性のうち、$\pi^+\pi^-$ に崩壊する割合で、以下の値が求められた。

$$R = \frac{K_L \to \pi^+ + \pi^-}{K_L \to \text{ all charged}} = (2.0 \pm 0.4) \times 10^{-3}$$

CP が保存しているとすれば起きるはずの無い現象が観測されたのであるから、CP が保存するとした前提が間違っていると考えざるを得ない。つまり K_L, K_S は CP の固有状態ではなく、微小な値 ϵ を使って、

$$
\begin{aligned}
|K_S> &= \frac{1}{\sqrt{2}}((1+\epsilon)|K^0> + (1-\epsilon)|\bar{K^0}>) \\
|K_L> &= \frac{1}{\sqrt{2}}((1+\epsilon)|K^0> - (1-\epsilon)|\bar{K^0}>)
\end{aligned}
$$

のように表され、係数の絶対値の比が 1 からわずかにずれており、

$$|1+\epsilon| : |1-\epsilon| = 1 : 0.996$$

となる。このことは K_L 状態に含まれる粒子 K^0 と反粒子 $\bar{K^0}$ の割合が等しくなく、K^0 の方が多いことを意味する。つまり CP 固有値=–1 の K_L に CP 固有値=+1 の K_S がわずかに混じってるために、K_L は 2π 系に崩壊できるわけである。これを間接的な CP 対称性の破れと呼び、明らかに粒子と反粒子が対等ではないことを示している。[1][2]

1.4　小林・益川理論

標準理論では、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用はゲージ理論と呼ばれる形式で記述される。ゲージ理論の特徴はクォークやレプトンがゲージ粒子を交換することによって、力が伝えられたり、反応が起きたりすることである。CP 対称性の破れはこれら 3 種類の相互作用のうち、弱い相互作用、特にその中でも W boson と呼ばれるゲージ粒子を交換する過程で生じる。

この W boson をクォークが吸収、放出することで必然的にその種類が変わり、その遷移振幅パラメーターは 3 × 3 のユニタリー行列で表せる。

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

これを小林・益川行列と呼び、以下 V_{KM} と表示する。この行列のそれぞれの要素は、添字にあるクォーク間の混合の大きさを表すパラメーターでもあり、対角要素から離れる程小さくなることが、種々の実験によって明らかになっている。これはヴォルフェンシュタインによって定数化され、それは以下のようになる。

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

この行列の虚数部分が CP 対称性の破れの起源となる。ここで $A = 0.81 \pm 0.04$、$\lambda = 0.2205 \pm 0.0018$ とすでに分かっていることから、つまりこのη を実験によって求めることで CP 対称性の破れの程度を知ることができる。ところで、クォークの世代が第二世代までだと、行列要素にに複素数は現われず CP 対称性は破れない。つまり、小林と益川の理論ではクォークが第三世代まであると予想し、事実その後第三世代のクォークの存在 (top,bottom) が実験によって確かめられた。

1.5　$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比の測定

η を精度良く求める実験として、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比の測定が知られている。この崩壊は CP=–1 の K_L から直接 CP=+1 の状態へ崩壊する直接的な CP 対称性の破れを示して、図 1.1 の Feynman Diagram を通して起こる。以下で、この分岐比を測定することで、どのようにしてη を求めるのかを説明する。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比 B は小林・益川行列要素を用いると以下の式で表せる。

$$B(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) = 6\kappa_1(Im(V_{td}V_{ts}^*))^2X^2(x_t)$$

ここで、

$$\kappa_1 = \frac{\tau(K_L)}{\tau(K^+)}B(K^+ \to \pi^0e^+\nu_e)\frac{\alpha^2}{V_{us}^2 4\pi^2 sin^4\theta_W} \simeq 1.22 \times 10^{-4}$$

である。また top quark と W boson の質量をそれぞれ m_t、M_W とすると、$X(x_t)$ は $x_t = (\frac{m_t}{M_W})^2$ の関数で

$$X(x_t) = \frac{x_t}{8}\left(\frac{x_t+2}{x_t-1} + \frac{3x_t-6}{(x_t-1)^2}\ln x_t\right)$$

と表される。[6] この式をヴォルフェンシュタインのパラメーターで書くと、

$$\begin{aligned} B(K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}) &= 1.94 \times 10^{-10}\eta^2A^4X^2(x_t) \\ &\simeq 8.2 \times 10^{-10}\eta^2A^4x_t^{1.18} \end{aligned}$$

となる。よって上式より、この分岐比を精度良く測定することで CP 非保存の程度を示すパラメーターη を求めることができる。

この崩壊モードの特徴は理論的不定性が 1%と、とても小さいことである。一般に K 中間子のエネルギー領域は、強い相互作用による寄与、特に摂動計算のできない QCD の効果が存在する。その効果はハドロン行列要素で表されるが、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の行列要素はすでに測定されている $K^+ \to \pi^0e^+\nu$ 崩壊から求まるために、非摂動計算の近似による不定がなくなる。さらに、崩壊後の粒子がν のため、その電磁相互作用や QCD の寄与はほとんど無視できる。従って、この測定で、弱い相互作用による直接的な CP 対称性の破れの過程を正確に測定することが可能である。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比の標準理論による推定値は 3×10^{-11} である。現在実験によって求められた上限値は 5.9×10^{-7} であり、E391a 実験での感度は PS 12GeV で 1×10^{-10}、JHF で 3×10^{-14} を目指している。

1.5.1　実験概要

K_L^0 は、KEK の PS で 12GeV に加速された陽子を銅の target に衝突させた際、その 2 次粒子の 1 つとして生成される。この K_L^0 は 5 段階のコリメーター (6m) と、荷電粒子を取り除くために設置さ

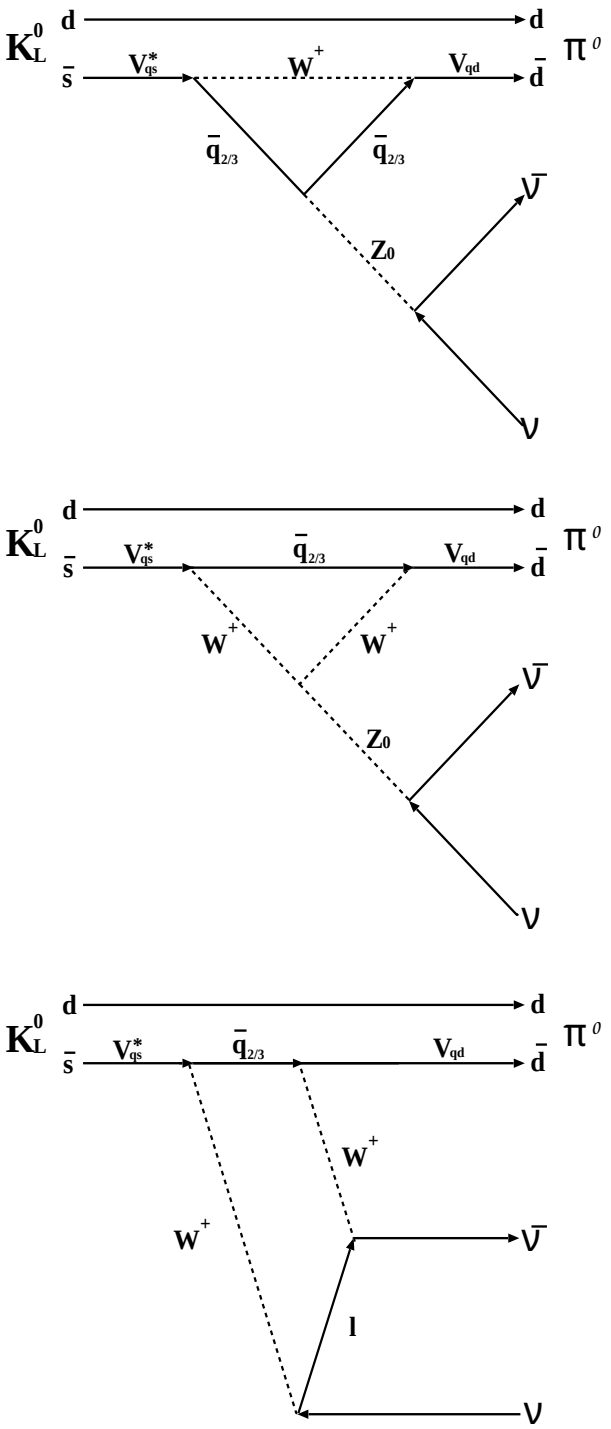


図 1.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊に寄与するクォークレベルでのファインマン図。電荷$+1/3$ の $\bar{s}$ クォークが同じ電荷の $\bar{d}$ に変化する中性カレント過程で、中間状態に電荷-$2/3$ の $\bar{u}$、$\bar{c}$、$\bar{t}$ クォークを経由する電荷が変化する高次過程により生成される。

れた 2 つの双極電磁石を経て、検出器内部 (図 1.2) へ導かれる。このときの運動量はおよそ 2GeV/c である。そして検出器内部で $\pi^0\nu\overline{\nu}$ に崩壊した event からの、π^0 はビームライン上ですぐさま 2γ に崩壊する。この 2γ を End-cap 部の結晶 (CsI) で精度良くエネルギーと位置を測定し、そしてこの 2γ を reconstruct して π^0 の質量になることを要求すると、End-cap 部で得られた値から π^0 のビーム軸上の崩壊位置が求められ、続いて γ の運動量ベクトル、π_0 の運動量ベクトルが求められる。またさらに、基準の崩壊領域での崩壊であることと π^0 の運動量のビーム方向に垂直な成分 P_T に制限を加えることで、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の識別を行なうことができる。

1.5.2 Background

この実験の主な background は $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊モードからくる、4 γ に対してそのうちの 2 γ の検出に失敗して、2 γ +nothing としてしまった場合、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊モードと勘違いしてしまうことである。これを防ぐためには、γ 線の検出効率が高く、K_L^0 の崩壊領域全体を覆うカウンターを用意し、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ イベントをきっちりと veto する必要がある。$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊の分岐比は 9×10^{-4} なので $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比との比をとると

$$\frac{B(K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu})}{B(K_L \to \pi^0\pi^0)} = \frac{3 \times 10^{-11}}{9 \times 10^{-4}} \sim 10^{-8}$$

である。これは、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 1 イベントにつき $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ が 10^8 イベント起こることを意味し、つまり、10^8 回に 1 回 2 γ の検出に失敗すると $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ が 1 対 1 で混入してしまう。そのため、この veto 用のカウンターに要求される精度は、γ 線 1 つに対する不感率が 10^{-4} を達成しなければならない。[8]

しかし、この要求は 100MeV 以上の高エネルギーの γ に対しては、充分に達成されると予想されるが [3]、それ以下の低エネルギーの γ に対しては、光核反応により大きな不感率を持ってしまう可能性がある。そこで、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ からの γ は、ビームに対して垂直な方向の運動量の総和はゼロであるため、main の検出器によって検出された 2γ を reconstruct し π^0 の質量になったとしても、その粒子のビームに対して垂直な成分の運動量 P_T に、$P_T > 120$MeV という要求を与えることで、veto 用カウンターの検出ミスをカバーすることができる。また、もう一つの background 源である $K_L^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊からの 2 γ に対しても、この方法で除去することが可能である。

この論文の目的は、このγ -veto 用カウンターの性能の評価である。そのデザインや素材・道具の決定に至るまでの経過やビームテストの結果、さらに実際に本番で用いる実機のテストについて以下の章で議論していく。

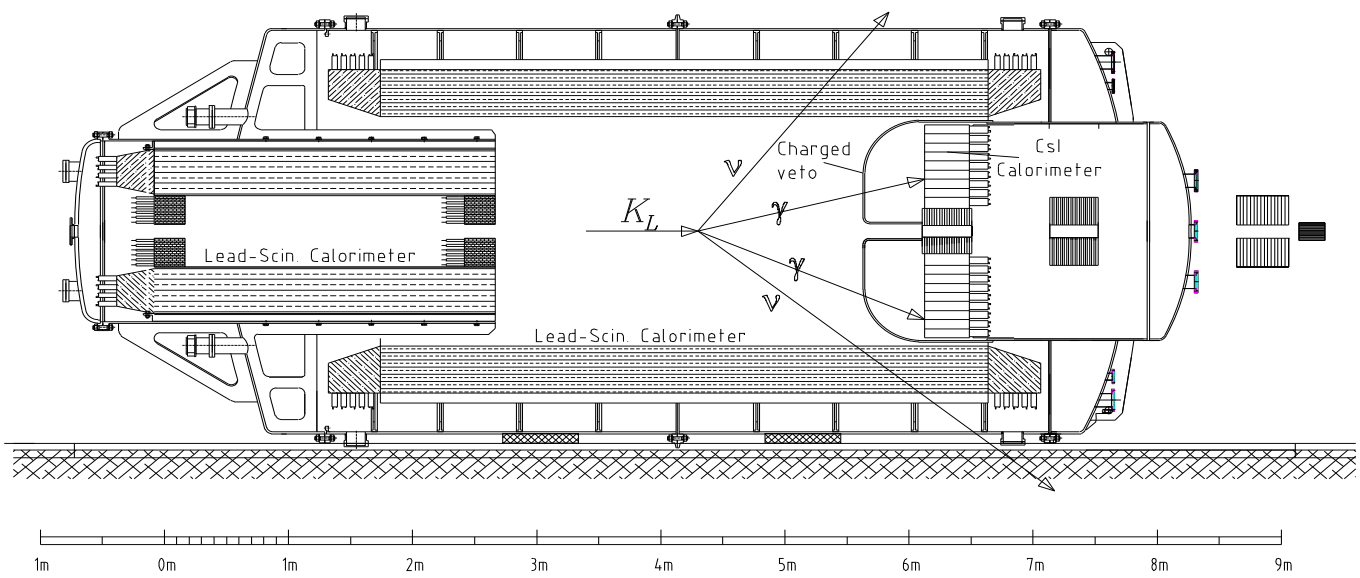


図 1.2: E391a 実験の検出器の全容。

第2章　バレルカウンター

2.1　バレルカウンターの特徴

E391a 実験ではγ -veto 用のカウンターとして、二つの円筒型をしたカウンターを用いる。二つを組み合わせることで測定領域全体を覆い、一つは測定領域上流部を覆うカウンターで FDC(Front Decay Chamber) と呼び、もう一方を MDC (Main Decay Chamber) と呼ぶ。そしてこの二つを称してバレルカウンターと呼んでいる。1 モジュールがそれぞれ台形型をしていて、FDC は方位方向に 16 ブロック、MDC は 32 ブロック並べられ一つの円筒形を形成し (図 2.8)、それぞれ円筒形の中心軸をビームラインの中心軸に合わせて設置される。また、ビームライン方向の長さは、FDC は 2.75m、MDC は 5.5m ととても巨大な作りになっている。

このカウンターの主な特徴は、plastic scintillator と鉛を粒子の侵入方向に対して垂直に積層したサンドイッチ構造をしていることである。ふつうγ 線は plastic scintillator とは、ほとんど相互作用しないか、コンプトン散乱しか起こさず、plastic scintillator にγ 線の全エネルギーが吸収されることは無い。そこで plastic scintillator の間に物質量の多い鉛を挟み、入射γ 線に強制的に電磁シャワーを起こさせる。それによって生成された電子・陽電子は容易に plastic scintillator で検出することができるため、このサンドイッチ構造はγ 線検出器となり得る。また plastic scintillator のサイズは 2.75m あるいは 5.5m ととても巨大であり、従来の casting 法での製造は難しく、押し出し成形法で作られた plastic scintillator を使用することにした。これにより巨大なサイズの scintillator を作ることは可能になったが、casting 法で作られた scintillator と比べると、透明度が悪いために発光量が少なくまた光の減衰長も短い。そこで、plastic scintillator の溝に WLS fiber を埋め込み、この fiber 内でシンチレーション光の吸収・発光した光を PMT で読み出す方法を取ることにした。こうすることで、scintillaror の光の減衰長の短さをカバーでき、さらに fiber を何本かに束ねて扱うことで PMT の本数も抑えることができる。また発光量の少なさを補うために plastic scintillator の全面を反射材で覆い、シンチレーション光の外への洩れ出しを防いでいる。

以下で plastic scintillator の製造方法について簡単に説明する。

- Casting 法：圧力を加え溶かしたプラスチックを、金型に注入して冷却凝固させる方法。いわゆる鋳造法。なるべく低い温度で時間をかけることで scintillator に含まれる蛍光材の劣化を防ぐことができる。良い質の plastic scintillator を作ることができるが、高価で、また大きなサイズの製造や大量生産には向かない。

- 押し出し成形法：プラスチック成形材料を押し出し機の中で加熱、可塑化させ流動状態にし、型から押し出す成形法。比較的製造コストが安くすみ、長い形状の生成が可能であるが、非

常に高温で成形を行なうため、蛍光材が劣化して scintillator としての発光量が落ちてしまう。また透明度も悪くなり光の減衰長が短くなる。

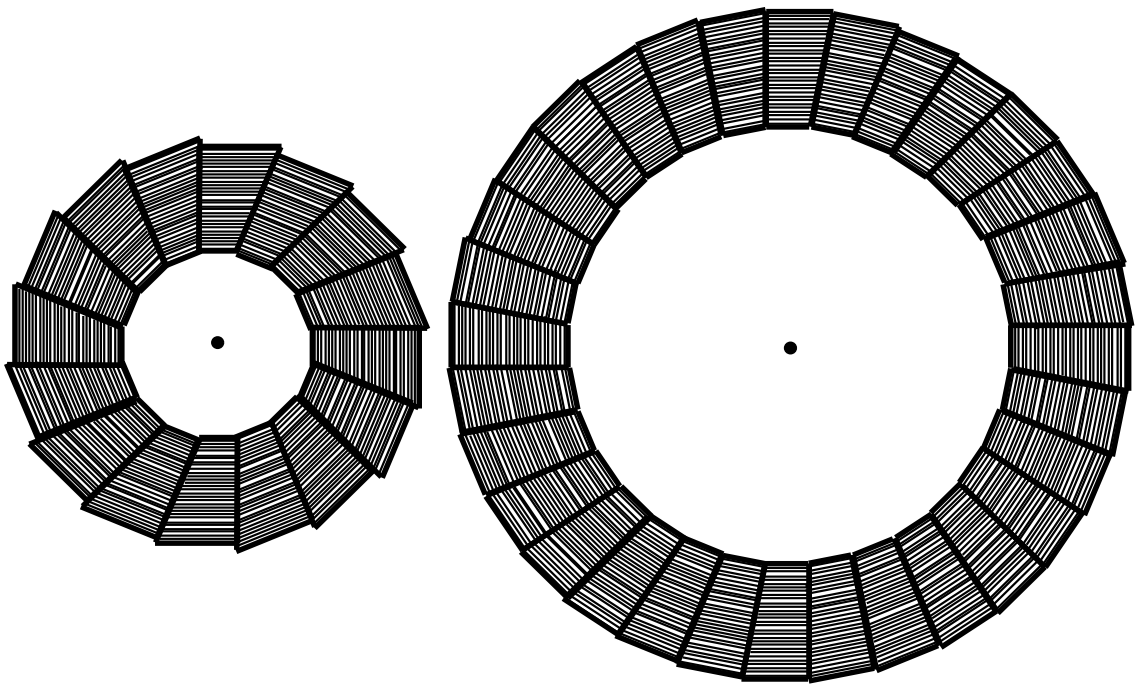


図 2.1: 中心軸方向から見たそれぞれのバレルカウンター。左が FDC で右が MDC。黒点がビームライン中心軸でそれを覆うように FDC は 16 ブロック、MDC は 32 ブロック並べて円筒型を形成している。plastic scintillator と鉛はビーム中心に対して半径方向に積層される。

2.2　要求される性能

このカウンターは実験の background を取り除くためのγ -veto 用のカウンターであり、γ 線のエネルギーを精度良く求める必要は無く、むしろ高い efficiency でγ 線を検出し、いかに back ground イベントを取り除けるかが、このカウンターに要求される性能である。先にも述べたがこの実験の主な back ground は K_L^0 からの $2\pi^0$ 及び $3\pi^0$ の崩壊モードに起因するγ 線で、特に $2\pi^0$ へ崩壊する分岐比は 9.14×10^{-4} なので $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の崩壊モードに対して、この分岐比を 10^{-11} のレベルで測定するためには、このカウンターのγ 線に対する不感率を 10^{-4} 以下に抑えなくてはならない。入射してくるγ 線のエネルギーは、およそ 20MeV ~ 1000MeV で高エネルギー側に対しては、上の不感率は達成されると予想されているが、低エネルギー側 (20MeV 付近) では、不感率を 10^{-4} に抑えることは非常に難しい。しかしこの領域付近でのγ 線を検出できなかったとしても、2 γ に対して運

動学的な制限を加えることで、ある程度は true event と background を識別することができるので、20MeV 付近でのγ 線の不感率の目標値は、10^{-2} 程度とし、今後バレルカウンターが 10^{-2} ~ 10^{-4} の光子不感率を達成できるかどうかについて議論していく。

2.3　カウンターのデザイン

E391a 実験ではバレル部のγ 線検出器として、我々は plastic scintillator と鉛のサンドイッチ構造というデザインを採用した。本来γ 線検出器として一般的なのは、NaI や CsI といった無機結晶 scintillator である。これらの scintillator は密度が高く (およそ $3 \times 10^3 kg/m^3$ ~ $5 \times 10^3 kg/m^3$)、入射γ 線は容易に光電効果を起こし、持ってるエネルギーの全てをその結晶に付与することができる[1]。そのためγ 線カロリーメーターとしては最適だが、、バレルカウンターとして使用するには、それにかかるコストの面から言ってもあまり現実的ではない。しかも、バレルカウンターに求められている性能は、高い efficiency でγ 線を検出するのであって、必ずしもそのエネルギーを精度良く求める必要は無い。そういったことから E391a 実験のバレル部に用いるカウンターは結晶 scintillator ではなく、比較的低コストで大体積を覆える plastic scintillator と鉛のサンドイッチ構造のデザインを採用するに至った。そして、plastic scintillator と鉛の層が 86 層あれば、E391a 実験が求める efficiency を達成できることを、シミュレーションから導き出せている。

以下ではγ 線がバレルカウンターに入射し、それを PMT で読み取るまでの簡単な過程を説明する。

電磁シャワー

γ 線と物質との主な相互作用は 3 つある。

- 光電効果
- コンプトン散乱
- 電子対生成

γ 線のエネルギーは、これらの相互作用によってまず電子や陽電子に付与され、最終的にその全部または一部が物質に吸収される。plastic scintillator で高エネルギーのγ 線 (1.022MeV 以上) を測定しようとした場合、入射してくる全面に高密度の物質を置き強制的に電子対生成を起こさせ、それによって発生した電子・陽電子を plastic scintillator で捕らえるのという方法が最も一般的である。電子対生成はγ 線と原子核との間の相互作用で、その結果γ 線は消滅し電子・陽電子対が発生する。エネルギー保存則から電子と陽電子の運動エネルギーは、

$$T_{e^-} + T_{e^+} = E_\gamma - (mc^2)_{e^-} - (mc^2)_{e^+} = E_\gamma - 1.022MeV$$

[1]光電効果の起こりやすさは物質の原子番号 Z の 2 乗に比例する。そのため plastic scintillator ではγ 線はほとんど光電効果を起こさない。

となる。その際電子・陽電子の運動エネルギーはそれぞれ同じ値を持っていると考えてよく、結局、

$$T_{e^-} = T_{e^+} = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1.022MeV)$$

となる。

電子対生成が起こる確率は電子対生成断面積と呼ばれ、E_γ と Z の関数になる。この係数は、

$$\kappa[m^{-1}] = NZ^2 f(E_\gamma, Z)$$

の形になり、κ は単位移動距離あたりに起こる電子対生成の確率で、1.022MeV に閾値を持ち、E_γ と Z とともに増大する。(図 2.2) [4]

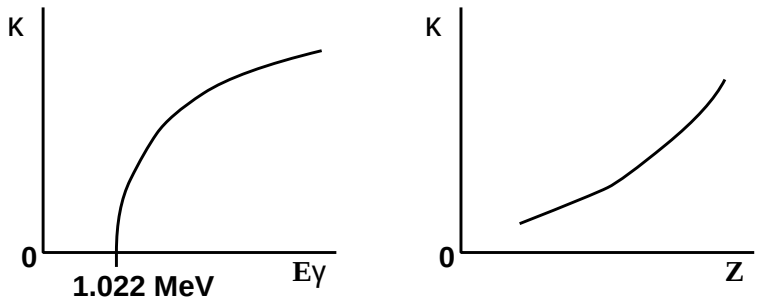


図 2.2: 電子対生成断面積のγ 線エネルギー依存性 (左) と物質の原子番号依存性 (右)

10MeV 以上のγ 線が鉛に入射した場合起こる相互作用は、3 つの相互作用のうち電子対生成が最も支配的となる。対生成によって発生した電子・陽電子は、制動放射および対消滅によってγ 線を作る。このγ 線がまたさらに対生成を起こし電子・陽電子を発生させる、といった過程が、ある臨界エネルギーに至るまで繰り返される現象のことを電磁シャワーと呼んでいる。この電磁シャワーで発生した電子・陽電子のイオン化損失エネルギーを、次に述べる plastic scintillator で測ることで、はじめてこの鉛・plastic scintillator のサンドイッチ構造が、γ 線検出器としての役割を果たすわけである。

plastic scintillator

plastic scintillator は有機 scintillator の個溶体と考えられる。主に光の応答時間が短いことが特徴として挙げられ (~ 5nsec)、扱いも容易である。

鉛で発生した電磁シャワーによる電子・陽電子が plastic scintillator に入射すると、plastic 内の原子核や電子との電磁相互作用によって、分子を電離させエネルギーを与えて励起状態にする (図の $2.3A_0$ から A_1 への遷移)。位置 A_1 はエネルギーが最低の位置ではないので分子は格子振動によって熱エネルギーを放出して、点 B_1 に移動する。点 B_1 は励起状態にあり、分子は $(E_{B_1} - E_{B_0})$ と等しいエネルギーを持つγ 線を放出して B_1 から B_0 に遷移する[2]。この放出されたγ 線のエネルギー

[2]この遷移はおよそ nsec のオーダーで起こり、これが plastic scintillator の光の応答時間となる。

$(E_{B_1} - E_{B_0})$ が励起エネルギー $(E_{A_1} - E_{A_0})$ と同じだとそのエネルギーは再度励起エネルギーとして吸収されてしまい、発光は永遠に起こらない。つまり、励起状態の極小値と基底状態の極小値がずれているために、放出エネルギーと励起エネルギーに差が生じて、このために plastic scintillator は発光できる。このとき発光する光は物質中で吸収されやすい 300nm 以下の紫外線で、この plastic scintillator に第二溶材として POPOP などの蛍光材を混ぜることで、波長がより長い光に変換され (350nm ~ 450nm)、PMT の感度波長に合った光を放つことが出来る。

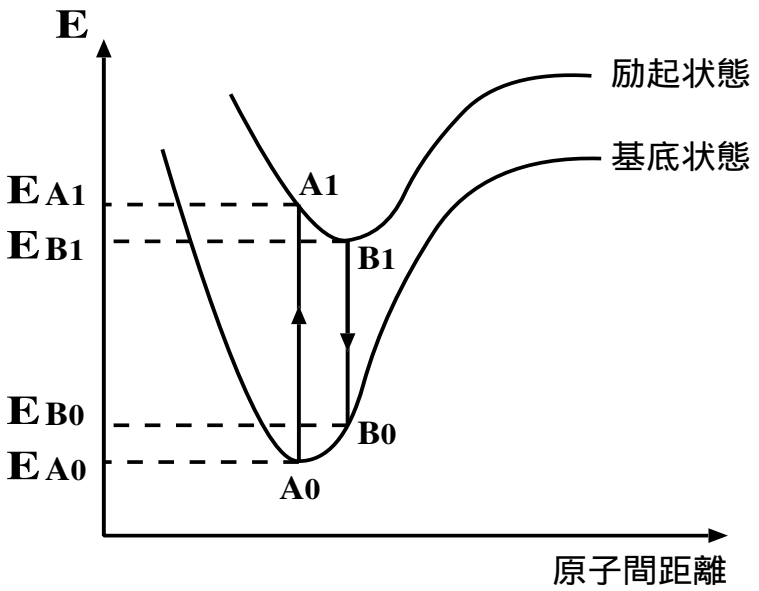


図 2.3: 分子間のエネルギー遷移の模式図。

WLS fiber (WaveLength Shifter fiber)

plastic scintillator は光の減衰長が短く、およそ 1.7m である。そこで plastic scintillator に何本かの溝を掘りそこに WLS fiber を埋め込む。そして plastic で発光した光をいったん fiber 内に取り込み、その光を PMT に伝えることで光の減衰長の短さをカバーすることができる。WLS fiber の光の減衰長はおよそ 4m で[3]、この方法を取ることにより、plastic scintillator だけの集光に比べて、長さにもよるがおよそ倍近くの光量を得ることができる。

WLS fiber の発光過程は plastic scintillator と同様な説明ができて、plastic scintillator で光った光で fiber を励起し、基底状態に落ちる過程で波長を変換させた光を放出する。今回は特に緑側へ波長を変換させる WLS fiber を採用することで、E391a 実験で用いる予定の green extended の PMT の感度波長により近付くようにした。(図 2.4 参照)

[3]後に詳しい測定結果を挙げる。

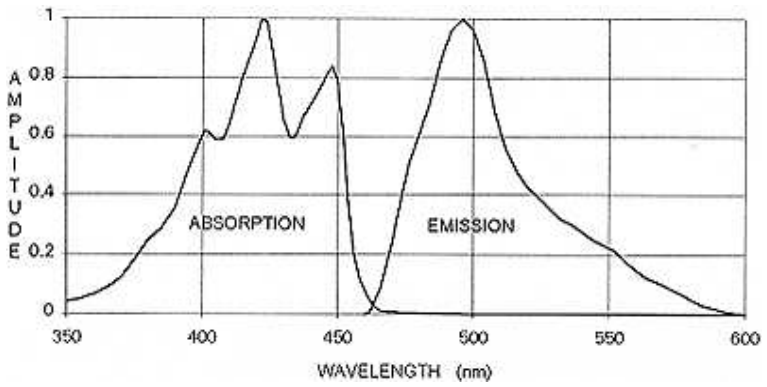


図 2.4: BICRON BCF-91A の吸収スペクトルおよび発光スペクトル。

またこの fiber はマルチクラッドという形状をしていて、fiber 内が同心円状に 3 層に分かれている。それぞれの層は光の屈折率が異なっていて、中心の層から表面に向かう程屈折率が低くなるように作られている。光は異なった屈折率を持つ媒質内を進むとき、高い屈折率の媒質から低い屈折率の媒質へは境界面に対して、より浅い角度に屈折されて進む。すなわち、fiber をマルチクラッドにしたことにより、fiber 内で発光した光は、全反射が起こりやすくなっているために外に洩れにくく、より多くの光を集光することができる。さらに fiber の表面に傷ができにくいというメリットもある。

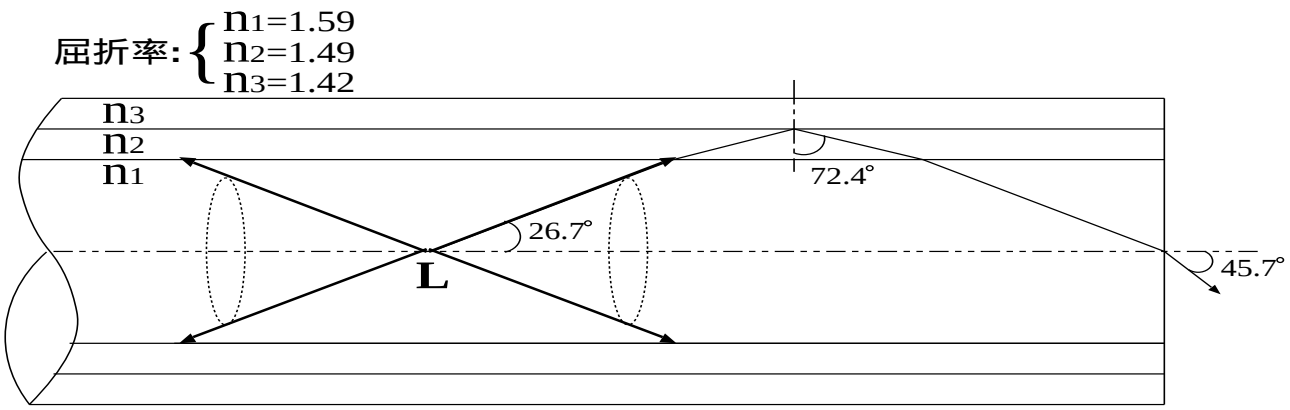


図 2.5: マルチクラッドの fiber 内を光が進む様子。点 L で光った光は全立体角に等方的に放射されるが、そのうち角度 26.7 度内の光はすべて全反射を通して fiber 内を伝わっていくことができる。(屈折率の値は BICRON BCF-91A のもの)

PMT (Photo Multiplier Tube-光電子増倍管)

以上の過程を経た光は、極めて微量でありその光を最後に PMT(光電子増倍管) で増幅してやることで、始めて電気信号として読み取ることができる。簡単にその流れを説明すると

(I) . fiber からの光子が入射窓で光電効果を起こし、光電子 (Photo-electron) を放出し第一ダイノードに集められる。

(II) . ダイノードに二次電子電子放出によって電荷量が 10^5から 10^8 倍程度に増幅される。

(III) . 最終ダイノードにたどり着いた電子群はアノードから外部へ取り出される。

そして最終的にはその増幅された信号を、電気回路を通して PC などに取り込むことによって、データの解析等を行うことができる。

ここまでがγ 線がバレルカウンターに入射してから、信号を読み出すまでの一連の経過である。特に I の光電子数 (N.p.e.) が重要で、今後 plastic scintillator の比較や fiber の attenuation length を求めるときなどにも、この獲得光電子数で評価する。さらに、実験から求められるカウンターの光子不感率や、deposit エネルギーに対しての評価獲得光電子数で全て決める。

ところで、我々が使用する PMT についてだが、従来の PMT と比べていくつかの改良点があり、主に獲得光電子数を増やすために以下のような改良をした。

- プリズム光電面：PMT の量子効率は光電面のアルカリ金属で決まってしまうが、光電面の形状をプリズム状にカットすることで、アルカリ金属表面積を増やし、そうすることで光電子を出やすくし、これによに見かけの量子効率を上げることに努めた。

- Green extended：光電面に仕事関数の低いアルカリ金属を用いることで、PMT の緑側の感度をさらに際だたせ、fiber 内で緑波長側に変換された光を、より効率良く読み出せるようにした。

- PMT 内部の研磨：PMT 内部を鏡面状に磨き、一度ダイノードから外れてしまった光電子を反射させ、再度ダイノードに戻ってくるチャンスを増やした。

これにより獲得光電子数、約 1.5 倍アップを見込んでいる (この PMT の獲得光電子数の評価は後に述べる)。

この PMT は現在まだ研究開発中だが、その試作品を何本かを用意して性能を詳しく調べている。この時点で分かったことは、二つ目の光電面を Green exteded にした影響で、その仕事関数の低さのため光電面から放出される熱電子も同時に増加してしまったということである。このノイズの量は無視できない程であり、現在この熱電子を減少させるための工夫を検討中である。

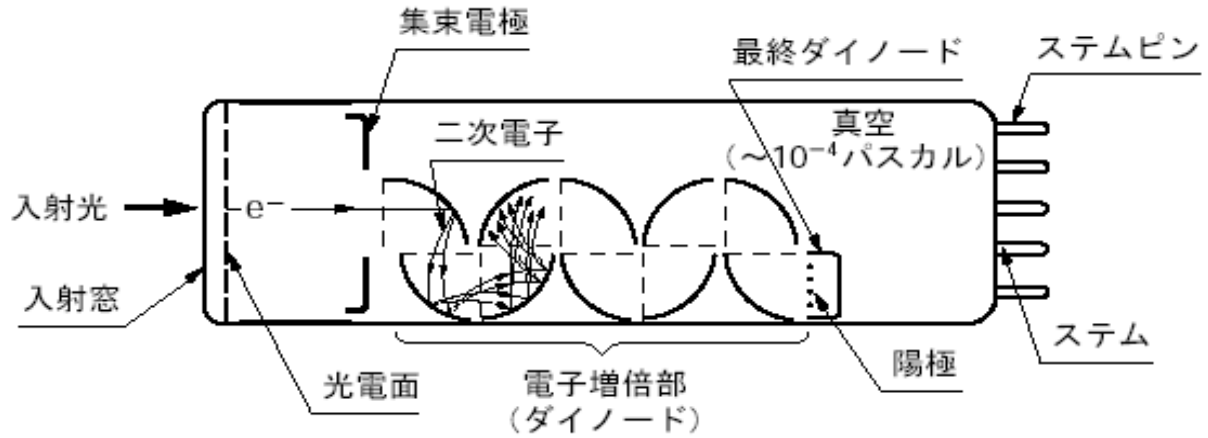


図 2.6: 光電子増倍管の断面図 (ヘッドオン型)。入射光が光電効果を起こし二次電子が増幅していく様子を現している。

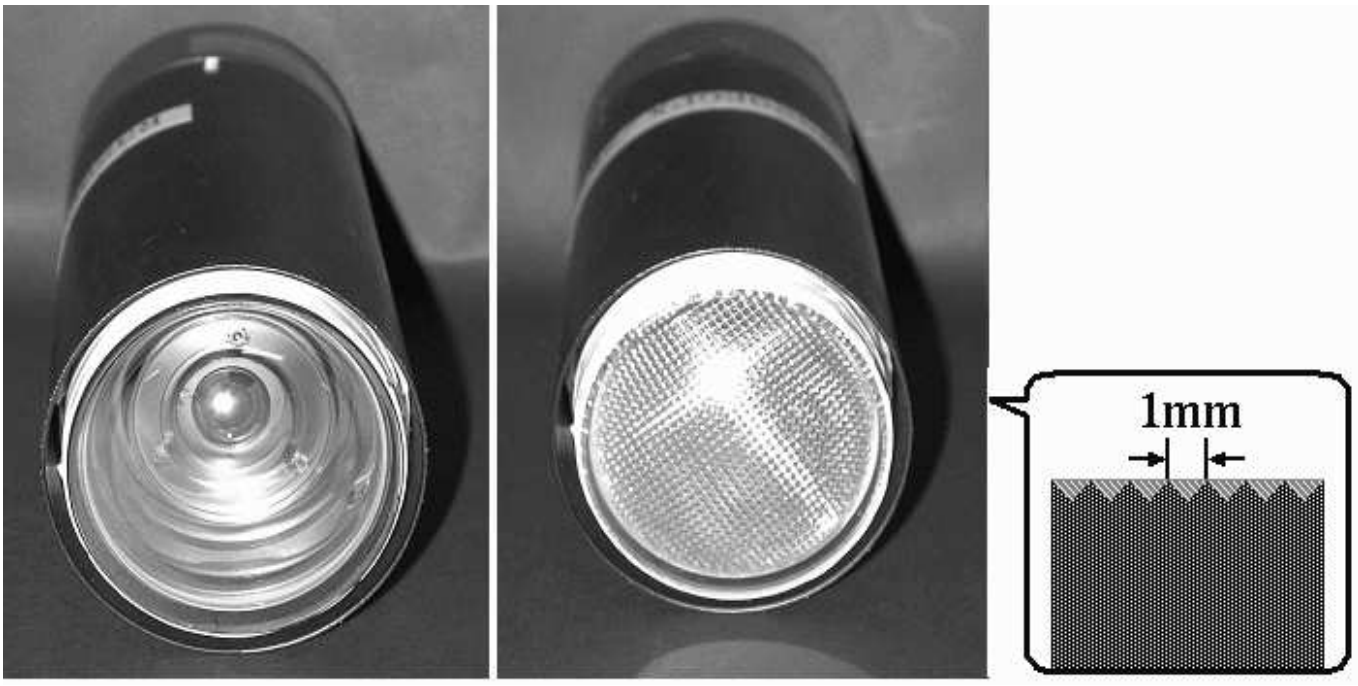


図 2.7: ノーマル光電面 (左) とプリズム光電面 (右) の写真。プリズムは 1mm でカッティングしてある。

2.4　素材・道具の選び出し

バレルカウンターは、plastic scintillator と鉛のサンドイッチ構造で、plastic scintillator には反射材を巻き集光系に WLS fiber を用いる、というデザインであることをこれまで述べてきた。この節では、バレルカウンターで用いる素材や道具の中で最適なものを選び出すための比較実験についてや、その結果を挙げていきたいと思う。比較した内容は

- plastic scintillator
  製造法や、混入させる蛍光材の種類や量及び、plastic のベースとなる樹脂による性能の違いを比較する。(比較する plastic scitillator のサイズは 5cm × 10cm × 5mm。)
- 反射材
  様々な反射材を同一の plastic scintillator に巻き、そのとき得られた光電子数をもとに、反射材の善し悪しを決める。さらに強度テストも合わせておこなう。
- WLS fiber
  attenuation length の詳しい値を求める。
- PMT
  ノーマルの PMT と改良した (プリズム光電面、green extended、PMT 内部の鏡面状研磨)PMT との比較。

である。その際の評価方法は前節にあるように、特に獲得光電子数に重点を置いて比較している。

2.4.1　β 線測定

比較実験は主に, 放射線源 ^{106}Ru のβ 線を用いて行なう。β 線が plastic scintillator を突き抜けたときに発したシンチレーション光を、WLS fiber で PMT に導いてその光電子数を測定する。ところで、^{106}Ru のβ 崩壊によるβ 線のエネルギーは 39.4keV と小さく、5mm 厚の plastic scintillator を突き抜けることはできない (およそ 0.5cm しか進めない)。しかし ^{106}Ru の娘核 ^{106}Rh がβ 崩壊した際の、β 線の最大エネルギーは 3.5MeV なので、実際はこちらのβ 線を使って実験していることになる。

β $^-$ 崩壊について簡単に説明すると、この崩壊は

$$ {}^{A}_{Z}X \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}X + \beta^- + \overline{\nu} $$

の様に表せる。このとき崩壊エネルギーのほとんどをβ 線及び $\overline{\nu}$ が運動エネルギーとして持ち去る。そしてそのときのβ 線及び $\overline{\nu}$ それぞれの運動エネルギーの組合せは無限にあるので、結果としてβ 線の運動エネルギーは連続分布になる。^{106}Rh からのβ 線で言えば、その運動エネルギーは 0 から最大 3.5MeV の連続分布を示す。

そこで次に入射エネルギー最大 3.5MeV のβ 線が、厚さ 5mm の plastic scintillator を突き抜けたときに落すエネルギーを求めたい。一般に物質中を移動する荷電粒子は以下の過程でエネルギーを失う。

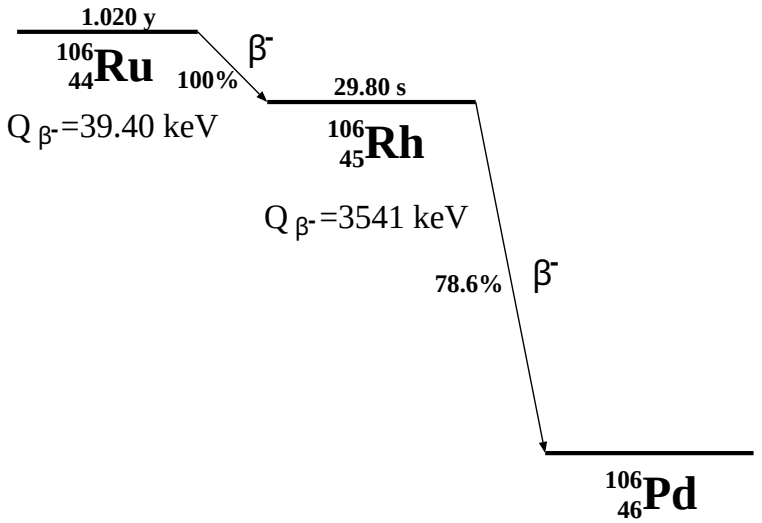


図 2.8: $^{106}_{44}Ru$ の壊変図

- 物質中の電子及び原子核とのクーロン相互作用 (電子の電離・励起)
- 電磁放射線 (制動放射) の放出
- 原子核との相互作用
- チェレンコフ放射光の放出

この 4 つの中で、チェレンコフ放射光で失われるエネルギーは極めて小さく、また原子核との相互作用も、今回扱う範囲のエネルギー領域では無視できる。そこで、残ったクーロン相互作用と制動放射についてだが、この二つによって電子が失うエネルギーの比を求めたい。詳しい計算は多少複雑なので、ここでは近似式を使ってその比を求めてみる。

電子の電離・励起によるエネルギー損失を $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{ion}$、制動放射によるエネルギー損失を $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Brems}$ とすれば、この二つの比 R は以下の近似式で表すことができる。[4]

$$R = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{Brems} / \left(\frac{dE}{dX}\right)_{ion} \sim \frac{ZE}{589MeV}$$

ここで Z は物質の原子番号で、E は電子の運動エネルギーである。plastic scintillator に入射する電子の運動エネルギーは最大 3.5MeV で、また、plastic scintillator の原子番号は、その母材となるポリスチレンの実効原子番号 $Z_{実効} = \sum_{i=1}^{2} w_i Z_i = 5.6$ を用いる。これらを式に入れて計算すると R はおよそ 3%となる。つまりクーロン相互作用と制動放射を比べた場合でも、電子のエネルギー損失はクーロン相互作用における電離・励起の寄与の方が圧倒的に大きい。なので、plastic scintillator への deposit エネルギーを求めたい場合、電子の電離・励起によるエネルギー損失の計算を行なう

だけで良いことが分かる。また、このエネルギー損失のことを阻止能と呼び、以下の式によって与えられる。[4]

$$\frac{dE}{dx}[MeV/m] = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln\left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I}\right) + \frac{1}{2\gamma^2}\left[\frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2+2\gamma-1)\ln 2\right]\right\}$$

$$\begin{aligned} r_0 &= e^2/mc^2 = 2.818\times10^{-15}\mathrm{m} = \text{古典電子半径} \\ mc^2 &= \text{電子の静止質量エネルギー} = 0.511\mathrm{MeV} \\ \mathrm{N} &= \text{粒子が通る物質中の } 1m^3 \text{ 当たりの原子の個数} \\ \mathrm{Z} &= \text{物質の原子番号} \\ \beta &= v/c \\ \gamma &= (T+mc^2)/mc^2 = 1\sqrt{1-\beta^2} \\ \mathrm{I} &= \text{物質の平均励起ポテンシャル} \end{aligned}$$

つまり阻止能は

- 粒子の質量に無関係である
- 粒子の電荷 z の 2 乗に比例している
- 粒子の速度に依存している
- 物質の密度 N に比例している

ということが分かる。この阻止能の式から、β 線が 5mm 厚の plastic scintillator に落すエネルギーを求めるわけだが、それには

$$\Delta E = \int_0^t \frac{dE}{dx} dx$$

の様に、物質の厚さ t に対して積分しなければならない。しかし大抵の場合は厚さ t を長さ Δx_i の n 個の区間に分割して、

$$\Delta E = \sum_{i=1}^{n} \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \Delta x_i$$

を計算すれば良い。区間の数 n の最良値についての一般的法則は無いが、今回は Δx_i = 0.01mm として、つまり $n = 500$ として計算した。また、簡単のために plastic scintillator を炭素であるとして[4]、そのときは $Z = 6, A = 12, I = 78\mathrm{eV}$ であり、ポリスチレンの密度は $\rho = 1.056\times10^3(kg/m^3)$ であるので、$N = \rho\frac{6.022\times10^{23}}{A} = 5.295\times10^{25} atoms/m^3$ である。

以上をふまえて計算した結果は、

[4] ポリスチレンの構成要素は炭素と水素であり、その重量比は 0.923:0.077 と炭素の方が 1 桁以上大きいので、ほぼ炭素とみなして良い。また、空気中でのエネルギー損失はその密度の低さから、無視できるものとした。

$$\begin{aligned}\Delta E(\text{T=1.0MeV}) &= 0.93\text{MeV}\\ \Delta E(\text{T=2.0MeV}) &= 0.86\text{MeV}\\ \Delta E(\text{T=3.5MeV}) &= 0.90\text{MeV}\end{aligned}$$

となり、よってこの実験における plastic scintillator の deposit エネルギーはおよそ 0.9MeV ということが分かった。

2.4.2　光電子数

以上の計算によって、plastic scintillator にβ 線が落すエネルギーは分かったが、最終的にこの実験で求めたい値は獲得光電子数である。そこで次に、実験で得られたヒストグラムから獲得光電子数を導き出す方法について説明する。

電子が plastic scntillator に入射した際に放出されるシンチレーション光は、エネルギー損失 100eV に対して、およそ 1 つである。これは変換効率約 2%に相当し、[7] このことから、先程求めたβ 線の deposit エネルギー 0.9MeV に対しては、およそ 9000 個のシンチレーション光が放出されることになる。この 9000 個のシンチレーション光が fiber に入り、fiber の中を減衰しながら進み、最後に PMT の光電面で光電効果を起こして光電子に変換される数は、およそ数個 ~ 数十個と予想される。つまり plastic scintillator が放出したシンチレーション光のうち、最終的に光電子として計測される確率はほんの 0.001 程度にしかならない。シンチレーション光への変換効率はおよそ 2%だったので、結局、β 線が plasctic scintillator に入射して、それを信号として計測できる確率はおよそ $2\times\ 10^{-5}$ 程度と言うことになる。この確率は明らかに、1 に比べて極めて小さく、この様に母集団は多いがそれに比べて、現象が起こる確率が極めて低い場合、その確率分布はポアソン統計に従うことが知られている。よって、この実験で観測できる平均光電子のスペクトルはポアソン分布をするはずである。

ここで、確率の母集団、つまりこの実験で言えばβ 線が plastic scintillator にエネルギーを付与する確率を n とし、付与されたエネルギーが光電子として観測できる確率を p とすれば、ポアソン分布とは、二項分布の平均値 $\bar{N} = np$ の値を一定に保ちながら $n \to \infty, p \to 0$ とすることで得られる確率密度関数で、

$$R(N) = \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!}$$

の形をしている。

ここで N は光電子数である。ポアソン分布は離散分布を示し、N = 1,2,3,... の各々の値は広がりを持たないが、実際実験で得られる分布は PMT の分解能等のせいでそれぞれ広がりを持ち、そのスペクトルはポアソン分布とガウス分布を重ね合わせたような形になる (図 2.9)。そこで N = 1,2,3,... の値を標準偏差が $\sqrt{N}\sigma$(σ は N=1 のピークの標準偏差) としたガウス分布と仮定すれば、実験で得られる分布は以下のような関数になる。

$$R(x) = A\sum_{N=1}^{N_{max}} \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!}\frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma}\exp\left\{-\frac{(x-pN-q)^2}{2N\sigma^2}\right\}$$

x	:	ADC channel
A(p1)	:	Normalization Factor
$\bar{N}$(p2)	:	平均光電子数
σ(p3)	:	標準偏差
p(p4)	:	各ピーク間隔
q(p5)	:	ペデスタルピークの channel

よって、実験で得られたスペクトルから平均光電子数を見積もるには、この関数へ fitting することで求めることができる。このとき、A,$\bar{N}$,σ,p,q をパラメーター p1,p2,p3,p4,p5 とする。この fitting では、$\bar{N} > 5$ 程度を越えると光電子数 N の各ピークは見えにくくなり (各光電子増倍管による)、この方法では誤差が大きくなってしまう。有効な範囲は平均光電子数 0.5∼5 程度である。

今後は獲得光電子を求めるときは、ほとんどにおいてこの関数へ fit させることで求めていく。

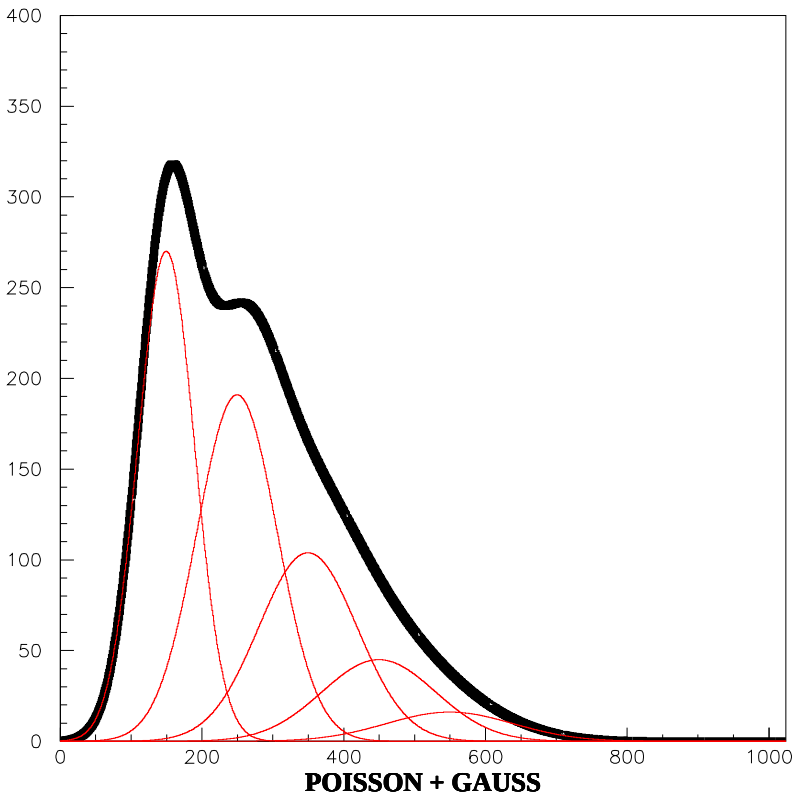


図 2.9: 図の太い線が実験で得られるスペクトルの代表的な形である。獲得光電子 1 つ 1 つはガウス分布をしている。その重ね合わせとして太線のスペクトルが得られる。

2.4.3　実験結果

以下に、それぞれの条件において獲得光電子数を比較した実験結果を挙げていく。特に、今回比較している光電子は、得られる数が少なくちょっとしたコンディションの変化で、簡単に値が変わってしまう。なので、正しい比較を行なうためには、比較対象どおしその実験コンディションは極力同じでなければならない。このことを常に注意しながら実験を行なってきた。また今述べた性質上、獲得光電子数の絶対値は特に気にしていない。その相対的な値だけをもとに比較している。そしてその中から最善なものを探っていきたい。

plastic scintillator

以下の plastic scintillator のサンプルを用意して、それぞれ獲得光電子数の比較をした。

製品名	成形法	母材	第一蛍光剤	第二蛍光剤
BC408	Casting 法	ポリビニルトルエン	–	–
SCSN81	押し出し法	ポリスチレン	–	–
オリジナル 1	押し出し法	ポリスチレン	PPO:1%	popop:0.02%
オリジナル 2	押し出し法	MS 樹脂	PPO:1%	popop:0.02%

表 2.1: 押し出し成形とその蛍光剤の比較

i) 成形法及び蛍光剤の比較

まずは plastic scintillator の成形法の違い、及び混入させる蛍光剤の成分の違いによる獲得光電子数の比較を行なった。その際、Casting 法で最も発光量が多いと言われている BC408 を比較対象とし、その獲得光電子数を 1 としてそれぞれの相対値を求めた。結果を表 B に示す。

plastic scintillator	光電子数の相対比
BC408	1
オリジナル 1	0.80
オリジナル 1(表面研磨)	0.71
SCSN81	0.58

表 2.2: 押し出し成形とその蛍光剤の比較

結果は、予想通り Casting 法よりは押し出し法の方が獲得光電子数が落ちている。この差についてはっきりとした定量的な議論はまだできないが、この程度の差であれば、押し出し法でも性能はそれほど損なわれていないと言える。蛍光材の違いに関しては、発光量は SCSN81 のものよりも明らかに多いことからも、上で選んだ蛍光剤及び分量比に決定した。また、表面研磨とそのままのも

のに差が出たのは、表面が荒いままの方が光が乱反射しやすく、より多くの光が fiber に入ることができたためであろうと思われる。

ところで、BC408 との比較であるが、元々ポリスチレンに比べポリビニルトルエンは発光量の多い母材であり[5] この光電子数の差は、成形法の違いにさらに、scintillator の母材による効果も含まれていると考えられる。

ii) 母材による違い

ここで母材による違いの獲得光電子数の比較をしたのは、plastic scintillator の強度が問題に上がったからである。γ-veto 用のカウンターは鉛と plastic scintillator のサンドイッチ構造をしていて、その層数は 86 層もある。そのため、ポリスチレンを母材とするプラスチックでは、自身の重さによりつぶれてしまう危険性があることが指摘された。そこでより強度の強い MS 樹脂製の palstic scintillator が提案され、獲得光量の比較実験を行なうことにした。蛍光剤は上と同じ PPO:1%,popop:0.02%の配合である。

plastic scintillator	光電子数の相対比
BC408	1
オリジナル 2	0.63
オリジナル 1	0.80

表 2.3: MS 樹脂製 scintillator の光量比較

この結果からポリエチレンを母材とする scintillator に比べて MS 樹脂製の scintillator の光量は、およそ 0.79 倍であることがわかる。

WLS fiber

今後実験する上で、使用する WLS fiber の attenuation length を詳しく知っておく必要がある。fiber の attenuation length が分かれば、実験ごとに fiber の長さが変わったとしても、おおよその獲得光電子数の見積もりができるからである。

測定サンプルは BICRON 社製の BCF-91A と kuraray 社製の Y11-M(共にマルチクラッドである) の 2 本で、それぞれ、線源の位置を変えていき獲得光電子数を測定して、各々の fiber が持つ固有の attenuation length を求めた (図 2.10)。attenuation length とは、fiber の中を光子が進む際にその数が $1/e$ になるまでの長さのことをいい、WLS fiber には長い成分と短い成分の 2 つの成分があることが知られている。そこで、以下のような関数を仮定してやり、獲得光電子数のプロットに対し

[5]BNL E926 では押し出し成形による scintillator (母材:ポリスチレン、第一蛍光剤:PTP 1.5%、第二蛍光剤:popop 0.01%) で、BC408 の 85%の発光量を得ている。[5]

てその関数で fitting することにより、attenuation length を求めることができる。

$$Y(x) = A_1 \exp\left(-\frac{x}{X_{L1}}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{X_{L2}}\right)$$

ここで、x は fiber の長さ (PMT から発光点までの距離) であり、A_1, A_2 は規格化定数、X_{L1}, X_{L2} は減衰長 (単位は m) である。測定点は 10m から 40cm までの 15 点で、10m から 1m までは 1m おきに、80cm から 40cm までは 10cm おきに測定した。短い位置での測定点を増やしたのは、短い成分がどのくらいの長さから現れるかがはっきりしていないため、詳しく調べる必要があったからである。

図 2.11 が、獲得光量のプロットに対して 2 成分を仮定した関数で fitting した結果である。短い部分の測定も細かく行なったため、attenuation length に 2 成分あることがはっきりと確認できる。また、下にこの fitting で得られた各々のパラメーターの値を示す。

- $Y(x) = 1.35 \exp\left(-\frac{x}{0.68}\right) + 1.44 \exp\left(-\frac{x}{4.48}\right)$: Kuraray
- $Y(x) = 1.11 \exp\left(-\frac{x}{0.60}\right) + 0.83 \exp\left(-\frac{x}{4.47}\right)$: BICRON

メーカーが違う 2 本ではあったが、attenuation length に関しては、両方ともあまり違いが無いことが分かった。

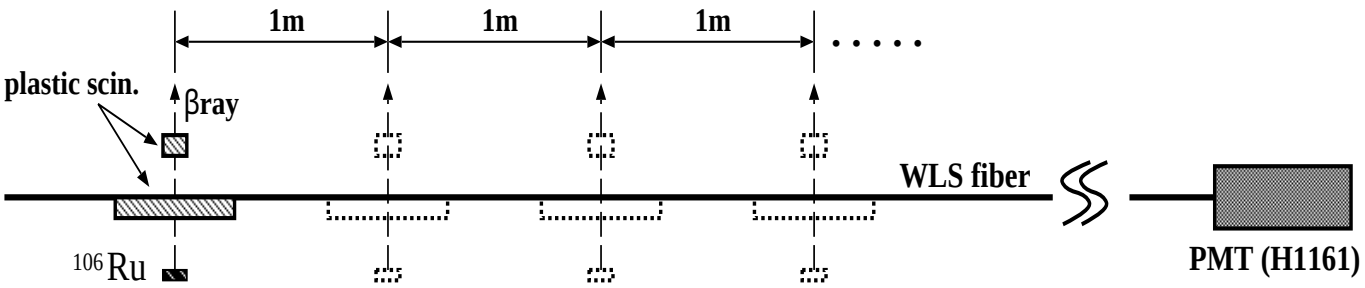


図 2.10: attenuation length 測定のセットアップ (横から見た図)。fiber と plastic scintillator(下) とはシリコンコパウンドで固定して、1 つの測定が終わる度に scintillator を次の測定点に移動していく。その際、PMT と fiber はオプティカルセメントで完全に固定して、scintillator を移動している最中に、PMT と fiber の接合点がずれてしまうのを避けた。また、PMT の前で fiber を曲げることで scintillatior の直接光が PMT に入らないような配置にした。

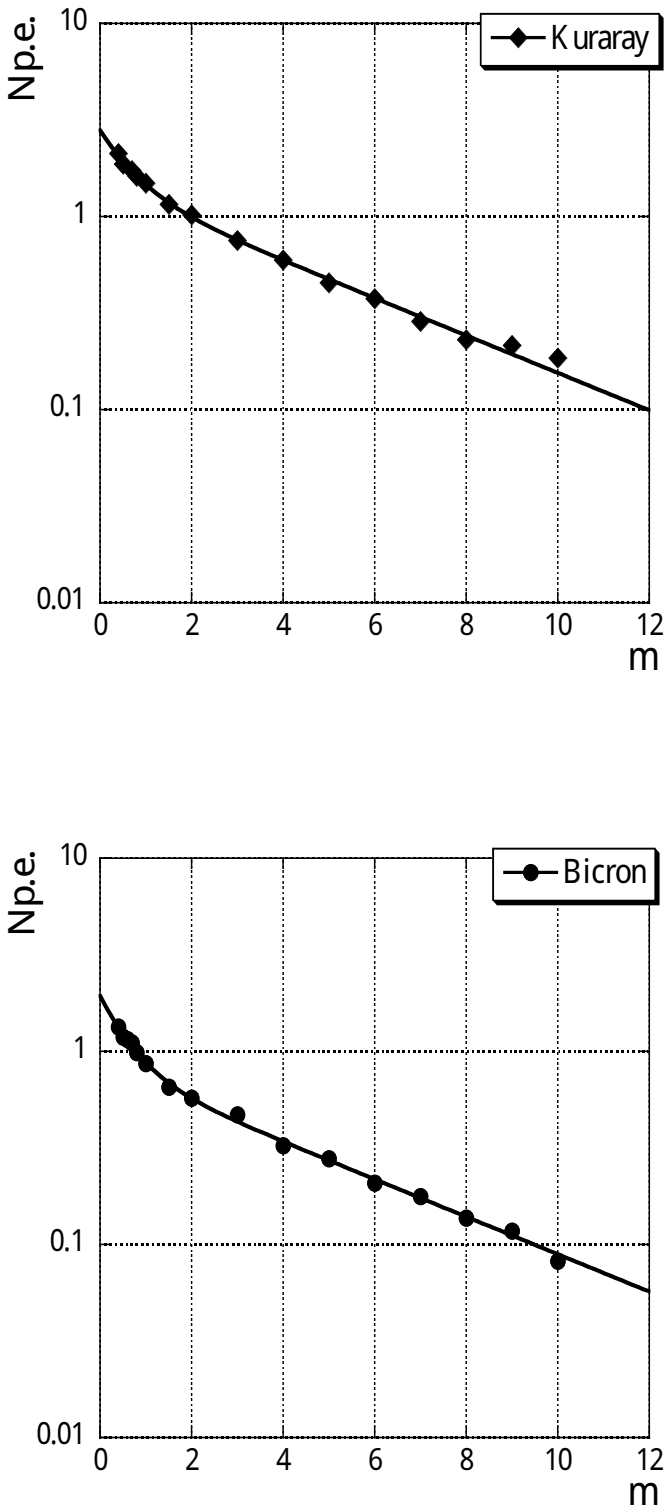


図 2.11: Kuraray(上) と BICRON(下) の attenuation length 測定の獲得光量のプロット。

反射材

scintillator で発光したシンチレーション光をより多く fiber に入れるために、光を反射する物で scintillator を覆うことによって、より多い光が光電面に到達する。ここでは、scintillator を覆う反射材について様々な物で獲得光電子数を比較した。

それぞれの反射材は scintillator を二重に巻き、更にアルミホイルで覆う。以下に比較した反射材と獲得平均光電子数の相対比示す。また本実験で使用する場合、カウンター自身の重さにより相当の圧力がかかる。そのためそれぞれの材質をハンマーで数回たたくことにより、反射材が透明固化しない物であるかについても調べた。

反射材	光電子数の相対比	強度
ハイパーシート	1.05	弱
Membarance Filter	1.04	やや弱
タイベック	1.01	やや弱
テフロンテープ	1	弱
TiO_2 PET(E60L)	0.93	強
TiO_2 PET(E65)	0.87	強
ABS	0.82	強
PET G	0.81	強
アルミナイズドマイラー	0.79	強
白紙	0.74	強
アルミホイル	0.71	-
テドラー	0.64	強

表 2.4: 反射材による獲得光電子数の比較

この結果、強度が強く獲得光電子数の多い TiO_2 PET(E60L) が本実験で使われることになった。この TiO_2 PET は東レ社製の RW188(E60L #188) という製品で、その厚さは 0.188mm である。素材はポリエチレンテレフタレート (PET) に TiO_2 を添加したものである。

PMT

最後に PMT の獲得光電子数を比較した結果を挙げる。比較した PMT は以前に説明した、標準モデルに対して 3 点[6]改良を加えた PMT である。しかし、改良点 3 つについて各々の効果を別々に比較することは難しい。なので、ここでは、そのすべてを含めた効果について、標準モデルの PMT と比較している。また、PMT はたとえ同じ型番であっても、それぞれに多少の個性が出てしまうこ

[6] プリズム光電面、green exteded、内部の鏡面状研磨

とがあるので、サンプルは 3 つずつ用意してそれぞれ全く同じ条件で測定を行なった。その結果を下に示す。

PMT	光電子数の相対比
標準 No.1	0.81
標準 No.2	1.01
標準 No.3	1.12
改良 No.1	1.79
改良 No.2	1.78
改良 No.3	1.87

表 2.5: 標準 PMT と改良 PMT の獲得光電子数の比較

獲得光電子数の相対値の値は、より公正に比較するために、まず標準モデル 3 本の獲得光電子数の平均値を計算して、それを 1 としてそれぞれの相対値を求めた。

結果、改良した PMT3 本とも明らかに獲得光電子数が標準モデルと比べてアップしている。およそ 1.8 倍の獲得光電子数のアップは予想以上であり、現在はまだ研究開発段階だが、この PMT が本番の実験で使われることは、この結果を見てほぼ決定した。

2.5　光電子数と光子不感率

前章でも触れたが、バレルカウンターに要求される光子不感率は、10^{-3} より少なくなければならない。これを達成するためには獲得光電子数がどれだけあればよいかを知る必要がある。そこで、獲得光電子数と光子不感率の関係について議論する。

本番の実験では、光電子増倍管での dark current による over veto を避けるために、平均光電子数が 1 よりも上に threshold を置く必要がある。その場合不感率の対象は N=0、1 のときのイベントで、ポアソン分布の式を用いることで、その割合は平均光電子数 $\bar{N}$ の関数で以下のようになる。

$$R(0) + R(1) = e^{-\bar{N}}(1 - \bar{N})$$

表 2.6 に平均光電子数と不感率の関係を示した。当然平均光電子数が少なくなると、不感率が大きくなる。E391a 実験での光子不感率の目標値をおよそ 10^{-4} とすると、カウンターは 9p.e. ~ 10p.e. 以上の光電子を獲得しなければならないことがわかる。

$\bar{N}$	R(0)+R(1)	$\bar{N}$	R(0)+R(1)
1	7.36×10^{-1}	7	7.30×10^{-3}
2	4.06×10^{-1}	8	3.02×10^{-3}
3	1.99×10^{-1}	9	1.23×10^{-3}
4	9.16×10^{-2}	10	4.99×10^{-4}
5	4.04×10^{-2}	11	2.00×10^{-4}
6	1.74×10^{-2}	12	7.99×10^{-5}

表 2.6: 平均光電子数 $\bar{N}$ とその場合の不感率

ここまでの実験はあくまで、サンプル 1 つ 1 つの獲得光電子数の測定であった。なので、最終的にはそれぞれを全て組み合わせた結果の獲得光電子数を知りたい。

そこで、今まで我々が選んできた素材や道具を用いて、バレルカウンターのプロトタイプを製作し、それが果して E391a 実験の要求する獲得光電子数 10p.e. を達成できているか、ビームテストを行なって調べることにした。それについては次の章で詳しく説明する。

第3章　プロトタイプカウンター

3.1　1m-Module

E391a 実験では、γ -veto カウンターとして、ビームライン全体を覆うバレル型をしたカウンターを使用する。これまで我々は、そのバレルカウンターのデザインや使用する素材及び道具について議論し決定してきた。決定するための主な判断基準は、いかに効率良くγ 線を検出できるかで、その結果を簡単にまとめると、

- デザイン
  WLS fiber を集光系とする、鉛と plastic scintillator を 86 層積み上げたサンドイッチ構造のカウンター。
- 素材及び道具
  - plastic scintillator：押し出し成形法で作られた MS 樹脂の plastic scintillator。第一蛍光剤は PPO 1%、第二蛍光剤は popop 0.02%
  - 反射材：TiO_2 PET
  - WLS fiber：Kuraray 製及び BICRON 製のマルチクラッドの fiber
  - PMT：プリズム光電面の PMT

である。そこで、上に挙げたデザインや素材・道具でバレルカウンターのプロトタイプを製作しビームテストを行なうことで、それが果して、γ -veto カウンターとして E391a 実験が要求する性能を達成しているかどうかの最終確認をする。

このプロトタイプカウンターは、MDC を構成する 32 モジュールのうちの 1 モジュールを想定しており、長さ 1m の plastic scintillator と鉛、及び反射材を plastic scintillator の上下に挟んで、それらを 86 層サンドイッチ状に積み上げてできている。集光として使う WLS fiber は BICRON 製の BCF-91A で、plastic scintillator1 枚に対して、およそ 30 本埋め込まれている。また使用した PMT だが、プリズム光電面の PMT はまだ開発途中なので、今回は、浜松ホトニクスの H1161 のうちフォトンカウンティングとして良い性能を持つものを選別し使用した。

こうして組み上がったプロトタイプカウンターを、長さが 1m であることから 1m-Module と呼ぶことにする。

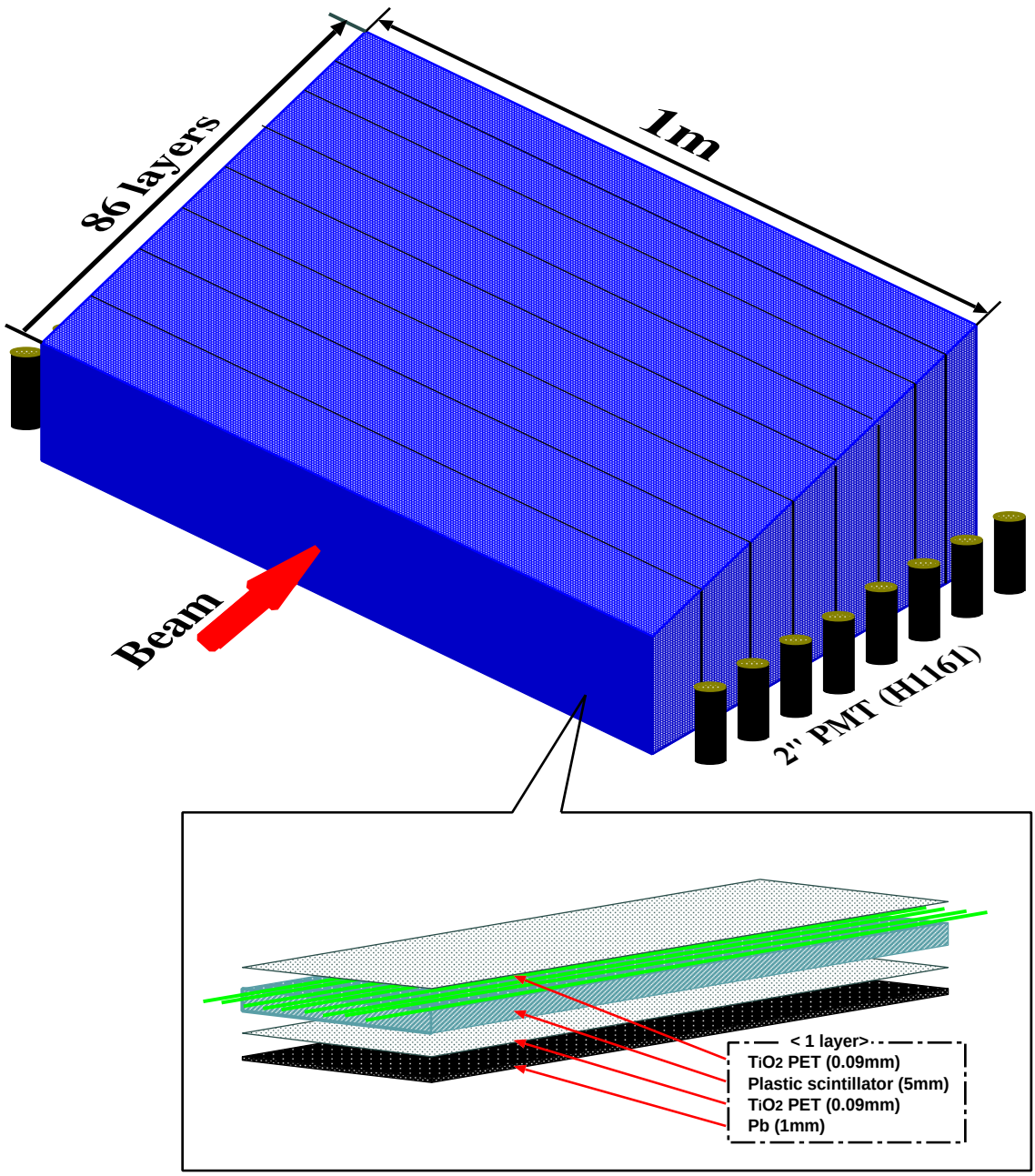


図 3.1: 1m-Modul の形状

3.2　目的

1m-Module を製作するに当って、その主な目的は先に述べたビームテストを含め 3 つある。

(I) . 製作手順の洗い出し
1m-Module はその名のとおり、長さ 1m の plastic scintillator と鉛のサンドイッチ構造である。しかし本番は、FDC が 2.75m、MDC が 5.5m とこれよりもさらに巨大になる。その数も 16 個及び 32 個と多く、これらを全て作り上げるのは容易ではない。そのため、長さは違うが構造上は全く同じである 1m-Module で、その製作手順を洗い出しておくことは、今後の本番用のカウンターを効率良く作り上げるための大きなヒントになる。

(II) . ビームテスト
1m-Module のビームに対する応答を詳しく調べる。特に獲得光電子数が重要で、1m-Module で 10p.e. 以上獲得できていれば、E391a 実験で要求される、バレルカウンターの光子不感率 10^{-4} を達成できることになる。さらにカウンターのリニアリティーやエネルギー分解能も合わせて確認していきたい。

(III) . 強度テスト
バレルカウンターはその形状から、重力によって個々のモジュールにとても圧力がかかる。本番の実験期間はおよそ 1 年間と長い期間に渡って行なわれるため、圧力に強い MS 樹脂性の plastic scintilator を使うことにしたとはいえ、カウンターがそのままの状態を維持していられるとは言い切れない。そこでビームテストが終りしだい、今度は 1m-Module に何トンもの外的圧力を加えその歪み具合などを調べる。その結果から、カウンターの作りを強固すべきかどうかを検討していく。

1m-Module の製作及びビームテストは、2000 年の 6 月下旬から 7 月上旬にかけて 3 週間、KEK で行なわれた。またその一ヵ月後の 8 月に、同じく KEK で 1m-Module の強度テストを行なっている。

3.3　1m-Module の製作

まずは鉛、PET、plastic scintillator、PET の順に、これを 1 層として 86 層積み上げていく。これらには 20 個の小さな穴が開けられていて、この穴をガイド棒に通しながら積み上げていくことで、ずれずに積層できるように工夫されている。またこのガイド棒は 1m-Module の” 骨” の役割も果たしており、この本数でモジュールの強度がほぼ決まる。しかし当然 plastic scintillator に穴を開けることは好ましくなく、最後の強度テストの結果次第では、ガイド棒の本数を減らす方向で検討していきたい。

次に、積み上がった 86 層を 11 層× 6、10 層× 2 の計 8 ブロックに分け、そのブロックごとの fiber を束ねて PMT に接着する。1 つのブロックに対して左右両方に PMT を設置して信号を読み取るので、全部で 16 本の PMT に接着していく。そこでまずは束ねた fiber 自身を固定することから始める。plastic scintillator 1 枚に対して fiber は 30 本程度あるので、1 ブロックの片側で約 300 本あり、

その 300 本をアクリルのジグでまとめてオプティカルセメントで接着する。このとき scintillator の端からからおよそ 70cm の長さにまとめた。接着剤が完全に固まったら今度は、アクリルのジグごと円盤状のカッターで切断する。これは fiber の端面をきれいに出すためで、摩擦熱で fiber が溶けてしまわないように、水で冷やしながらゆっくりと切断する必要がある。この作業の善し悪しは獲得光電子数に大きく影響を及ぼすので、特に慎重に行なった。そして切断された fiber を今度は PMT にオプティカルセメントで接着する。加えて calibration で使用する LED の信号を導く光 fiber も 16 本の PMT 全部に接着する。PMT は普通光電面の真ん中が一番感度が高いので、この部分に fiber がくるように接着したい。しかし図 3.3 の真ん中の写真を見ても分かるとおり、束ねられた fiber は外側に向けて力がかかっているので、接着剤が硬化するまでの 24 時間しっかりと固定してなければならない。接着面が浮いて少しでも空気が入ってしまうと、先程と同様獲得光電子数が大きく減ってしまうためである。1m-Module の製作で一番厄介だったのがこの部分で、今回は万力とタコ糸を駆使して固定したが、その他のさらに効率の良い案を考え出した方がよさそうだ。そして、すべての接着剤が固まったら、最後に fiber を光シールドして完成である。

以上を通して言えることは、折れやすい fiber を相手にしてるため、常に fiber に気を配りながら作業を進めて行かなければならなかったということである。カウンター自身の性能を評価する以前に、組み立て段階の不手際で獲得光電子数を減らす要因を作ってしまっては元も子もない。それほど精密な性能を要求されているカウンターなので、今後 FDC や MDC を製作するときのためにも、組み立て段階で性能を落してしまわないような、製作手順を確立させることが望ましい。合わせて、さらに効率良くスムーズに組み立てが進むような方法も検討したい。

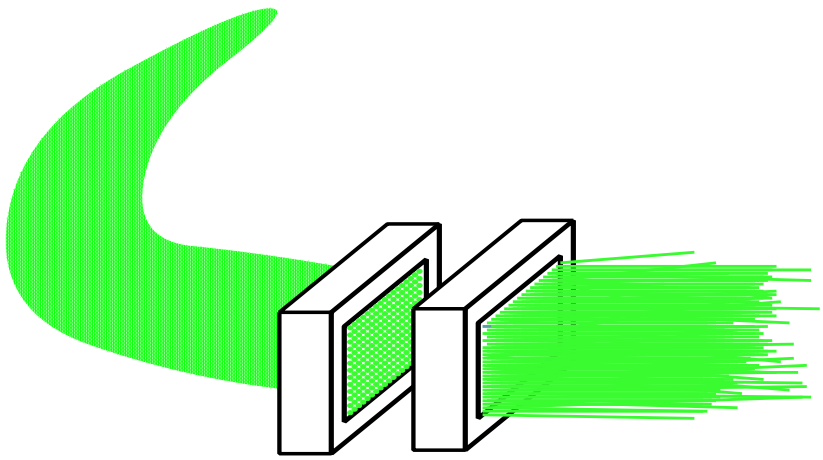


図 3.2: fiber をアクリルのジグで束ねてカッティングした様子。こうすることで fiber の面をきれいにし、面をすべて平に合わせることができる。

図 3.3: 1m-Module 製作中の写真。上が積層段階の様子で、真ん中が PMT へ fiber を接着している様子。下が最後に fiber を完全に遮光して完成したときの様子である。

3.4　ビームテスト

3.4.1　KEK–PS T1 ビームライン

ビームテストは KEK–PS(Proton Synchrotron) の T1 ビームラインで行われた。PS では、最初に前段加速器 (コッククロフト) によって負の電気を帯びた水素イオンが加速される。その水素イオンはリニアックによってさらに加速され、ブースター加速器に打ち込まれる。この時、ごく薄い炭素の膜を通った負の水素イオンはまわりの電子を剥ぎ取られて陽子になる。ブースターから取り出された陽子は直径 108m の主リングでさらに 12GeV にまで加速され、最後に PS リング内に設置された金属ターゲットの核子と衝突し、それによって発生した 2 次粒子が、Bending Magnet によって運動量や電荷を制限されて、T1 ビームラインに取り込まれる。

2 次粒子には、正電荷の e^+、π^+、p、d、負電荷 e^-、π^- 等がある。また、その運動量は 0.4 ~ 2.0GeV/c である。またビーム入射口にある slit の調節が可能で、実験当初は slit の間隔を 40mm(slit:wide) としていたが、中盤からよりビームの精度を高めるために間隔を 10mm(slit:narrow) とした。

3.4.2　セットアップ

ビームテストは、trigger 系に plastic scintillator5 つ (S1 ~ S5)、particle ID 用の Threshold 型 Cerenkov counter2 台 (C1、C2)、そして main detector である 1m-Module を図 3.4 の様にセットアップして行なわれた。さらに 1m-Module はその中心を軸に 360 度回転することができるようになっているので、斜め入射に対する応答も調べることができる。

測定条件として、trigger モードを electron モードと hadron モードのふたつに分け、Cerenkov counter C1,C2 の AND で electron モード、C1,C2 の OR の veto で hadron モードとした。Cerenkov counter の気体は、始め CO_2 1 気圧としていたが、より π の運動量の threshold をあげるために、実験前半の段階で空気 1 気圧に変えた。electron 及び π の threshold 運動量は以下の通りである。

粒子	CO_2：1atm	空気：1atm
electron	0.018 (GeV/c)	0.022 (GeV/c)
π^-	4.854 (GeV/c)	5.948 (GeV/c)

表 3.1: threshold 運動量

つまり今回の運動量の範囲内 (0.4GeV ~ 2.0GeV) では、π によって Cerenkov 光が放射されることは無く、そのため、Cerenkov counter で粒子識別が可能になる。

また、S4 によってビームを、カウンターの面積 20mm × 30mm に絞ることができ、S5 を trigger に参加させれば、1m-Module に対してビームの突き抜けを条件とすることができる。さらに S1,S3 は距離が 4m 離れていることから、TOF カウンターとしての役割を果たしていて[1]、その時間差から hadron の粒子識別を行なうことができる。ちなみに運動量が 1GeV/c の場合、π ,p,d それぞれの

[1]それぞれが両読みのカウンターなので、その MEAN TIMER OUT の信号で start,stop をかける。

4m の飛行時間を $\Delta t_\pi, \Delta t_p, \Delta t_d$ とすれば、その時間差 $\Delta T_{p\pi}, \Delta T_{d\pi}$ は、

$$\Delta t_p - \Delta t_\pi = \Delta T_{p\pi} = \frac{l}{pc}\left(\sqrt{p^2 + m_p^2 c^2} - \sqrt{p^2 + m_\pi^2 c^2}\right)$$
$$\Delta t_d - \Delta t_\pi = \Delta T_{d\pi} = \frac{l}{pc}\left(\sqrt{p^2 + m_d^2 c^2} - \sqrt{p^2 + m_\pi^2 c^2}\right)$$

で求めることができる。m はそれぞれの静止質量で、l は 4m、p は 1GeV/c なので、計算すると $\Delta T_{p\pi} = 4.83nsec$、$\Delta T_{p\pi} = 10.06nsec$ となり、よってこの 3 種類の hadron に対しては TOF で充分に識別することができる。

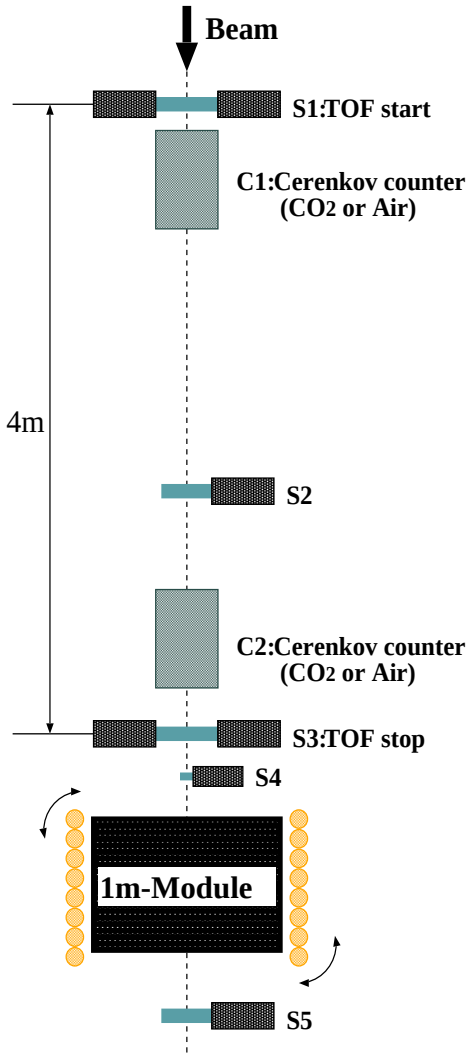


図 3.4: ビームテスト setup

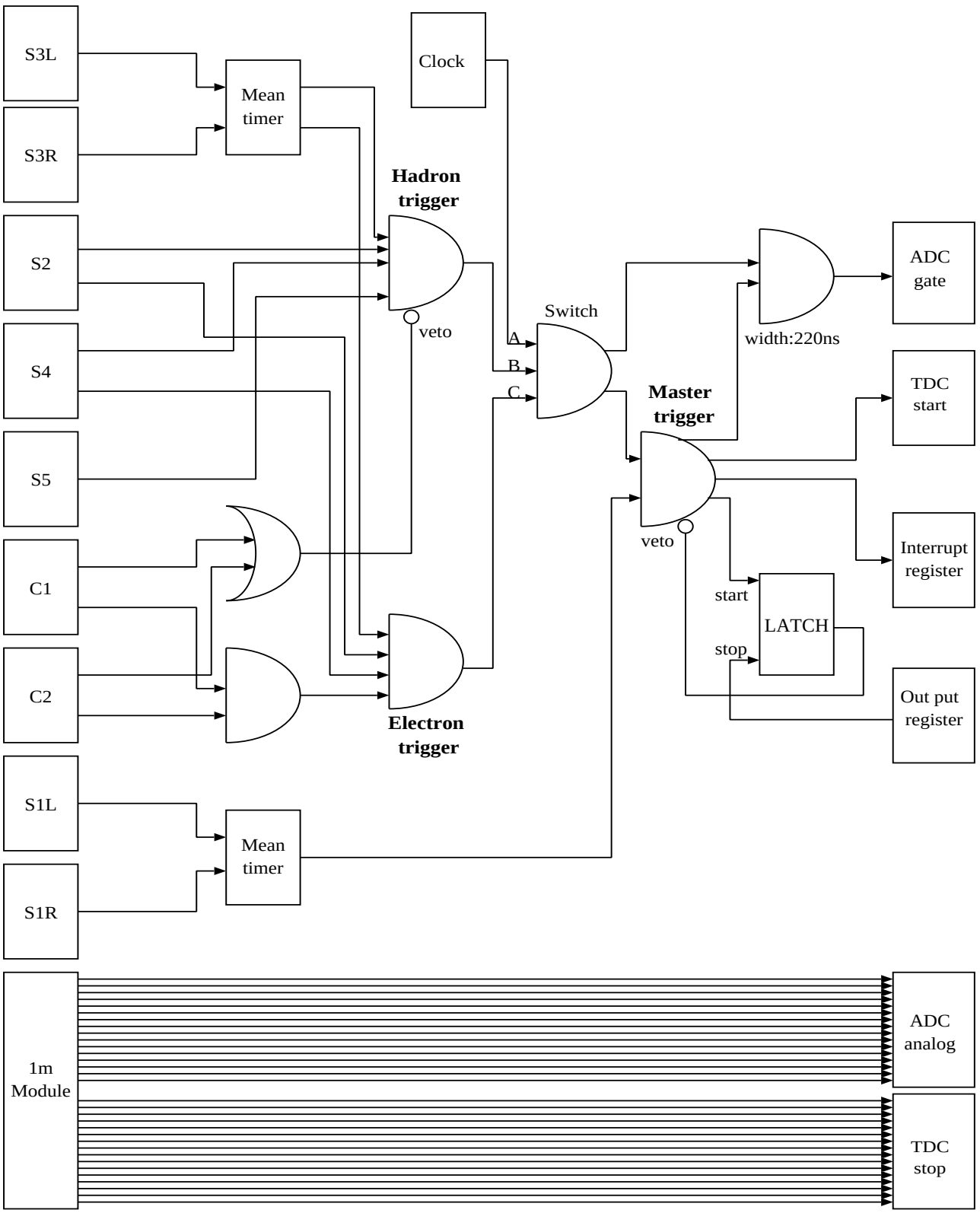


図 3.5: ビームテスト logic。省略したが trigger 系もすべて ADC analog、TDC stop に入力している。

3.4.3　Pedestal run

このビームテストは約一週間と、長期にわたって行なわれていることからも、すべてを通して、run の安定性を確認しておく必要がある (主に 1m-Module 16 本の PMT の gain の変動)。そこでその方法の 1 つとして、全 run の Pedestal channel の変動を見る。

図 3.6 が、横軸に run の順番、縦軸に Pedestal の重心をプロットしたものである。Pedestal の重心の時間経過に伴うばらつきは 1ch 以内であり、実験全体を通して安定した測定であると言える。

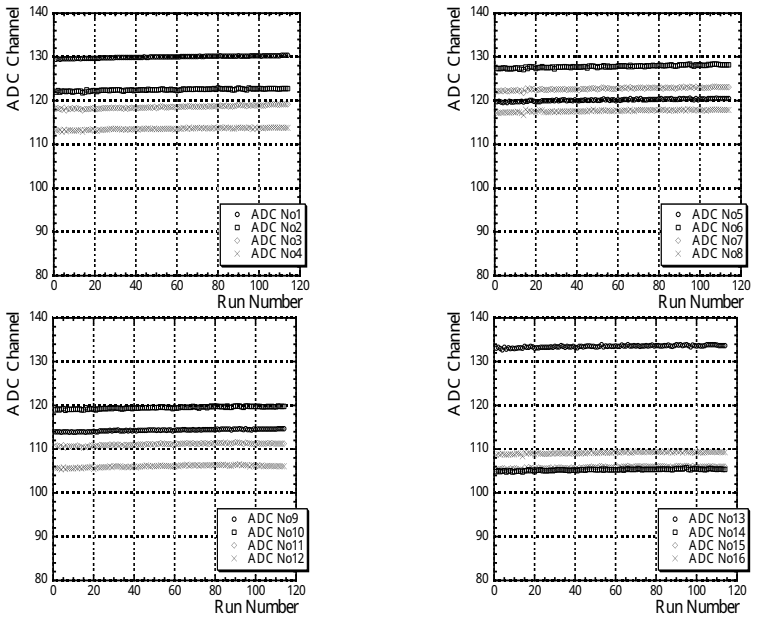


図 3.6: Pedestal の重心の時間経過。(左上)No.1∼No.4 (右上) No.5∼No.8 (左下)No.9∼No.12 (右下)No.13∼No.16

3.4.4　π^- の突き抜け

trigger を hadron(-) モードにして S5 を ON にすることで、π^- の突き抜けに対する応答を測定することができる。そのとき π^- の運動量を 1GeV/c とすれば、その突き抜けは最小電離損失の信号を与える。

粒子が物質を通過した際には、電離によってエネルギーを失うが、その粒子が高速で移動している場合、エネルギーの損失は最小値を示すことが知られている。これを最小電離損失と呼び、物質によってほぼ一定の値になる。plastic の場合だと密度は $1.032[g \cdot cm^{-3}]$ なので

$$\frac{dE}{dx}|_{min} = 1.936[\mathrm{MeV}/g \cdot cm^{-2}] = 2.00[\mathrm{MeV/cm}]$$

である。plastic の厚さは 1 枚 5mm なので、1 ブロック (plastic10 枚及び 11 枚) およそ 5cm である。

つまり PMT 1 本に対しておよそ 10MeV のエネルギー損失の信号が伝わることになる。その結果、ADC で 10MeV に対応するヒストグラムを確認することができる。このことを、まずは実験始める際の PMT の印加電圧調整に使用し、さらに ADC channel からエネルギースケールへ変換するためにも必要になる。

3.4.5　electron 0 度入射

運動量 1GeV/c の π^- の突き抜けの信号と、モンテカルロシミュレーションの結果を突き合わせることで、ADC channel をエネルギースケールに変換する factor を得ることができる。解析を進めるに当ってまずはこの calibration を行ない、最終的に electron 入射時の、入射エネルギーに対する獲得光電子数を求めていく。

下の図 3.7 が横軸をエネルギー (MeV) に calibration した、1GeV/c の electron を入射したときの、1m-Module 各ブロックの deposit エネルギーの様子である (S5off つまり突き抜け無しのデータ)。1 ~ 3 ブロックでほとんどのエネルギーを落している様子が分かる。

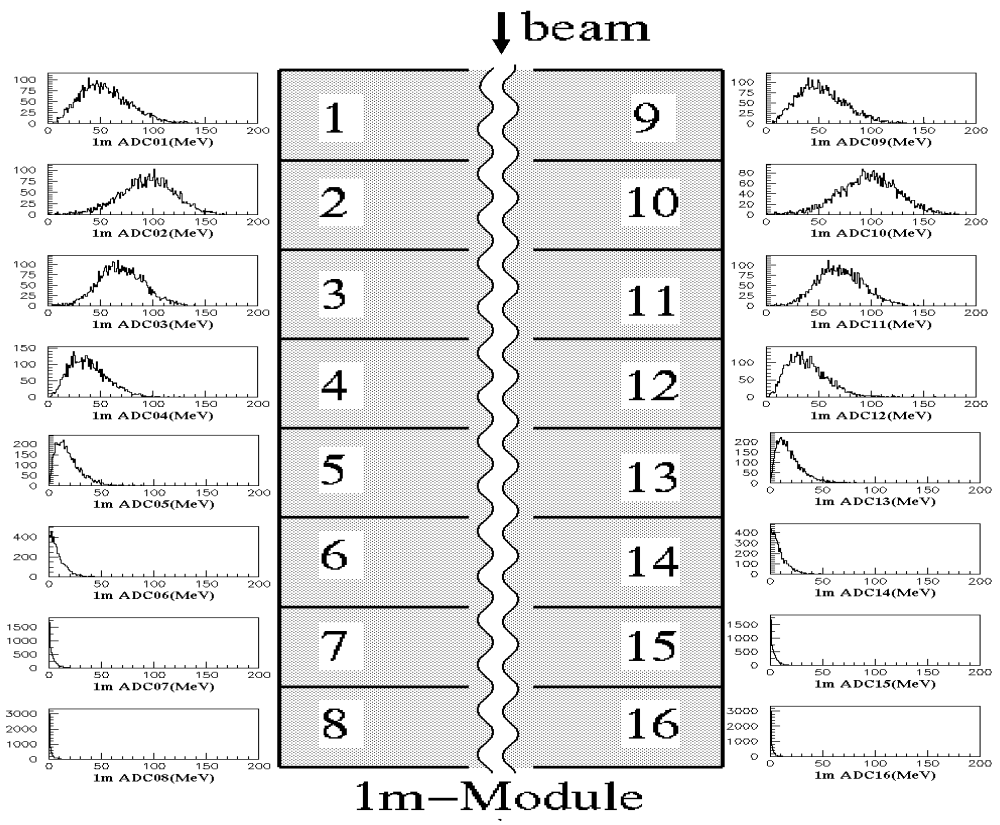


図 3.7: 1m-Module へ、1GeV/c の electron が垂直入射したときの各ブロックの deposit エネルギーの様子。

また、全てのデータをエネルギースケールに calibration したということは即ち、16 本の PMT の gain を揃えたことになり、ここで始めて、16 本の PMT から得られる ADC のデータを全て足し合わせることができる。そこで、全 run 入射エネルギーごとの electron の deposit エネルギーを 16 本の PMT について SUM をとったのが図 3.8 である。その際、それぞれのブロックごとの deposit エネルギーは、その両側からの読んでいる点を考慮にいれて、16 本の SUM に対して 2 で割っている。

そして、入射エネルギーごとの各ピークに Gauss 分布の fitting を行い、中心値と分散 (σ) を求めた[2]。その値を横軸に入射エネルギーとして[3]、縦軸を deposit エネルギー (MeV) の SUM でプロットすると図 3.9 の様になる。このときエラーバーは Gauss 分布の分散である。よい直線性が得られていることが分かる、また、このグラフに直線を fit すると次のような関係が得られた。

$$\mathrm{SUM(MeV)} = (293.35 \pm 1.05) \times \ \mathrm{Incident\ Energy(GeV)}$$

ここで誤差は fitting error である。

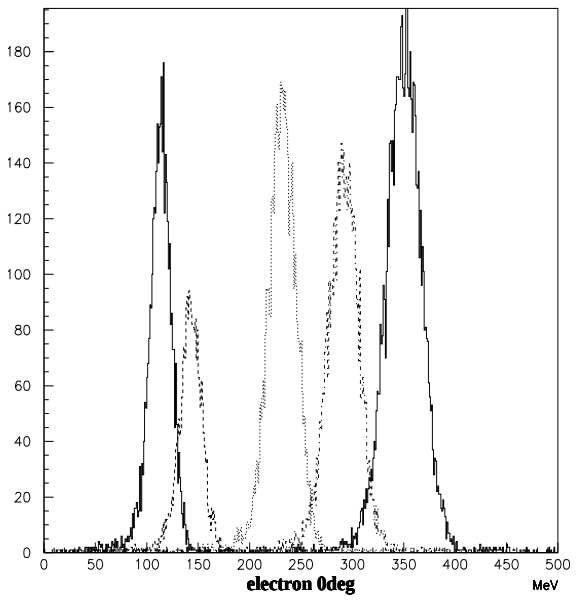


図 3.8: 左から 0.4,0.5,0.8,1.0,1.2GeV の electron 入射時の 16 本の SUM のヒストグラム。

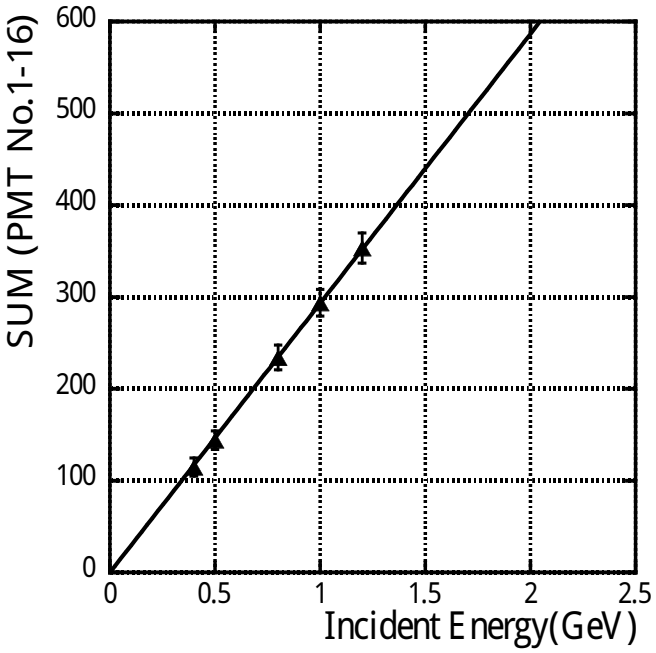


図 3.9: 入射エネルギーと SUM。

[2]electron データは slit:wide と slit:narrow のデータの 2 つがあるが、より信頼性のある slit:narrow のデータについてだけ、以下で議論していく。

[3]ここで用いている運動量の範囲だと electron の場合、運動量 $\simeq$ 運動エネルギーとして良い。

さらに、Gauss fit の中心値と分散 σ から、このカウンターのエネルギー分解能が求められる。それは次の式で得られる。

$$\text{分解能} = \frac{\sigma}{\text{中心値}}$$

横軸に入射エネルギー、縦軸に分解能をとったグラフが図 3.10 である。fitting 関数は次の式を仮定した。

$$\text{分解能}\ (\%) = \frac{a}{\sqrt{\text{Incident Energy}\ [\text{GeV}]}} + b$$

ここで a,b は fitting parameter で、そのとき第 1 項が統計に依存する項で、第 2 項が定数項である。

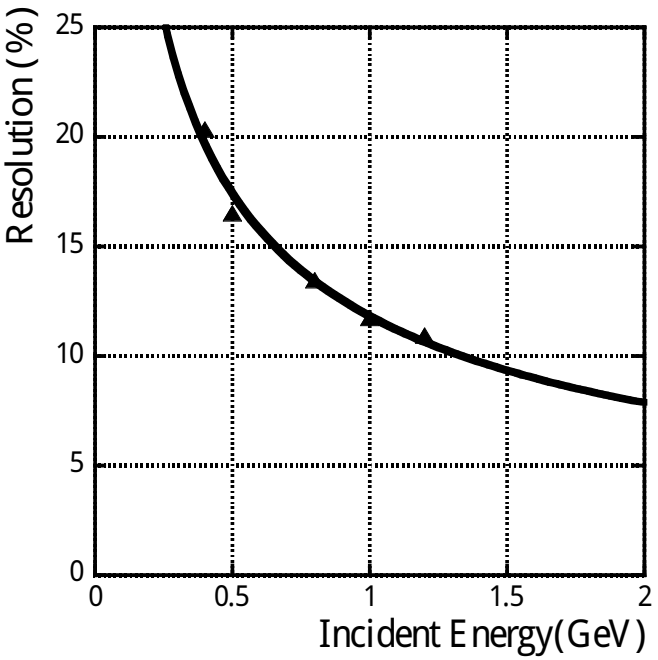


図 3.10: 入射エネルギーと分解能の関係。

この fitting 結果から、1m-Module のエネルギー分解能は以下のようになった。

$$\text{分解能}\ (\%) = \frac{(5.26 \pm 0.75)}{\sqrt{\text{E}\ [\text{GeV}]}} + (0.01 \pm 0.93)$$

3.4.6　electron 45 度入射

同様に、45 度入射に対して 16 本の PMT の SUM をプロットしたものが、図 3.11 である。このヒストグラムから各ピークに Gauss 分布の fitting を行い、その中心値のプロットが図 3.12 である。横軸は入射エネルギー、縦軸は SUM の値 (MeV) としている。比較のために垂直入射時における SUM もプロットした。こちらもよい直線性が得られており、fitting パラメーターは以下の通りである。

$$\mathrm{SUM(MeV)} = (307.74 \pm 0.35) \times \text{ Incident Energy(GeV)} \quad (\text{入射角 } 45 \text{ 度})$$

同じエネルギーの粒子が入射する場合、入射角 0 度にくらべて入射角 45 度では、粒子の通過距離が長くなるため、当然 deposit エネルギーは増える。その増加率はこの結果を見ると、1m Module 全体の応答でおよそ 5%程である。

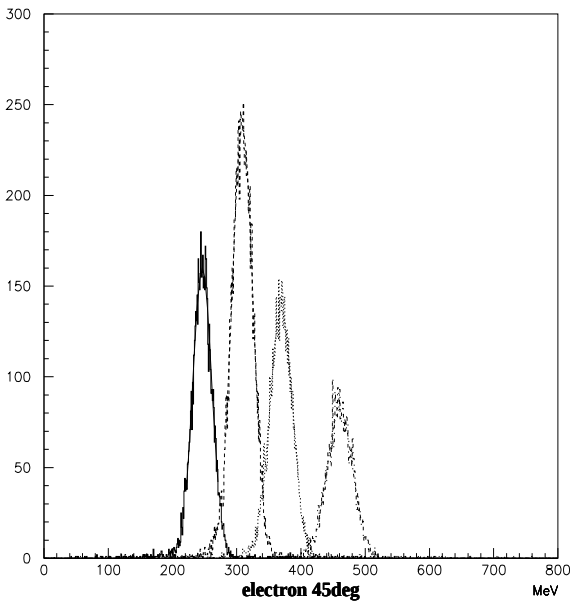


図 3.11:　左から 0.8,1.0,1.2,1.5GeV の electron を入射角 45 度で入射した場合の PMT 16 本の SUM。

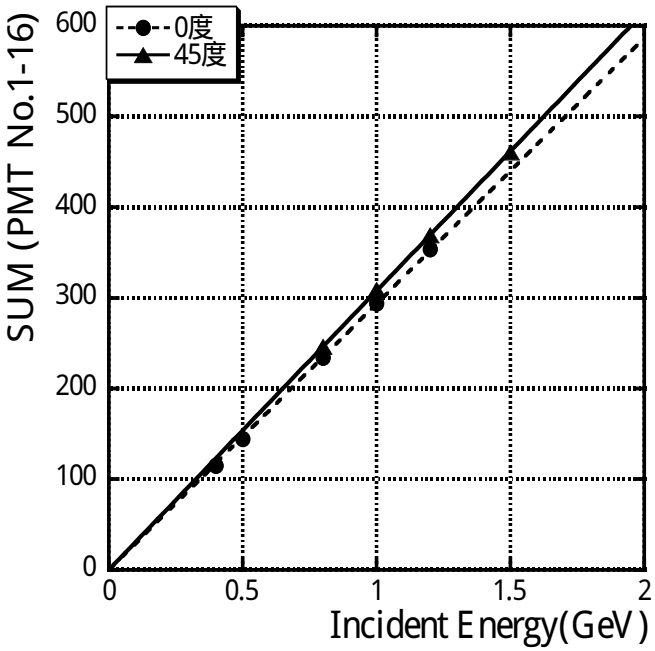


図 3.12: 入射エネルギーと SUM(45 度)。

3.5　獲得光電子数の見積り

electron 入射によって得られた、獲得光電子数を見積もるためには今度は、ADC channel と光電子数 (Np.e.) を対応させる calibration を行なわなくてはならない。そこで LED の入力信号を、およそ 1p.e. 程度の光になるように調節し、その光を測定することで、p.e. の peak 間隔を知ることができる。その結果 ADC channel が何 p.e. に対応しているかが求まる。

今回使用した ADC モジュールは、上の方法で calibration した結果、1ch がおよそ 1p.e. に対応していることが分かった。そこで先程得た electron の SUM を、今度は横軸を Np.e. に calibration したヒストグラムが図 3.13 である。その各ピークに対してここでも同様に、Gauss 分布の fitting を行いを中心値をプロットしたのが図 3.15 となる。このプロットに対して直線 fit をかけると、以下の結果が求まる。

$$\text{Np.e./入射エネルギー } 1\text{GeV} = (5747.5 \pm 27.5)\text{p.e.}$$

この結果、1m Module は入射エネルギー 1MeV 当たり 5.7 p.e. 獲得できている。注意したいのは、今は入射エネルギーに対しての値が求まったのであって、これを plastic scintillator への deposit エネルギーに対する光電子数に換算したい。詳しいことは省略するが、γ 線 1MeV が鉛と plastic scintillator のサンドイッチに入射すると、3 : 1 の割合でそのエネルギーが吸収されることが分かっている。つまり、入射エネルギー 1MeV とは plastic scintillator への deposit エネルギーが 0.33MeV と換算できる。即ち、

$$\begin{aligned} &\text{Np.e./入射エネルギー } 1\text{MeV} = 5.7 \text{ p.e} \\ \Longrightarrow\ &\text{Np.e./deposit エネルギー } 0.33\text{MeV} = 5.7 \text{ p.e} \\ \Longrightarrow\ &\text{Np.e./deposit エネルギー } 1\text{MeV} = 5.7/0.33 = 18.8 \text{ p.e} \end{aligned}$$

PMT での不感率が 10^{-4} を達成するのは、deposit エネルギー 1MeV あたり獲得光電子数が 10 個以上であったので、この結果は E391a 実験がバレルカウンターに要求する性能を充分に満たしていると言える。

ここまでは、electron についてだけ述べてきたが、全く同様の手順で hadron についても解析すると、こちらも deposit エネルギー 1MeV あたり ~ 20p.e. を得られていることが分かった。

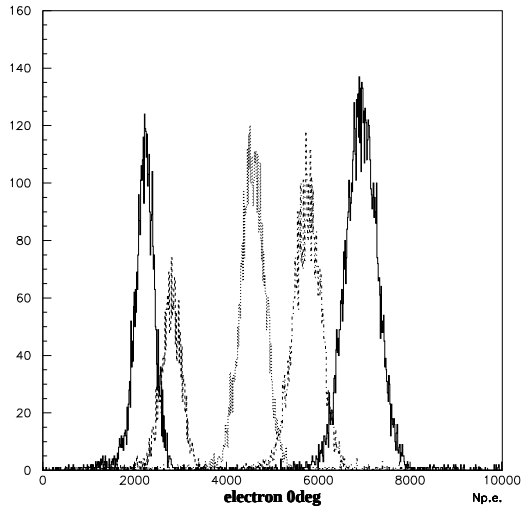


図 3.13: 左から 0.4,0.5,0.8,1.0,1.2GeV の electron 入射時の全獲得光電子数。

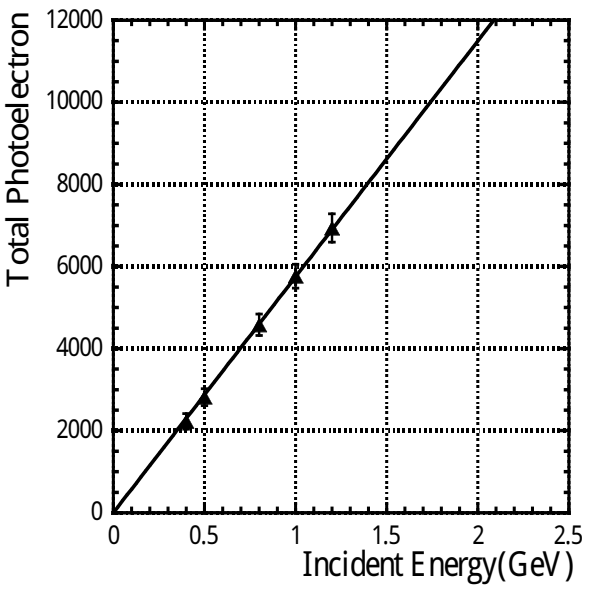


図 3.14: 入射エネルギーと全獲得光電子数の関係。

3.6　強度テスト

ビームテスト終了後、このカウンターの強度テストを行なった。1m-Module の剛性を保っているのは、図の rod(ガイド棒)20 本であるが、さらに 1mm 厚のステンレスのシートを全面にきつく巻いて強度を強くした。1m-Module を地面から支えているのは図の bolt(紙面奥方向にあと 2 本) だけである。

まずは図のように、同じ重さで同じ大きさの dummy を 2 台重ねて、1m-Module の重力方向の歪み具合を見る。結果は、ほとんど歪まず、最大でも 5mm 未満であった。次は dummy 2 台を取り払って、rod を 1 本ずつ抜いていく。抜いていく過程でそのつど歪みを図ったが半分以上抜いても、ほとんど変わらなかった。最終的に残り 6 本に至るまで抜いていき、これ以上は危険と判断したためこの時点でテストを終わりにした。結局最低でも 6 本が必要でそのとき歪みは 1cm にも満たず、rod とステンレスシートでモジュールの剛性は保つことができると判断した。

上のテストの 1 年後にもう一度強度テストを行なうことにした。今度は全ての rod を抜いてしまおうという案のもと行なわれた。結果は、当然だが 1m-Module は崩れてしまった。それも各層が滑り落ちるのではなく、plastic scintillator が砕けてしまった。このことからもやはり rod は必要で、そのために plastic scintillator に穴を開けるのは、やむを得ないと言う結論になった。現在はその本数を 4 本にするという案で検討中である。

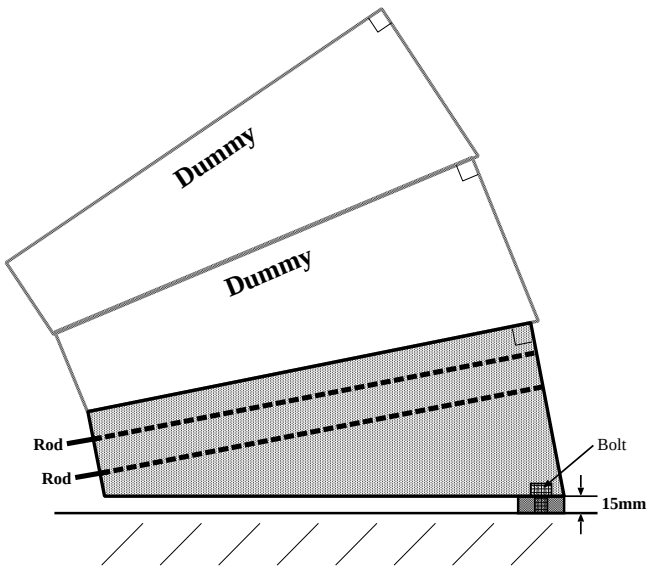


図 3.15: 強度テストの様子。

第4章　デザインの検討

4.1　目的と方針

これまで我々はバレルカウンターについて、デザインや構造そしてカウンターで用いる素材や道具などを、シミュレーション、比較実験等を行なって検討して来た。そしてその中で最適なものを選んだ上で、プロトタイプカウンターを製作しビームテストを行なった。その結果は E391a 実験の様々な要求を十分に満たすものであった。特にこのカウンターの光子不感率は、E391a 実験が要求する 10^{-4} を達成することができた。

この章では、そのビームテストの結果を受けて今までの性能を損なわずに、さらに製作費や材料費を節約できないかを検討する。製作費や材料費は主に plastic scintillator の枚数を減らすことで節約できる。plastic scintillator を減らせば、当然カウンターの光子不感率が増えてしまうが、E391a 実験が要求する不感率の上限までビームテストの結果を見るとまだ余裕があるので、そのぎりぎりに至るまで、plastic scintillator の枚数を減らしてみようと思う。そのために考え出した案は、従来のサンドイッチ構造のまま全体の鉛の厚さは維持しつつ plastic scintillator の厚さだけを減らすというものである。具体的には 1 層の構造を従来の plastic 5mm, 鉛 1mm に加えて、plastic 5mm, 鉛 2mm という鉛の厚さだけを倍にした層を組み入れることで、サンドイッチ構造の層の数を減らしつつ (つまり plastic の枚数を減らして) 鉛の厚さを一定に保てるようにしている。案を表にまとめてみる。(表 4.1)

	L_1	L_2	L_1+L_2	plastic total	Pb total
case1	86 層	0 層	86 層	430mm	86mm
case2	50 層	18 層	68 層	340mm	86mm
case3	40 層	23 層	63 層	315mm	86mm
case4	30 層	28 層	58 層	290mm	86mm

* L_1:1 層 [plastic 5mm ; Pb 1mm]
L_2:1 層 [plastic 5mm ; Pb 2mm]

表 4.1: デザイン改良プラン

鉛の厚さを維持するのは punch through に起因する光子不感率をこれ以上上げないためで、実際

モジュールの物質量はほぼ鉛で決まっているため、鉛の厚さが変わらなければ、plastic scintillator の厚さを減らしても、ほとんど punch through は増えない。

これらの案の評価方法だが、モンテカルロシミュレーションを使い、4 つのプランそれぞれの geometry を作り、γ 線を入射させ、モジュールの光子不感率を求めそれぞれを比較することにした。このサンドイッチ構造における主な光子不感率を上げる原因は、

- punch through : 入射γ 線がカウンターと一度も相互作用しないために、電磁シャワーを形成せずに突き抜けるイベント。
- sampling effect : 入射粒子のエネルギーを全て鉛に落し、plastic scintillator への deposit エネルギーが無いかあるいは極めて小さい場合。

の二つでありこれらが起こる割合を計算する。

case1 は 1m-Module と同じ構造をしており、これに対して他のプランが、光子不感率にどれだけの違いが出るかを主な判断基準とする。

4.2 EGS4

今回使用したモンテカルロシミュレーションは、EGS4 というシミュレーションプログラムシステムで、物質中での電子・陽電子・光子の輸送をシミュレーションすることができる。例えば γ 線をあるターゲットに入射させると物質の中で電磁シャワーを起こし、そのシャワーの 1 個 1 個をある cut off エネルギーまで追っていくことができる。ここではその cut off エネルギーを γ に対して 10keV、電子陽電子に対しては 521keV に設定した。物質はポリスチレン (plastic scintillator として) と鉛を定義して、これらを交互に積層していくことで一つのカウンターとした。今回はこのシミュレーションでカウンターにγ 線を入射させ電磁シャワーが起きていく過程での、plastic, 鉛各々 1 枚に対する吸収エネルギーを計算していった。

4.3 計算結果

シミュレーションで求めた吸収エネルギーに対して、punch through が起きたイベント数、及び plastic に落したエネルギーがある threshold 以下のイベント数を数えて、

$$\text{光子不感率} = \frac{\text{punch thorugh, threshold 以下の event 数}}{\text{入射γ 線の数}} \times 100(\%) \tag{4.1}$$

とし、この光子不感率をそれぞれの case について計算した。

シミュレーションの geometry は図 4.1 の様に、z 方向に plastic, 鉛を交互に積層していき、後半部分に鉛を 2mm にした層 (L_2) を組み入れて、z 軸に対して 0 度、30 度、60 度の角度でγ 線を入射させる。またその他の条件として、γ 線の入射エネルギーは、

5MeV,10MeV,20MeV,50MeV,100MeV

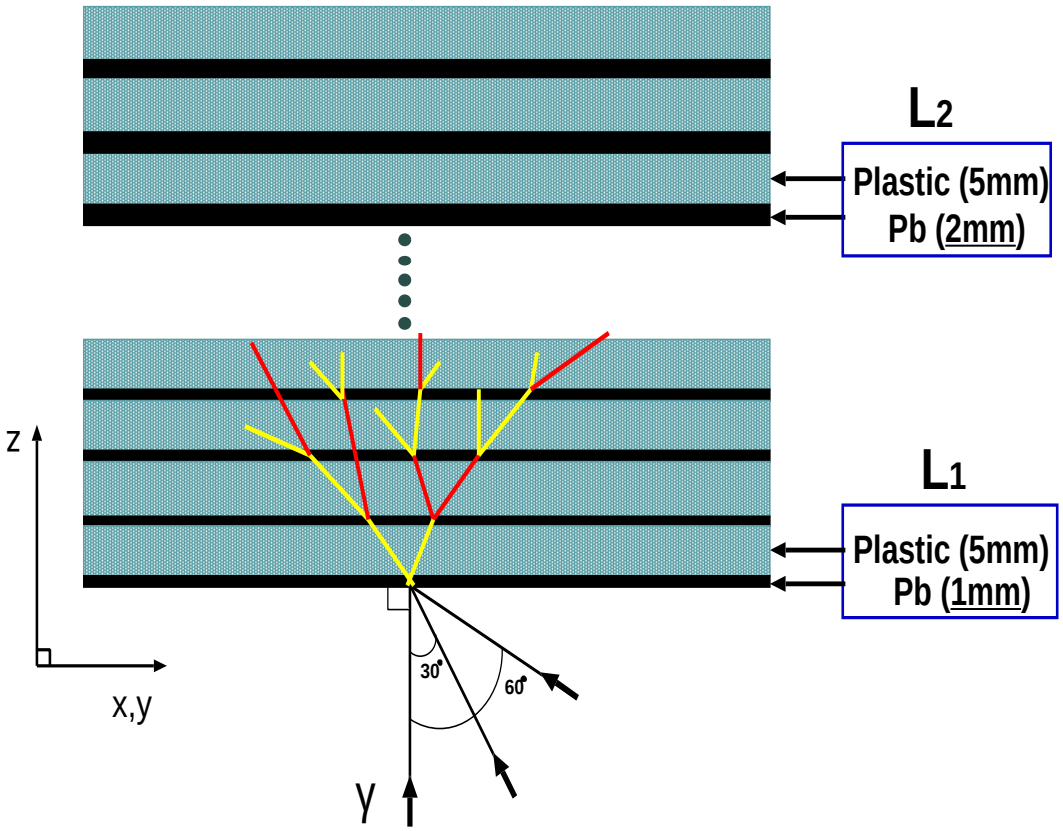


図 4.1: シミュレーションの模式図。x,y は 5m。

で、特に入射エネルギー 20MeV 付近で光子不感率がおよそ 10^{-3} を達成することが要求されている。また得られたデータが、以下の条件に当てはまったときが sampling effect 及び punch though による不感イベントとした。

- plastic への deposit エネルギーの threshold $\geq$ 0 MeV (sampling effect)
- 〃 $\geq$ 0.3MeV (〃)
- 〃 $\geq$ 1.0MeV (〃)
- 鉛+plastic への deposit エネルギー $=$ 0 MeV (punch through)

実際本実験では dark current のシグナルによるオーバー veto を避けるために、最低でも 2p.e. 付近にカウンターの threshold を設定したい。deposit エネルギーにするとおよそ 1MeV 付近であり、従って plastic に落すエネルギーがおよそ 1MeV 以下のとき、カウンターの光子不感率が要求を満たすものでなければならない。

以上の条件の元、γ 線を 10 万イベント入射させ、カウンターのγ 線に対する不感率を計算し、それぞれについてプロットした。

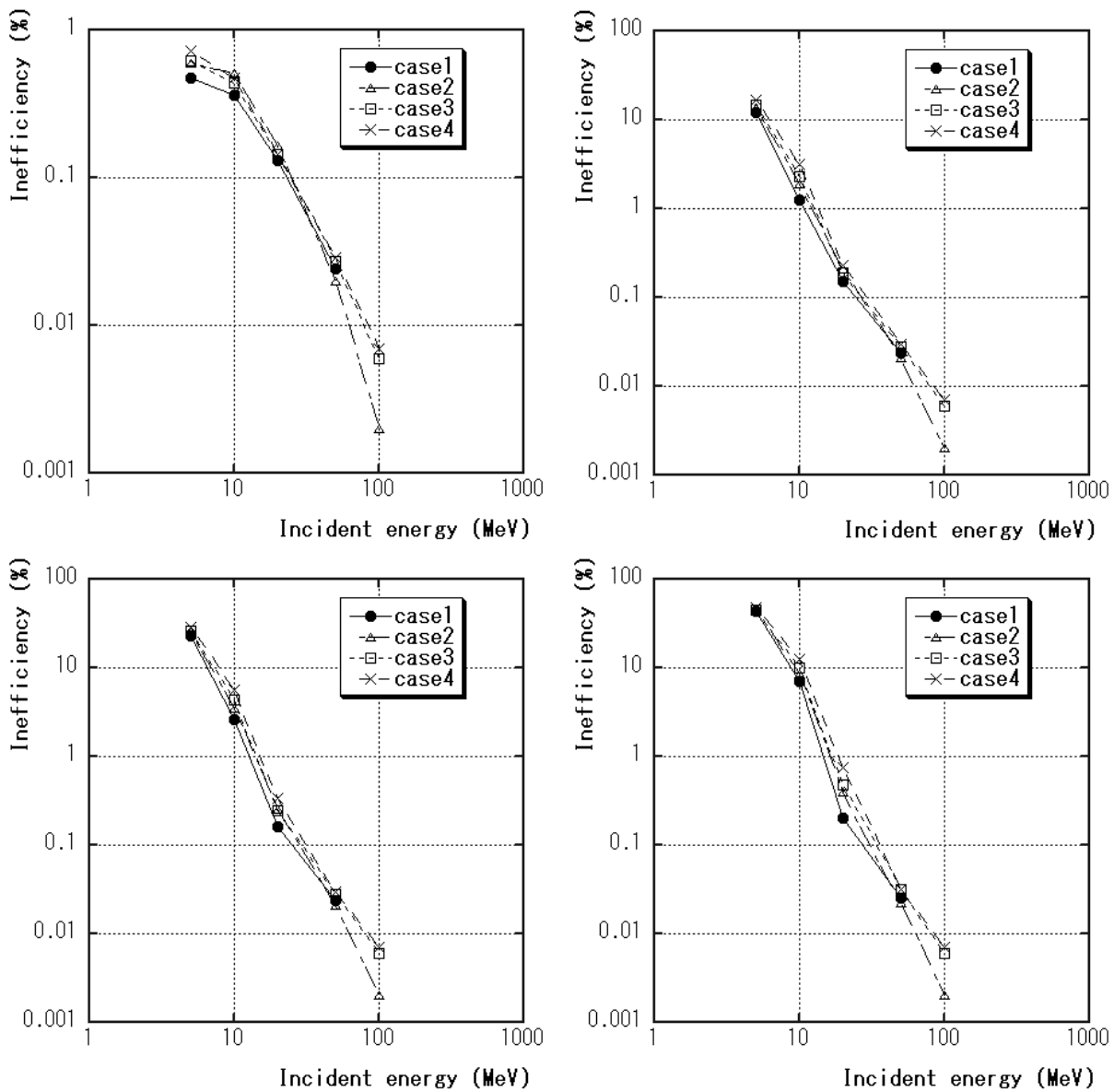


図 4.2: 入射γ 線：0 度。左上が punch through、右上が plastic の deposit エネルギー 0MeV、左下が 0.3MeV 以下、右下が 1.0MeV 以下のときの入射エネルギーに対する光子不感率のプロット。

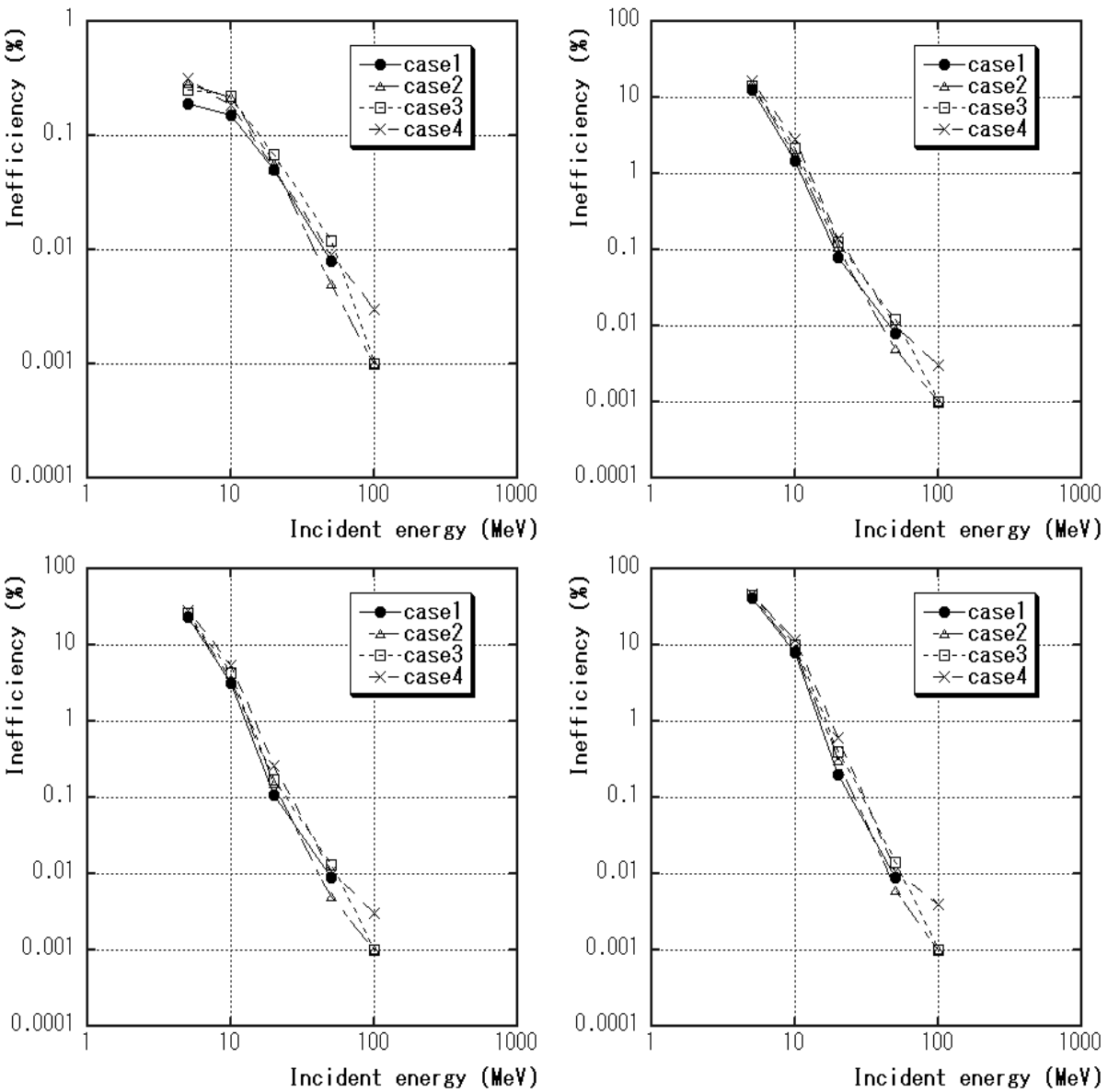


図 4.3: 入射γ 線：30 度。左上が punch through、右上が plastic の deposit エネルギー 0MeV、左下が 0.3MeV 以下、右下が 1.0MeV 以下のときの入射エネルギーに対する光子不感率のプロット。

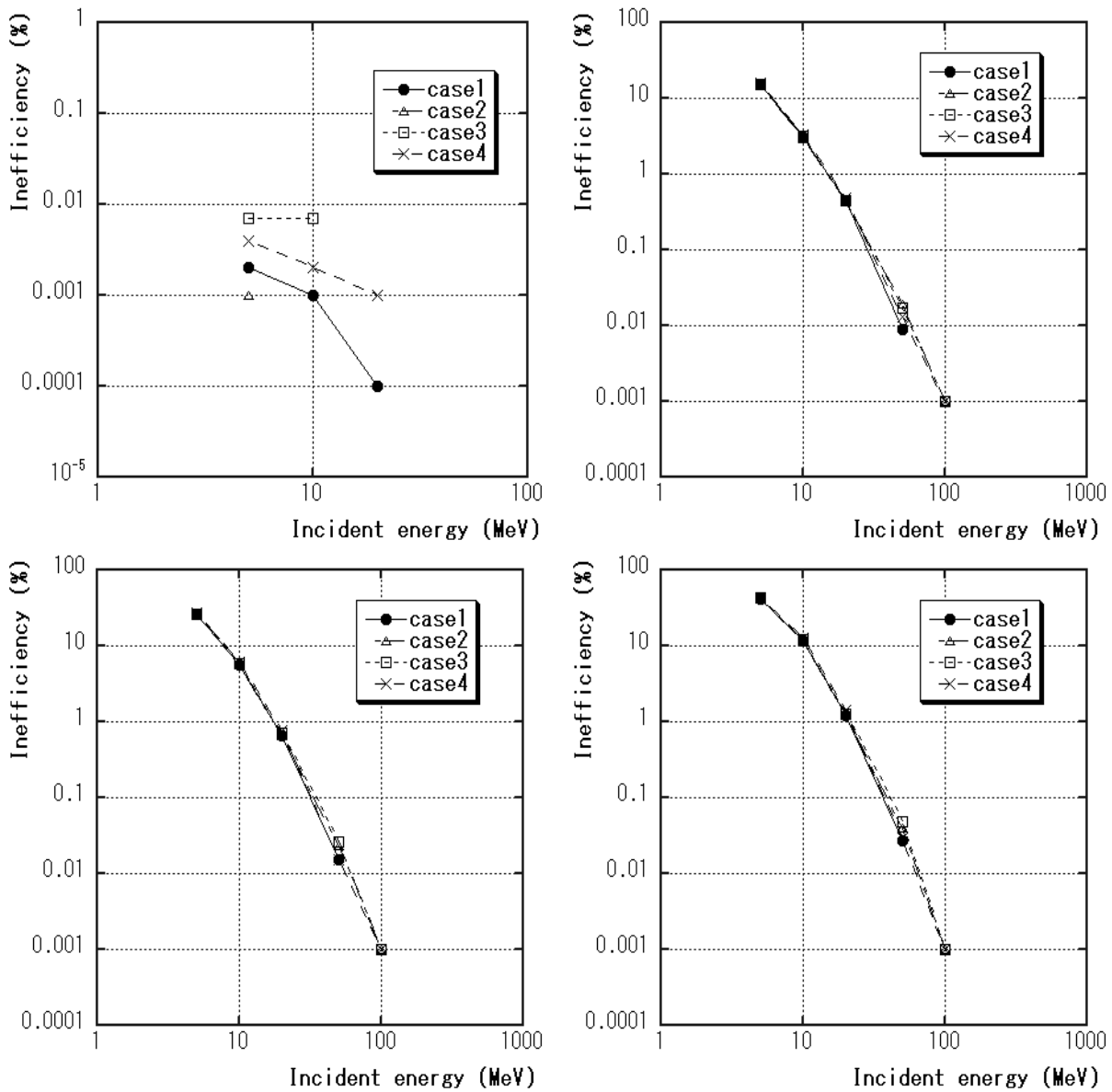


図 4.4: 入射γ 線：60 度。左上が punch through、右上が plastic の deposit エネルギー 0MeV、左下が 0.3MeV 以下、右下が 1.0MeV 以下のときの入射エネルギーに対する光子不感率のプロット。

両対数でプロットしてあるので、不感率の対象となるイベント数が 0 のときはプロットをしていない。

0 度入射、30 度入射に関してはどの case も、入射エネルギー 20MeV のとき threshold 1MeV 以下でオーダーの範囲で 10^{-4} の光子不感率を達成している。60 度入射に至っては、全ての折れ線がほとんど重なっていて、見た目でもそれぞれに違いが現れていないことが分る (punch through に関しては違いが現れているように見えるが、そもそものイベント数が少なくその不感率は 10^{-4} 以下なので、ここでは特にその差については気にする必要は無い)。従って、改良プランの中でも、最も plastic を減らした case4 にしても、要求されている不感率をほぼ達成しているので、バレルカウンターのサンドイッチ構造のデザインは、経費削減の方向へ変更することができそうである。そこで今後は、plastic scintillator の枚数を減らすという方針で、さらに詳しくデザイン変更案について調べていく。

4.4　case5

先程の結果から、plastic scintillator の枚数を 86 枚から 58 枚 (case4) に減らしても元のプランの性能を維持できることが分った。そこでさらに case4 の構造を少し変更し、キリのいい数字のプランに変える

	L_1	L_2	L_1+L_2	plastic total	Pb total
case5	30 層	30 層	60 層	300mm	90mm

この様に、L_2 の層数を 28 層から 30 層に増やしてトータル 60 層のサンドイッチ構造のプランを新たに'case5' とし、今後 case1 と case5 についてのみ詳しく比較していくことにする。

まずは前節と同様に、入射エネルギーに対する光子不感率を求めてみる。入射角度も前と同じ 0 度、30 度、60 度でγ 線を入射させ、threshold の設定値もそのままにする。ただし、入射γ 線のイベント数を 5×10^5 に増やし、より統計誤差を少なくした。

結果は、当然だが case4 とさほど変わらずこちらも光子不感率は入射エネルギー 20MeV で 10^{-3} のオーダーを満たしている。

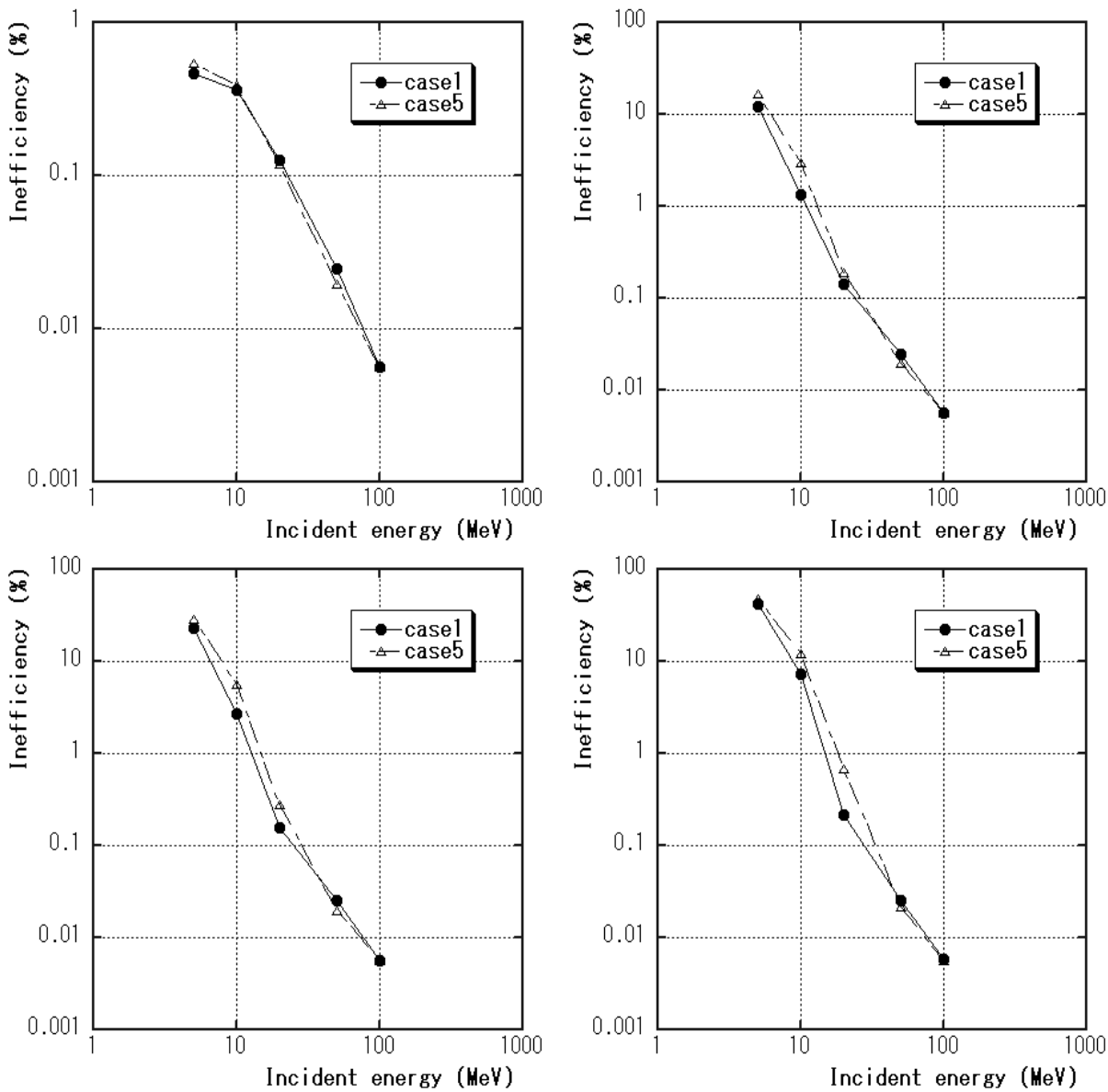


図 4.5: 入射γ 線：0 度。左上が punch through、右上が plastic の deposit エネルギー 0MeV、左下が 0.3MeV 以下、右下が 1.0MeV 以下のときの入射エネルギーに対する光子不感率のプロット。

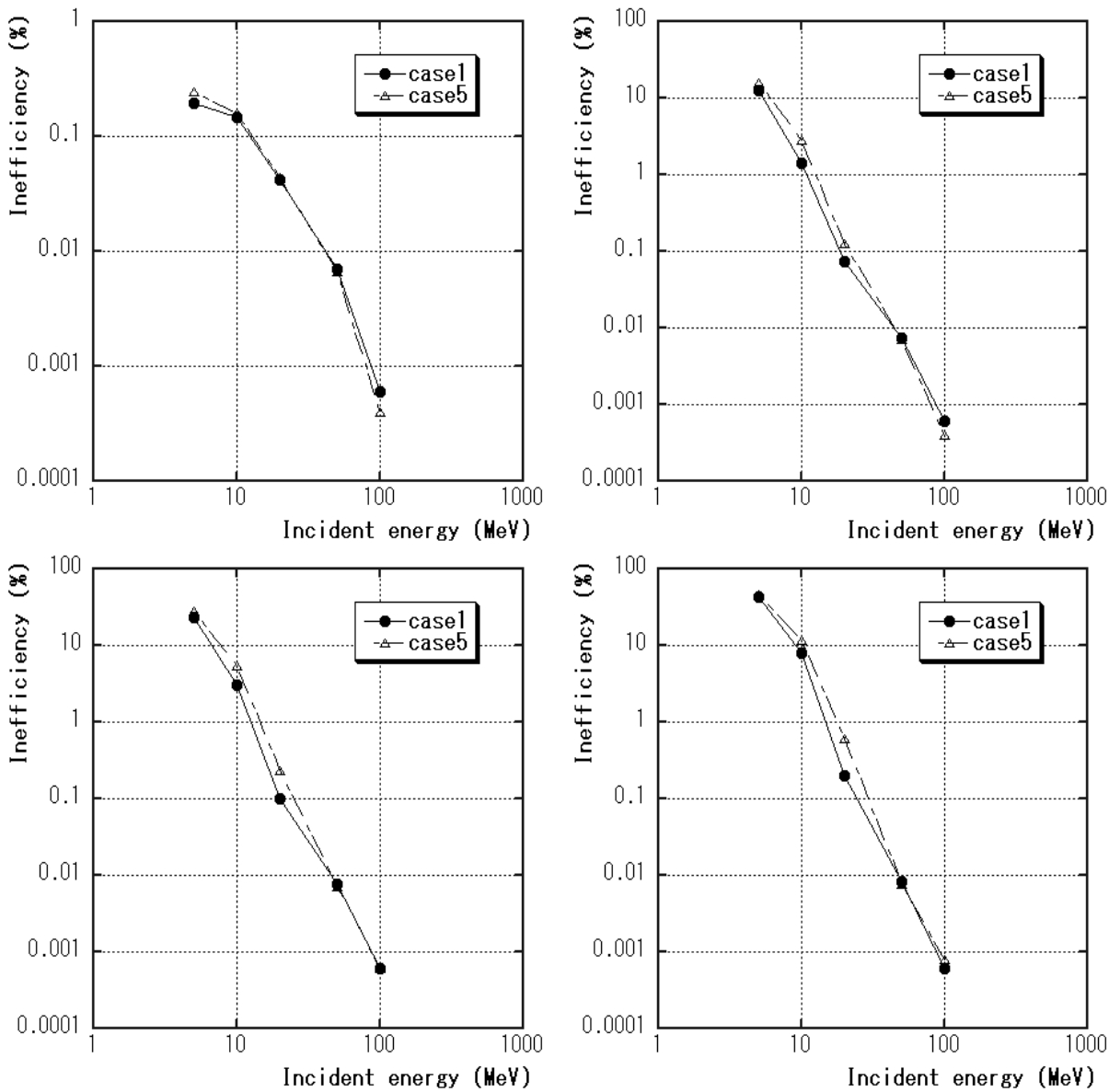


図 4.6: 入射γ 線：30 度。左上が punch through、右上が plastic の deposit エネルギー 0MeV、左下が 0.3MeV 以下、右下が 1.0MeV 以下のときの入射エネルギーに対する光子不感率のプロット。

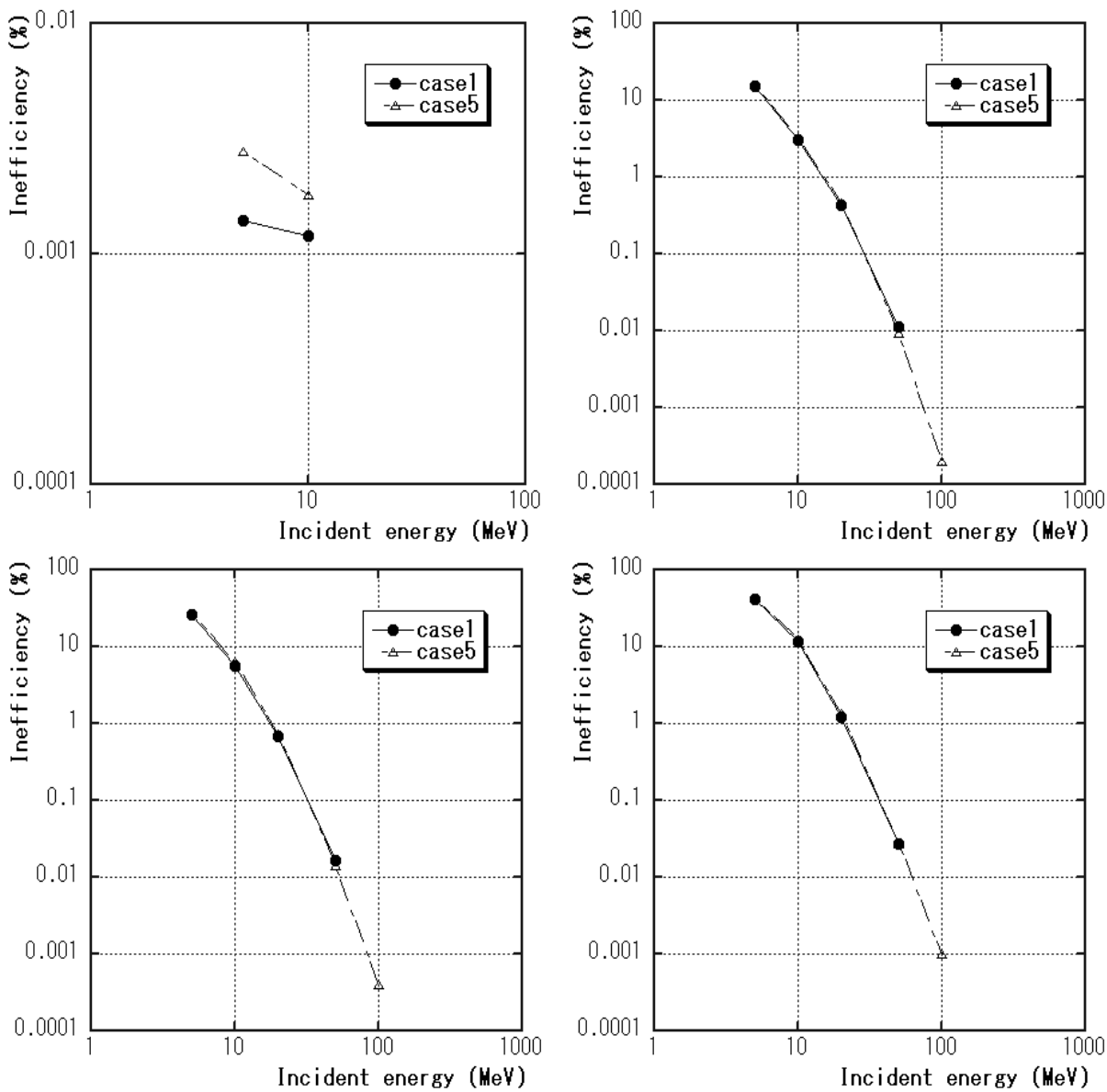


図 4.7: 入射γ 線：60 度。左上が punch through、右上が plastic の deposit エネルギー 0MeV、左下が 0.3MeV 以下、右下が 1.0MeV 以下のときの入射エネルギーに対する光子不感率のプロット。

ここまでの不感率の結果を、比にして現してみる。

$$\mathrm{Ratio} = \frac{\mathrm{case5\ の不感率}}{\mathrm{case1\ の不感率}}$$

上の様な計算をして case1 の光子不感率に対して case5 の不感率がどのくらい増えているかを入射エネルギーごとに見てみた。

エラーは次のようにして求めた。

$$\sigma_{ratio} = \sqrt{\frac{1}{X_{case1}^2}\sigma_{case5}^2 + \frac{X_{case5}^2}{X_{case1}^4}\sigma_{case1}^2}$$

ここで X_{case1}, X_{case5} はそれぞれ case1、case5 の光子不感率、$\sigma_{case1}, \sigma_{case5}$ は case1、case5 の光子不感率の誤差である。

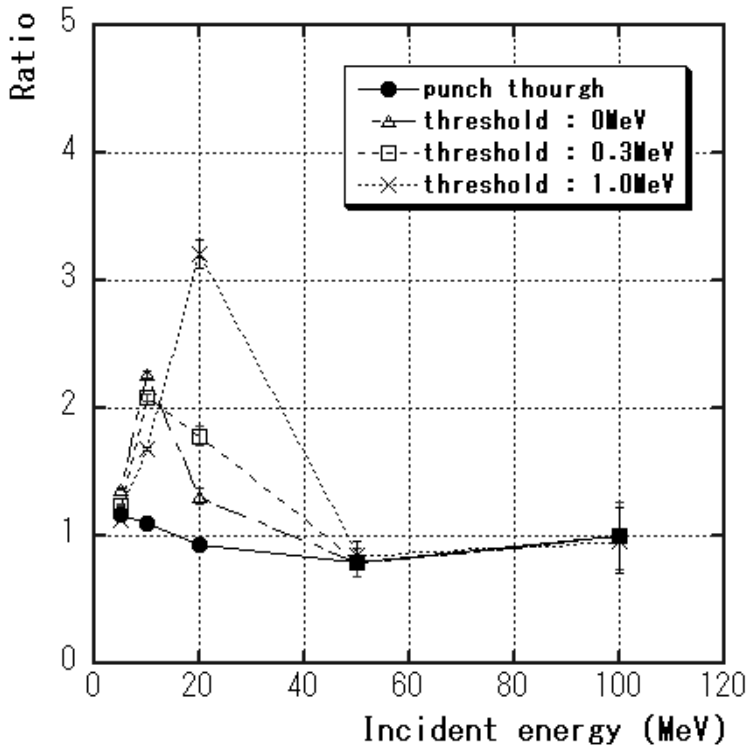


図 4.8: 入射角 0 度のときの不感率の比。

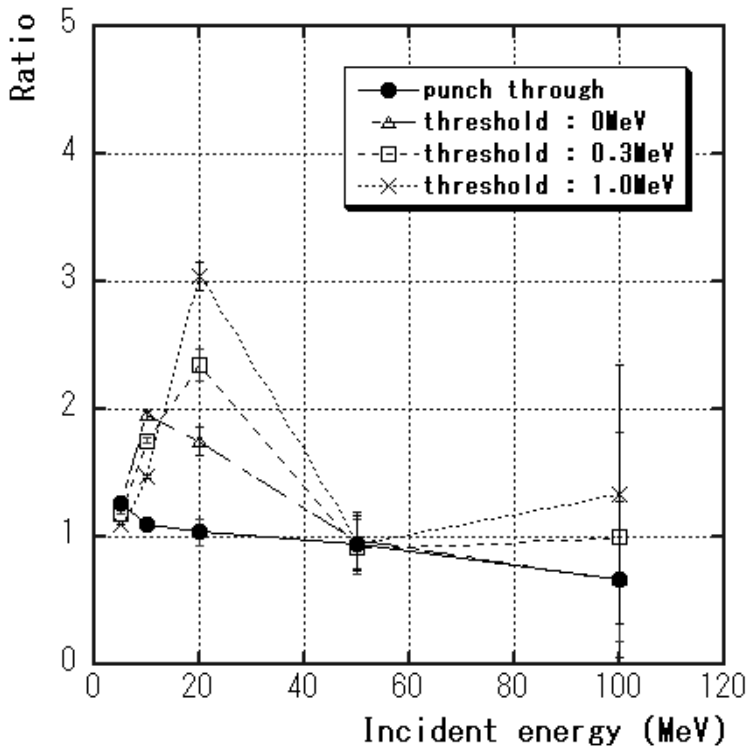


図 4.9: 入射角 30 度のときの不感率の比。

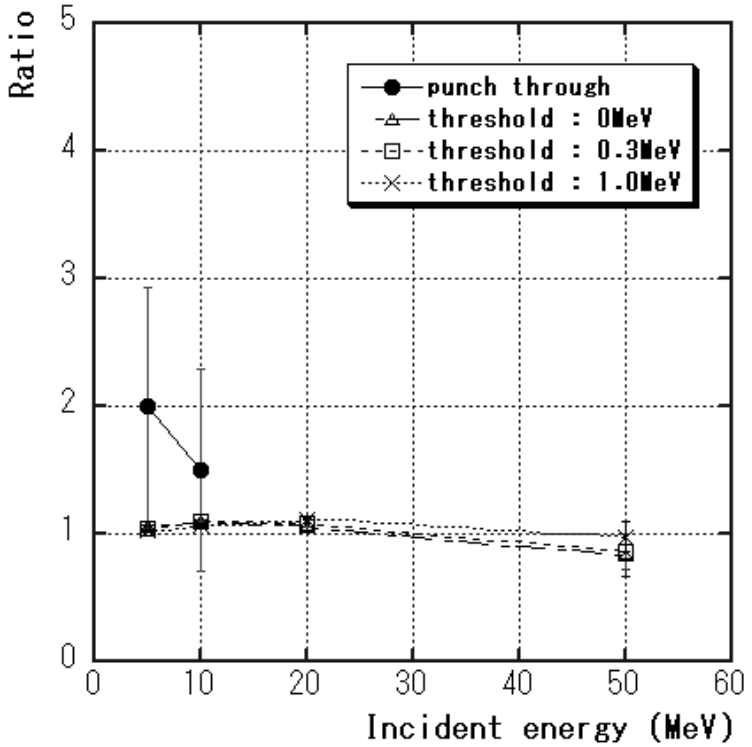


図 4.10: 入射角 60 度のときの不感率の比。

これをみると、入射エネルギーが 20MeV のときに case1 との差が一番開いていることが分かる (60 度入射は例外として)。特に plastic への deposit エネルギーの threshold を 1MeV にした場合は、0 度入射、30 度入射どちらも約 3 倍、case5 の光子不感率が大きい。入射エネルギーが 20MeV で threshold が 1MeV の場合、case1 の光子不感率は 3×10^{-3} なので、これに対する差が 3 倍よりも大きくなってしまうとオーダーで変わってしまうので、もうこれ以上 plastic scintillator の枚数を減らすことは難しいと言える。

4.4.1　カウンターを分割したときの光子不感率

これまではカウンター全体としての光子不感率を見てきたが、実際はカウンター 1 つを何分割かして PMT で読み出すので、PMT 一本一本に対してはこれまで求めてきた値より光子不感率が増える可能性がある。例えばカウンターを 10 分割した場合、仮にカウンター全体の deposit エネルギーが 2MeV でも、1 ブロックづつの deposit エネルギーが 0.2MeV なら、threshold 1MeV のとき PMT 一本一本に対しては、この信号は不感イベントになる。従って、カウンターの分割数が多くなるほど光子不感率が増えるはずである。このことを確認するために、case1,case5 それぞれカウンターを、2 分割、5 分割、10 分割して光子不感率を求めてみる。注意したいのは、必ずしも分割した全部に対して threshold を超えている必要は無く、どれか 1 ブロックでも threshold を超えていれば、そのイベントは不感にはならない。つまり 1 イベントに対して PMT 一本でも threshold を超えていれば良いわけである。

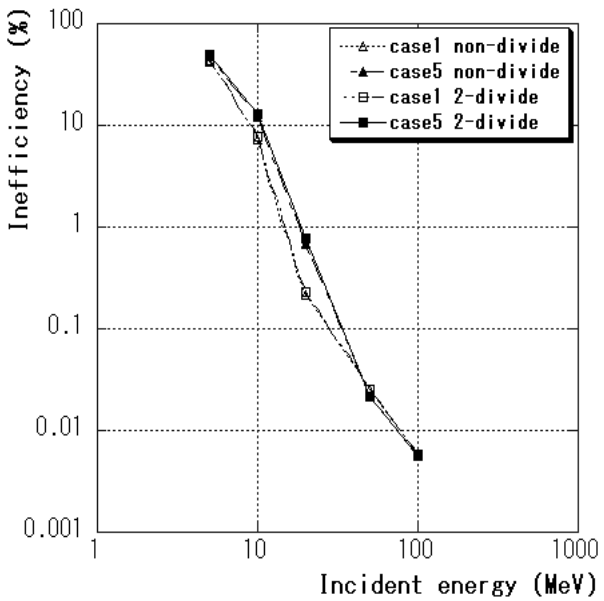


図 4.11: カウンターを 2 分割したときの光子不感率。threshold は 1MeV。以下も同じ。

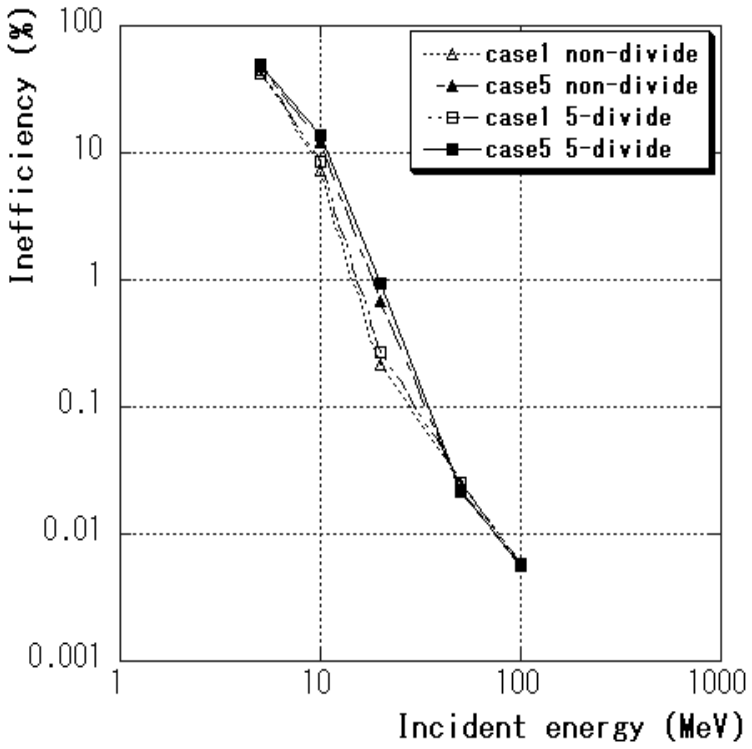


図 4.12: カウンターを 5 分割したときの光子不感率。

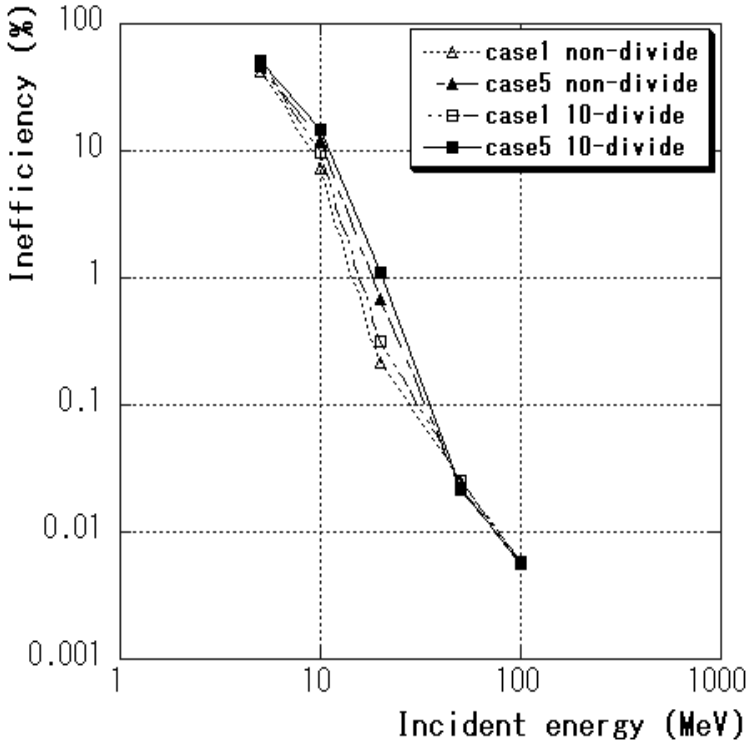


図 4.13: カウンターを 10 分割したときの光子不感率。

入射角 0 度、threshold 1MeV のときだけについて case1,case5 の両方について結果を出した。また、比較のために何も分割しなかった場合の結果も合わせてプロットしてある (白抜きのマーク。図 4.5 の右下のグラフと同じ)。分割の数が多くなるにしたがって、光子不感率が増えていくのが分かる。特に 10 分割した場合だと、case5 の光子不感率は、10^{-2} に達してしまっている。実際、case1 つまり 1m-Module のビームテストはカウンターを 8 分割して信号を読み取った。case5 も 8 分割で信号を読み取ろうとすると、光子不感率に関しては少し不安が残る。しかし case5 は case1 と比べて層数が少ないために、分割の数をもう少し減らすことができる。1m-Module は 11 層× 6、10 層 × 2 と分割しているので、それに従えば、case5 は 6 分割ないしは 5 分割で信号を読み取ることができる。なので、ほぼボーダーラインだがこの結果も要求を満たしていると言える。

また具体的に、case5 の plastic に落したヒストグラムを載せる。その際カウンターを前半 30 層 (つまり L_1 の層)、後半 30 層 (L_2 の層) に分けてそれぞれに落したエネルギーの合計をヒストグラムにした。

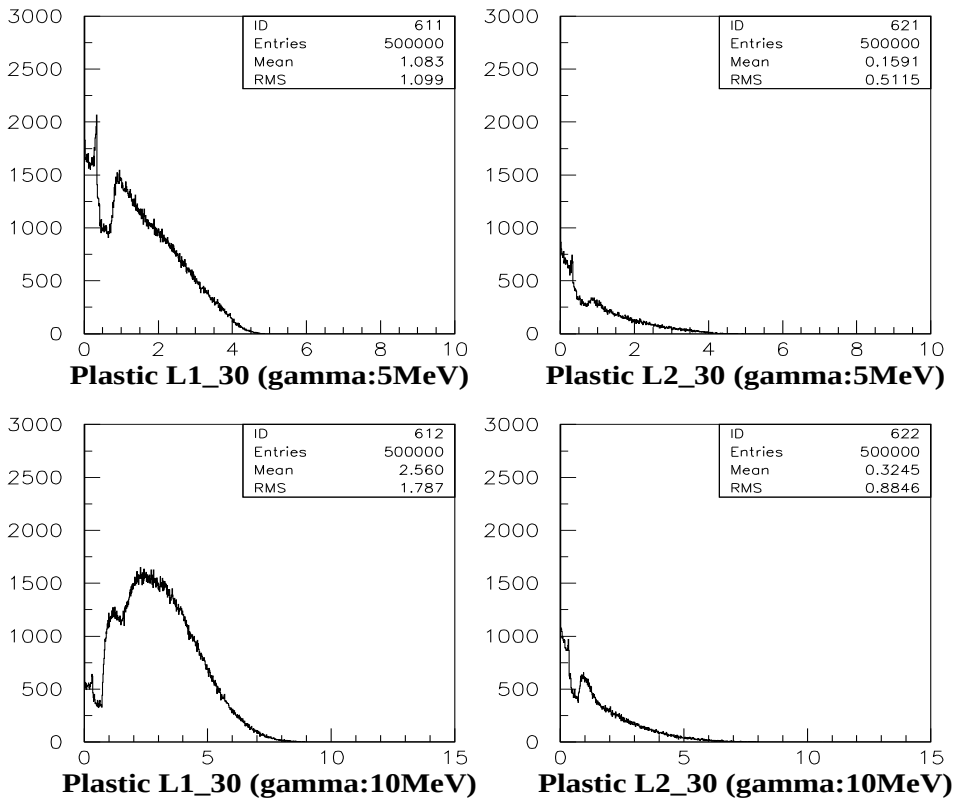


図 4.14: 入射γ 、5MeV,10MeV のヒストグラム。左が前半 30 層、右が後半 30 層。

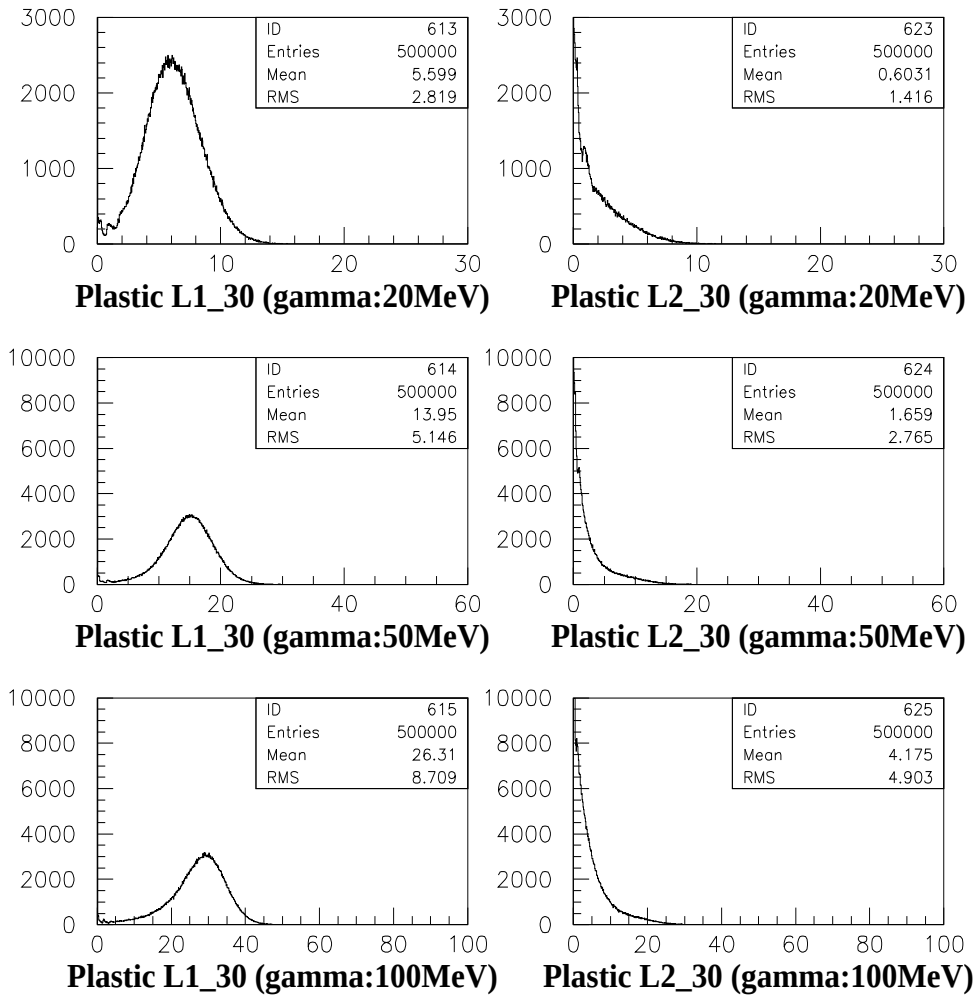


図 4.15: 入射γ 、20MeV,50MeV,100MeV のヒストグラム。カウンターの前半部分だけでそのほとんどのエネルギーを落していることが分かる。

4.4.2　分解能

最後にそれぞれのカウンターのエネルギー分解能をおおまかに見積もってみる。シミュレーションで得られた、plastic へ落したエネルギーのトータルのヒストグラムに対して、頂点付近に gauss fit をかけ[1]、σ を mean で割った値をプロットした。そのグラフに下のような関数を仮定して fit し、case1,case5 のエネルギー分解能を求めた。

$$\text{分解能}\ (\%) = \frac{a}{\sqrt{\text{入射エネルギー}\ [\mathrm{MeV}]}} + b$$

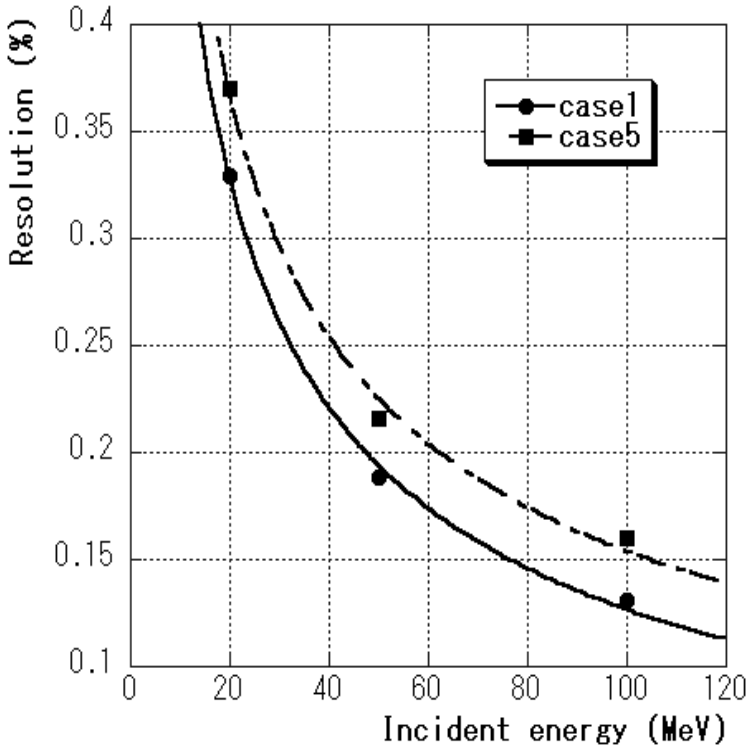


図 4.16: case1,case5 のエネルギー分解能

fittig 結果はそれぞれ以下のようになった。

$$\text{分解能}\ (\%)_{case1} = \frac{(1.624 \pm 0.082)}{\sqrt{E[\mathrm{MeV}]}} + (0.036 \pm 0.013)$$

$$\text{分解能}\ (\%)_{case5} = \frac{(1.722 \pm 0.013)}{\sqrt{E[\mathrm{MeV}]}} + (0.018 \pm 0.022)$$

[1]入射エネルギー 20MeV, 50MeV,100MeV だけに対して fit をした。5MeV,10MeV に関しては分布が広がっており gauss fit がそもそもかけられない。

エネルギー分解能の違いは 0. 数%程度である。この点に関しても plastic scintillator の枚数を減らしても問題ないと言える。

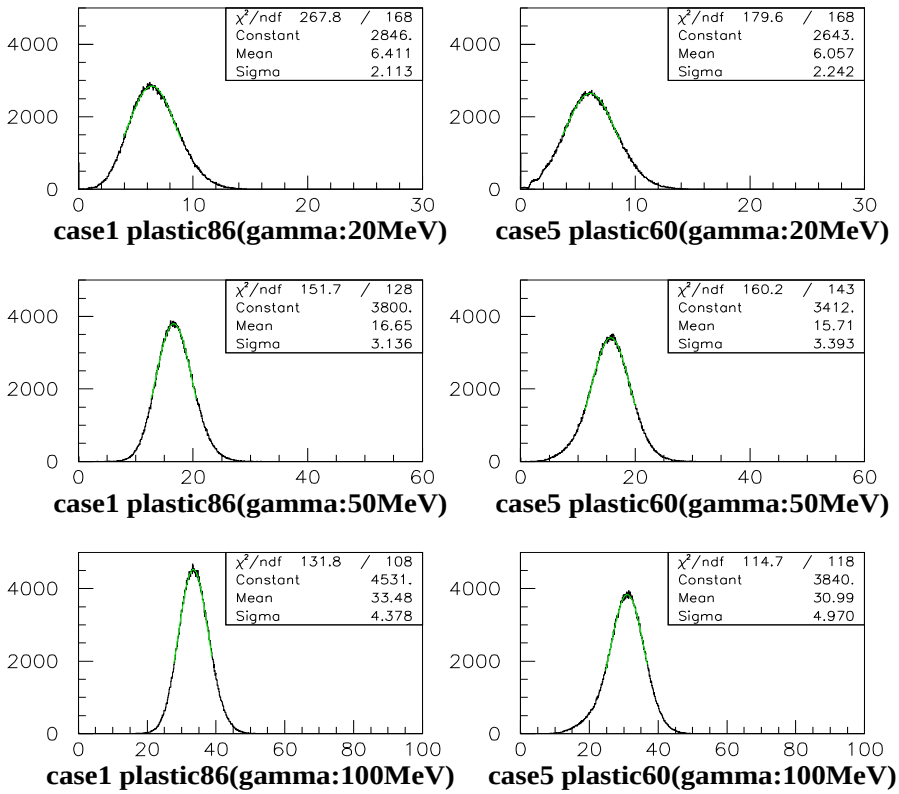


図 4.17: case1,case5 の deposit エネルギーのヒストグラム。頂点付近に gauss fit をかけそれぞれ σ と mean の値を求めている。

4.5　まとめ

バレルカウンターのデザイン変更案を case2,case3,case4, を経て case5 まで議論してきた。主な目的は plastic scintillator の枚数を減らすことで、製作費、材料費の削減を計ったもので、特に plastic scintillator を減らすことで生じる光子不感率について比較してきた。結果、最終プランの case5 の様なデザインに変更しても、E391a 実験が目指す光子不感率を満たしていることが分かった。それによって、単純に plastic scintillator の体積だけで見ても、およそ 30% ~ 40% の経費削減が見込まれる。

第5章　FDC

5.1　FDC の特徴

FDC はビームライン上流部を覆うバレルカウンターである。全長は 2.75m で、16 個のユニットから成る。MDC との相違点は MDC は fiber 両読みなのに対して、FDC は fiber 片読みとなっている点である。これはビームラインの geometry からそうせざるを得ないものであり、そのため、MDC と比べ獲得光量が少くなるのが問題となってくる。以下では、より多くの光量を得るための工夫や、実際本番で用いる scintillator のサンプルを使った実験について述べる。

5.2　端面の加工及び反射材

先にも述べたが、FDC は fiber 片読みであり一本の fiber の中を伝わる信号は、どちら側にも等方的に広がる為、fiber 片読みの場合、単純に言って片方の信号を完全にロスしてしまうことになる。そこで、PMT から見て反対側の scintillator 及び fiber の端面 (以下は端面とだけ表記する) を工夫することで、反対側に抜けてしまう光を反射させ、PMT 側により多く入ってくるようにしたい。そのために

- fiber のカッティングの工夫
- 端面に反射材を接着する

の 2 点に注目し、それぞれ最適なものを選び出すために、ベンチテストを行い評価した。

5.2.1　fiber のカッティング

ここでは fiber のカッティング処理の違いが、どれくらい獲得光量に変化をもたらすかを見てみる。

PMT 側の fiber の処理は、すでにプロトタイプモジュールの製作時に確立させた。しかし FDC はもう一方の端面は切りっぱなしになるので、そこの処理法について現実的かつ効率の良い方法を選びたい。ここで現実的と言ったのは、FDC で用いる fiber はおよそ 2 万本にもおよぶため、たとえその方法がより多く光量を得れるものだとしても、あまりのも手間暇かかるものであれば、その案は却下となるからである。そこで我々は以下の方法について獲得光量の点で比較してみた。

(I) . カッターで切断

(II) . はさみで切断

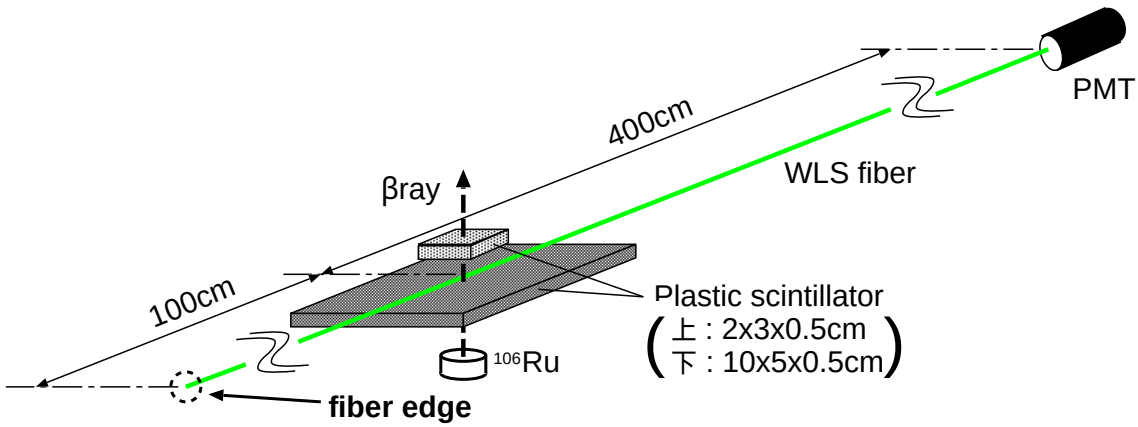


図 5.1: 端面処理測定の setup

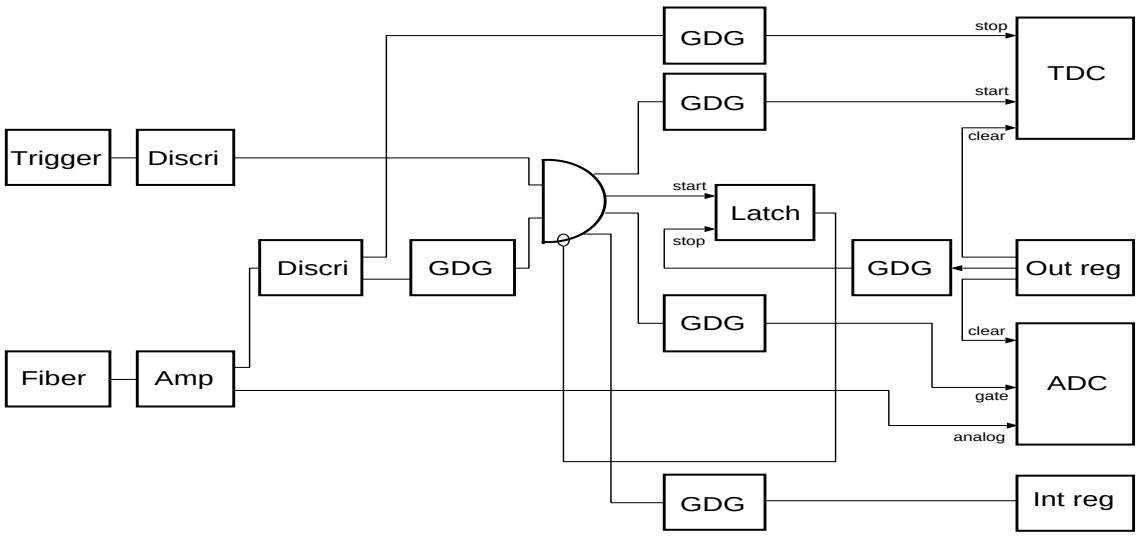


図 5.2: logic

(III) . カッターでの切断面に熱処理を加える

(IV) . カッターでの切断面を目の細かい紙やすりで磨く

それぞれの測定は条件 (特に geometry) を極力変えないように注意して, 精度良く行った。結果を図 5.3 に示す。

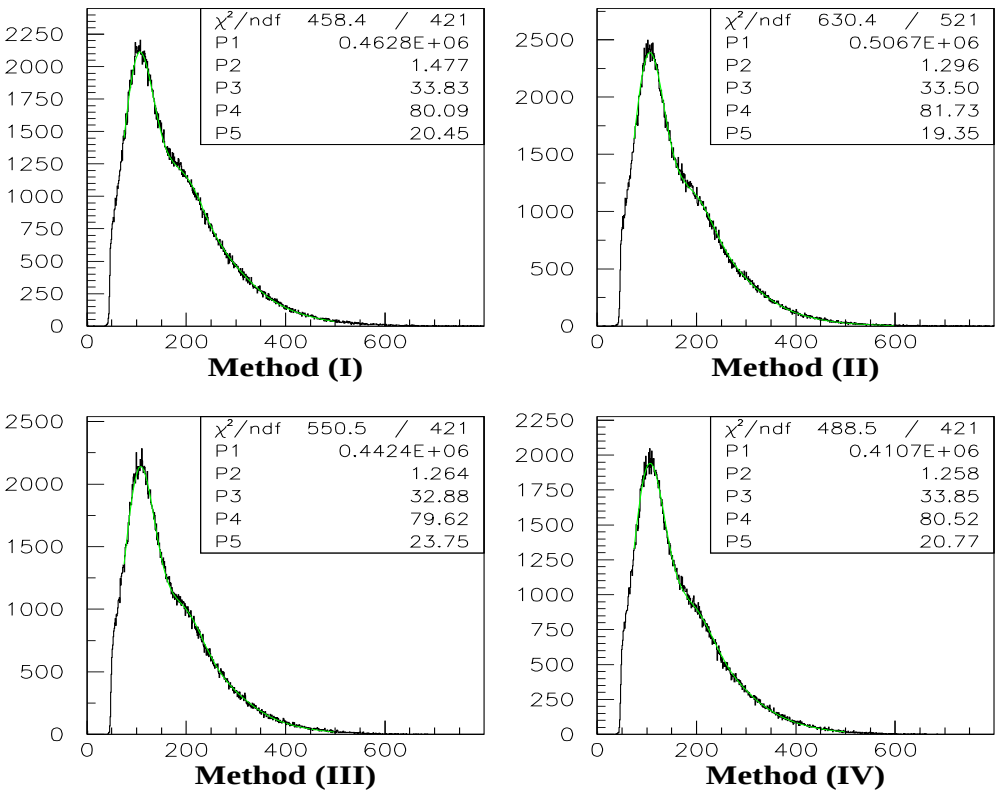


図 5.3: 光量の比較

図の P2 が獲得光量である。この結果を見ると、カッターで切断し何も処理をしなかった場合が一番光量が得られている。残りの 3 つにはそれ程有意な差は現れていない。ところで、I の場合他と比べて光量が多く得られたと言うことは、それだけ fiber の端面でより多くの光の反射が起きていると言うことになる。しかし逆に、fiber 自身で反射が多くなってしまうと、次に述べる反射材の効果をあまり引き出せないと言う可能性がある。その点もふまえて、次に反射材について議論する。

5.2.2　反射材

ここでの目的は、5.2.1 の結果を受けて fiber の端面に反射材を付けたときに、端面の処理法の違いが獲得光量にどう影響をおよぼすかを検討する。特に前回はっきりとした違いが現れた、‘カッターで切断’ と ‘熱処理’ について比較してみる。実験は図 5.1 の setup を変えずに、fiber の端面にアルミナイズドマイラーをシリコンコンパウンドで固定させて (本来ならオプティカルセメントで接着するが、今回は便宜上シリコンコンパウンドを用いた。) 前回と同様に行なった。結果は図 5.4 の様になった。上がカッターで切断、下が熱処理に対してそれぞれアルミナイズドマイラーを付けたときのヒストグラムである。

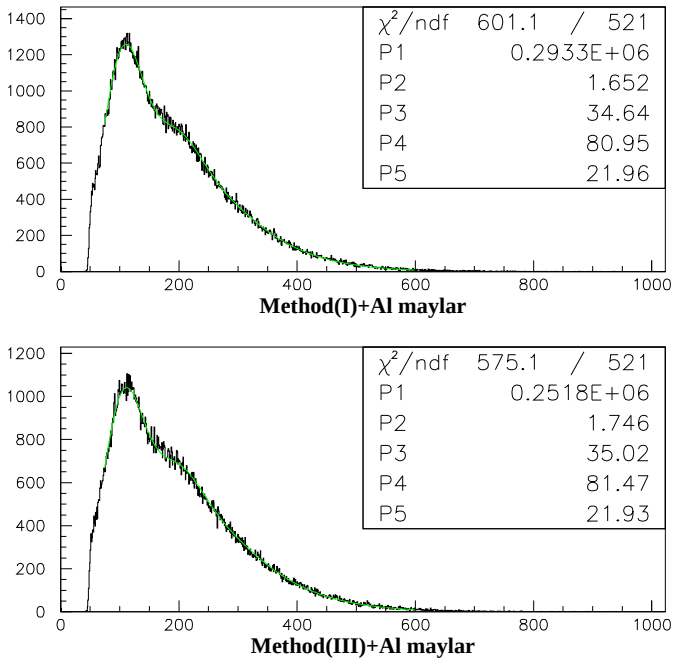


図 5.4: 反射材による獲得光量の比較

獲得光量 (P2) は熱処理に対して反射材を付けたときの方が多い。やはり fiber 端面そのもので反射を起こさせない方が、反射材を付けたときにより多くの光量を得られると言う結果になった。なので、FDC の端面処理は現時点では、熱を用いて一本一本 fiber の面を出させるのが最適であるといえる。

5.2.3　反射材の比較

今度は、様々な反射材に対しての光量を比較してみる。このとき fiber 端面は熱処理をした。setup は図 5.1 と同じで fiber 端面に様々な反射材を付け、何も付けなかったときの光量を 1 として、それぞれの光量の相対値を求めた。その結果が表 B である。

反射材	獲得光量の相対比
反射材無し	1
発砲スチロールに刺す	1.24
アルミ板	1.04
アルミナイズドマイラー	1.27
アルミホイルで巻く	1.05
テフロンテープで巻く	1.20
黒紙で巻く	1.11
白紙で巻く	1.15

表 5.1: 反射材の比較

アルミナイズドマイラー[1]が一番光量を得ることが出来た。次の発砲スチロールだが、FDC は真空中にセットされるため、アウトガスの問題があり反射材としてはあまり適さない。またテフロンテープも fiber 端面を一つずつ巻いていくのは現実的ではない。今回それらは参考として比較対象としたが、その中でもやはりアルミナイズドマイラーが一番良い結果をもたらしている。

5.2.4　反射材の効果の理想値

図 5.5 において L で光った光が左右に L_1、L_2 の光に分れて一方は直接 P へ、もう一方は fiber の端面で反射して P へ進むとする。このとき L_1、L_2 はどちらも元の光の 2 分の 1 である。そして P 点での二つの光 L_1'、L_2'' を足して元の光に対して何%になったかを計算する。そのとき R の値を変えることで、fiber 端面の反射率によって光量がどれくらい変化するかを比較する。さらに P から L への距離も変えて計算する。

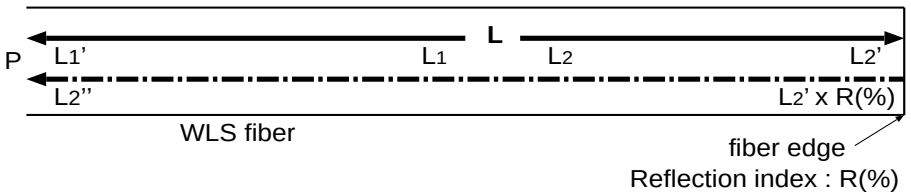


図 5.5: 理想値の算出

[1]マイラー及びアルミ板の接着はシリコンコンパウンドを使った。

計算は、実際に以前測定で求めたバイクロンの WLS fiber の Attenuation length の式を用いる。

$$y = \{1.11\exp(-x/0.60) + 0.83\exp(-x/4.47)\}/1.94$$

長さの単位は m である。L での光量を 1 として L_1が L_1'に、L_2が L_2', L_2'' になる過程に対して上の式をあてはめて計算する。また、1.94 は fiber 内部で光の減衰が起こらなかったとき、即ち P 点で光量を 1 とするための、normalize factor である。

結果は図 5.6 のようになった。横軸は P–L の距離 (m) であり、全長 3.75m の fiber に対して、1.1m から 0.5m ステップで 3.6m までの 6 点について、それぞれ光量を計算している。縦軸は便宜上獲得光量としている。これを見て分ることは、光量に特に差が現れている 3.6m の点での反射率 0%と 100%を比べると、0%に対して 100%の時はおよそ 5 割光量が up している。このことはつまり端面の反射で稼げる光量は、多くても 5 割増し程度と言うことである。また fiber の端面に近づく程見かけの光の減衰が少なくなる、あるいは増加していることも興味深い結果である。

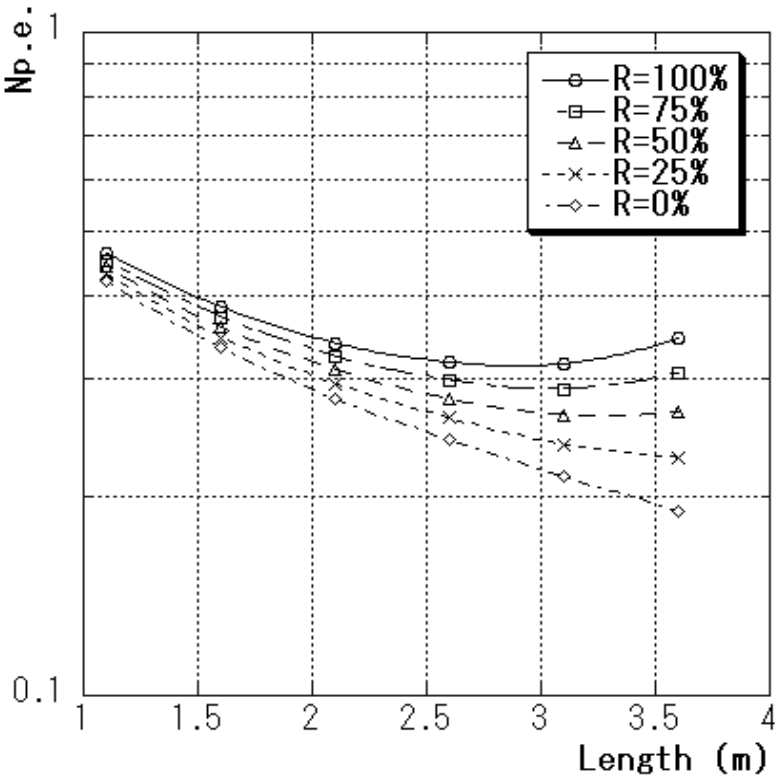


図 5.6: 反射率を変えての光量の plot

次に、実際にアルミナイズドマイラーを fiber 端面に接着したときの反射率を測定した。アルミナイズドマイラー自体の反射率は可視光領域でおよそ 80% ぐらいと知られているが、接着材を用いて端面に接着した場合 fiber 内を通る光の反射率は、fiber 端面や接着材の状態、あるいは端面とアルミナイズドマイラーとの幾何学的な位置関係によって変化してしまい、元々の反射率よりも大幅に落ちることが予想される。今回はその値を実験によって求めてみる。しかし、fiber に接着してからの反射率の絶対値を測定することはとても困難である。そこで、アルミナイズドマイラーを fiber 端面に接着[2]したときの獲得光量を実験から求め、その測定結果を先の計算で求めた値と照らし合わせることで、反射率を見積もることにした。実験は図 5.1 の様な setup にし、先程と同様 fiber の長さ 3.75m に対して、PMT からの距離が 1.1m から 0.5m ステップで 3.6m までの 6 点において β 線が突き抜けたときの獲得光量を測定した。そのとき得られたヒストグラムは図 5.7 である。このヒストグラムに fit をかけ獲得光量を求めてプロットした。(図 5.9) また、図 5.8 はこの測定のときの TDC ヒストグラムであるが、PMT に近い側でははっきりと 2 つのピークが見ることができる。例えば 1.1m 点での TDC のピーク間隔はおよそ 1200ch で、TDC モジュールを calibration したところ 1ch は約 0.025nsec であったため 2 つのピークの時間差はおよそ 30nsec となる。一方、fiber の中を光が全反射で進んだとき、PMT に直接入る光と端面で反射されて PMT に入る光の光路差はおよそ 10m なので、その時間差はこちらも約 30nsec である。つまり左側のピークは直接 PMT に向かった光であり、二つ目のピークはいったん fiber の端面で反射されて PMT に入った光を示している。このように時間分布からも、反射材の効果が現れていることがはっきりと確認できた。

そしてそのプロット (図 5.9) に対して、attenuation length の関数で fitting し normalize するためのパラメーターを求めることで、計算結果と比較できるようにした。fitting 関数及びパラメーターは以下のようになった。

$$y = 4.19\exp(-x/0.63) + 2.54\exp(-x/8.56)$$

ここでも長さの単位は m である。attenuation length の 2 成分目の値が以前の式と比べて長くなっているのは、反射材の効果で見かけの減衰長が長くなているからである。そしてこの式の定数項 4.19 と 2.54 の和を 6.73 で割ることで Length=0m のところで、y の値が 1 となるように normalize し計算結果と比較した。

比較するために、先の計算結果 (R=0%,50%,100%) をいっしょにプロットしのが図 5.10 これを見ると、R=50%のときの曲線と近い値が現れている。この結果から、アルミナイズドマイラーを fiber 端面に接着したときの反射率は、およそ 50%を実現していることが分る。ところで結果は載せていないが、fiber 端面との接着がうまくいかないと (例えば、端面に対して反射材が水平に接着できていないと)、ほとんど反射材の効果が得られない。つまり接着具合の善し悪しは獲得光量に大きく影響してくることも分った。そのために反射材の接着は、極力慎重に行なわなければならない。今回の結果は接着具合が比較的良い状態のときの値である。

[2]この実験ではオプティカルセメントで完全に接着した。

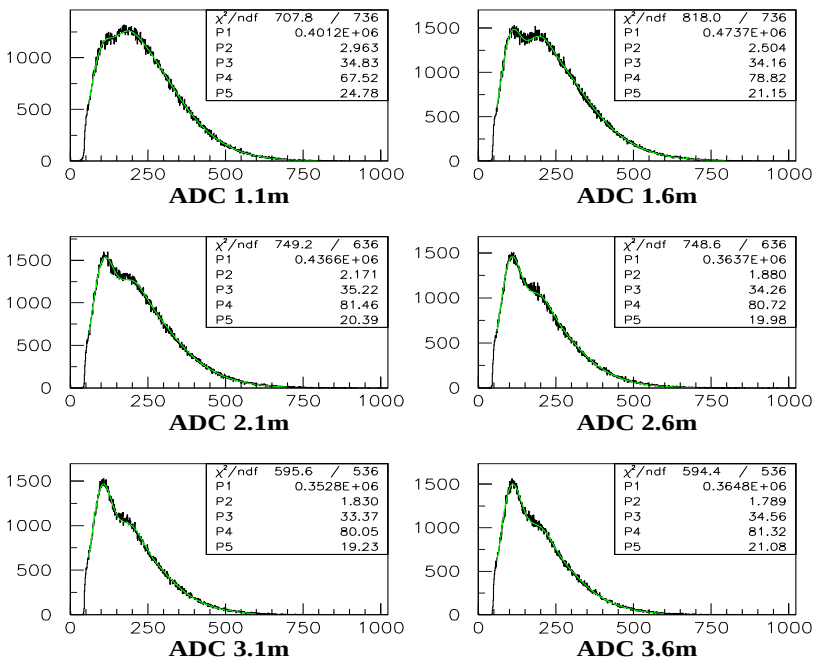


図 5.7: 発光位置を変えていったときの ADC histogram。(端面：熱処理+アルミナイズドマイラー)

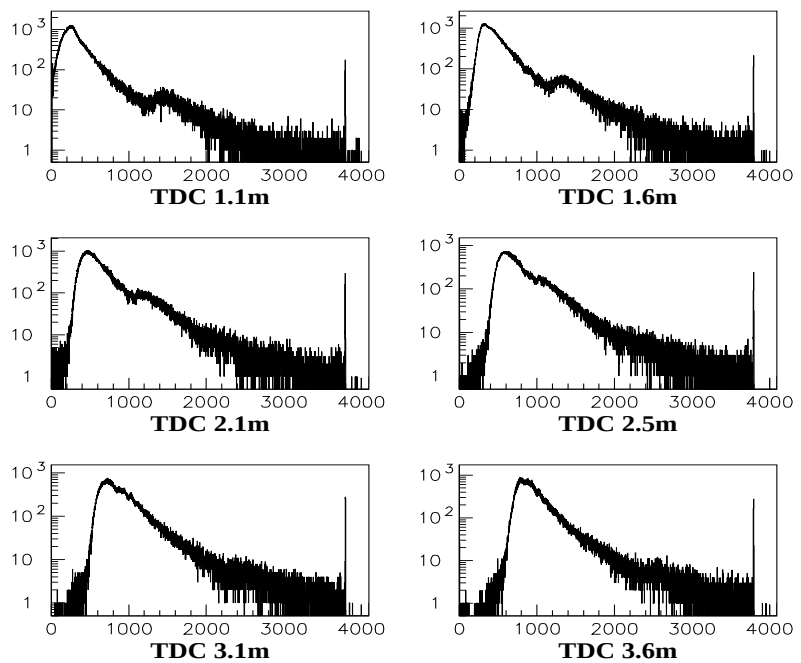


図 5.8: 発光位置を変えていったときの TDC histogram。

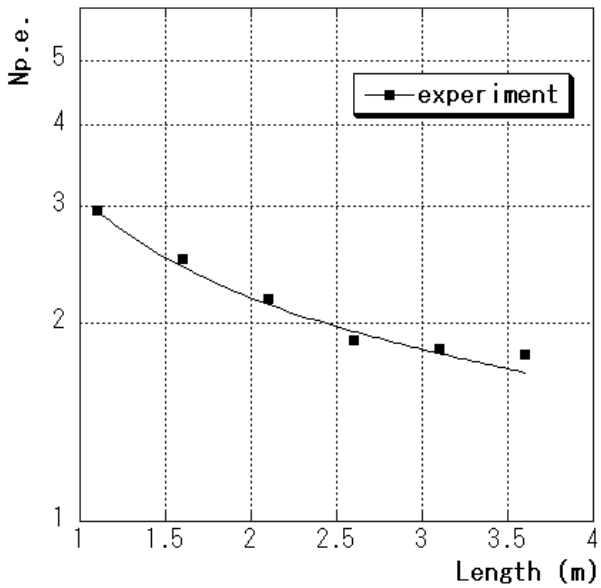


図 5.9: 実際に測定した獲得光量の距離依存性。

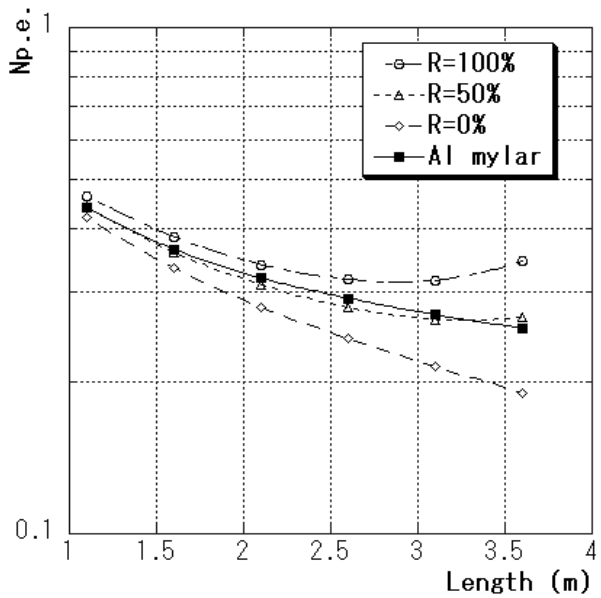


図 5.10: 実験値と計算値の比較。■ が実験値 (図 5.9) を normalize させたプロットである。R = 50%の曲線に近い分布をしているのが分る。

5.3　実機を用いた測定

現在、FDC はすでに製作段階に入っている。scintillator には fiber が埋め込まれ、後は製作手順や、メカニカルな問題についての議論が一通り終われば、組み立てに入ることができる状態にある。そこで実際に本番で FDC として用いる scintillator のサンプルをいくつかチョイスして、性能の最終確認も兼ねて様々な測定を行なった。

5.3.1　実機を用いての反射材の比較

ベンチテストと同様な実験を、今度は FDC で用いる scitillator の試作品で試した。図 5.11 が setup である。基本的にはベンチテストと測定方法は変わらないが、scintillator が長手方向が 2.75m ありそれに伴い、fiber の長さが全長 6m になる。この fiber の端面に様々な反射材を張り付け、そのときの獲得光量を測定する。測定点は図の× 印が付いた 3 点 (PMT からみて 3.5m,4.5m,5.0m) で、今回も同様に突き抜けた β 線に対してその応答を見た。ロジックは図 5.2 と同じである。そして今回は新たに反射材としてシルバーの塗料を試した。塗料の利点は、fiber の端面に接着するという作業が無く、単に塗り付けるだけなのでとても扱い易いという点である。その他の反射材は

- アルミナイズドマイラー
- テフロンテープ
- PET

を使用した。

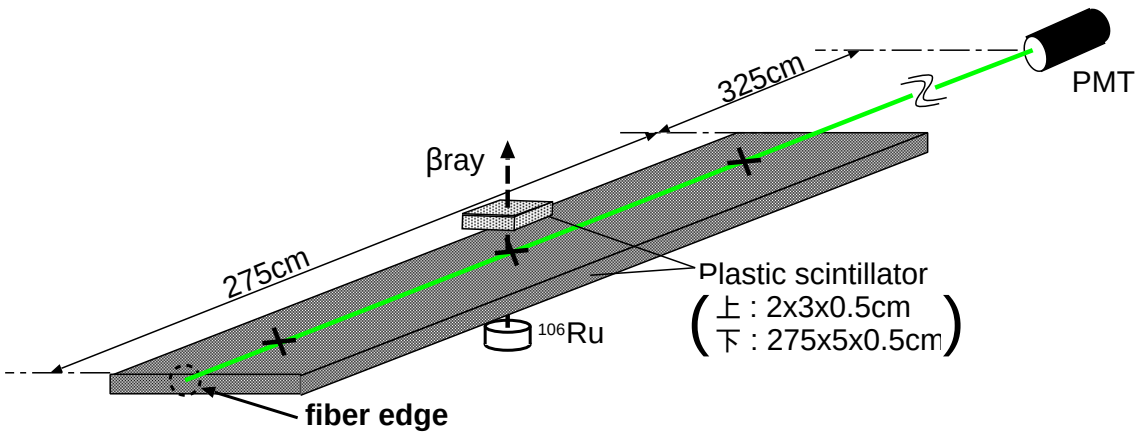


図 5.11: 反射材の測定 setup

反射材	3.5m (Np.e)	4.5m (N.p.e)	5.5m (Np.e)
反射材無し	0.3672	0.2913	0.2663
アルミナイスドマイラー	0.4011	0.3203	0.2743
テフロンテープで巻く	0.5084	0.3557	0.3346
PET	0.4458	0.3068	0.2355
シルバー塗料	0.4146	0.3048	0.2200

表 5.2: 実機を用いた反射材の比較

表 5.3.1 はそれぞれの点での獲得光量を表している。しかし特に 5.5m の点での光量は fiber の長さが長すぎるために、値が小さくそれぞれの差が fitting の誤差のより小さく、あまり有意な差は現れていない。そこで、この測定で信頼の於ける値として 3.5m の点での光量についてだけ、反射材無しを 1 としてそれに対する比を表にした (表 5.3)。この測定でもやはりアルミナイズドマイラーが一番光量を得ている。またシルバー塗料であるが、扱いは容易でも獲得光量が思った程多くなかったため、反射材として採用するのは難しいという結論になった。この実験で、FDC の端面に用いる反射材はアルミナイズドマイラーでほぼ決定した。

反射材	獲得光量の比
反射材無し	1
アルミナイスドマイラー	1.38
テフロンテープで巻く	1.09
PET	1.21
シルバー塗料	1.13

表 5.3: 3.5m 点での光量の比

5.3.2　scintillator の uniformity の測定

FDC scintillator は従来ベンチテストで使っているものより遥かに大きいため、製造過程によって透明度にむらができている可能性がある。さらに fiber を scintillator の溝に接着するときには人の手で一本一本行なっているために、たとえ慎重に接着していたとしても当然すべてが均一であるとは言いきれない。接着材の量にむらがあったり、接着材の中に気胞が入ってしまってもそれだけで応答に違いが生じてしまったりする。そこで、実際の FDC scintillator を使ってその不均一さが発生しているかどうかを定量的に確かめるための測定を行なった。

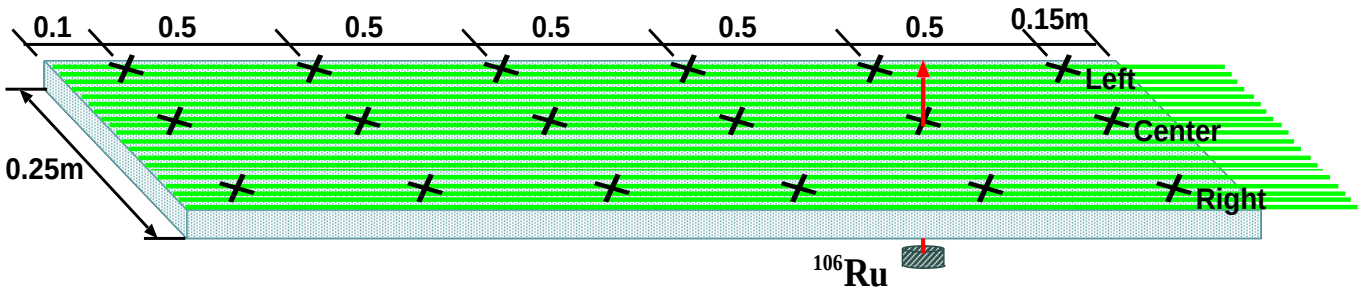


図 5.12: uniformity 測定の setup。 fiber は全部で 25 本、1cm 間隔で埋め込まれている。また center は scintillator の中心であり left、right との間隔はどちらも 9.5cm である。またこの図には示していないが、1.7cm × 1.5cm × 0.5cm の trigger 用の plastic scintillator を上部に設置してある。

測定方法は従来のように、突き抜けた β 線に対して trigger をかけて、そのときの獲得光量を求めている。測定した scintillator は 3 枚でそのうち 1 枚は一回測定した後さらに scintillator を PET でラッピングして、より本番に近い形にして再度測定した。つまり合計 4 つの scintillator の状態について測定したことになる。またこの実験では、1 枚の scintillator の獲得光量の不均一さを測定するのが目的であって、光量の絶対値は特に知る必要が無かった。なので、4 つの測定条件については統一性が無く微妙に異なっている[3]。そのため結果を見てみると scinntillator 同士の獲得光量にはばらつきがあるのがわかる。しかしそのことについては今回は特に言及しない。また、今までずっと fiber 端面の反射材について study してきたが、今回は端面の加工は何もしなかった。と言うのもこの scintillator は本実験で使うものなのであまり手を加えたくなかったためである。

測定点は図 5.12 の× 印がついている 18 点で、長手方向 3 列を図のように left', center', right' とここでは呼ぶようにし特に center' を基準として、その両側に獲得光量に差が出ないかを、計 3 枚の scintillator のサンプルを用いてそれぞれ検証した。

[3]具体的には、PMT と fiber との接着方法の違いで、25 本を束ねて PMT に取り付けなければならないため、その方法を試行錯誤しながら測定したので、測定条件が異なってしまった。

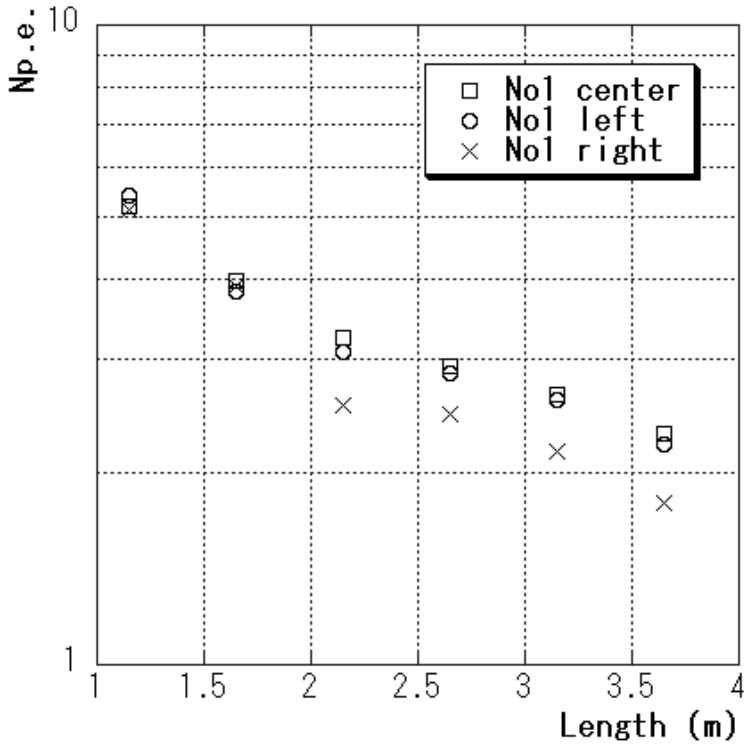


図 5.13: sample No.1。今回一番光量に差が現れた。大きいところでおよそ 0.7p.e. の違いがある。それでも 1p.e. 以上の差ではなかったので性質上の問題はさほど無い。

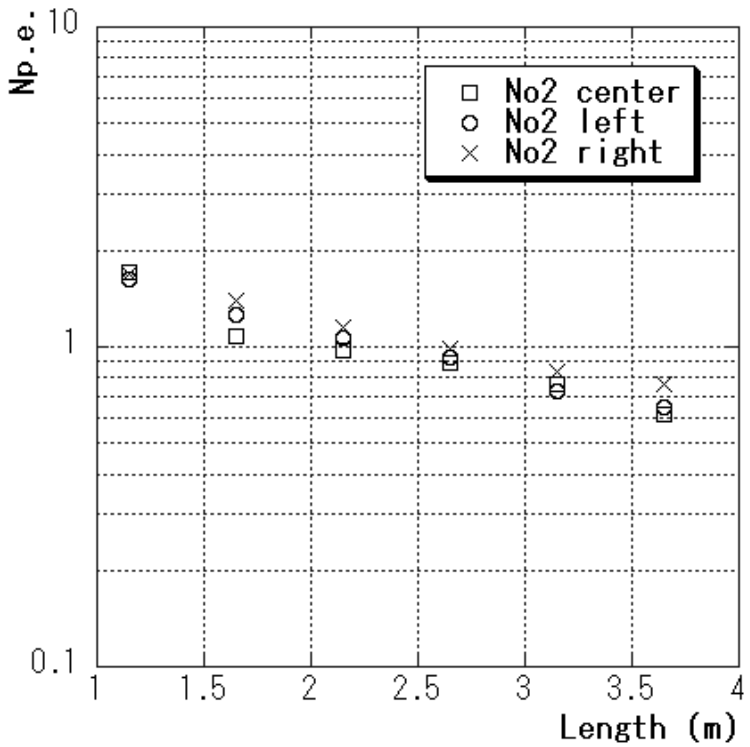


図 5.14: sample No.2

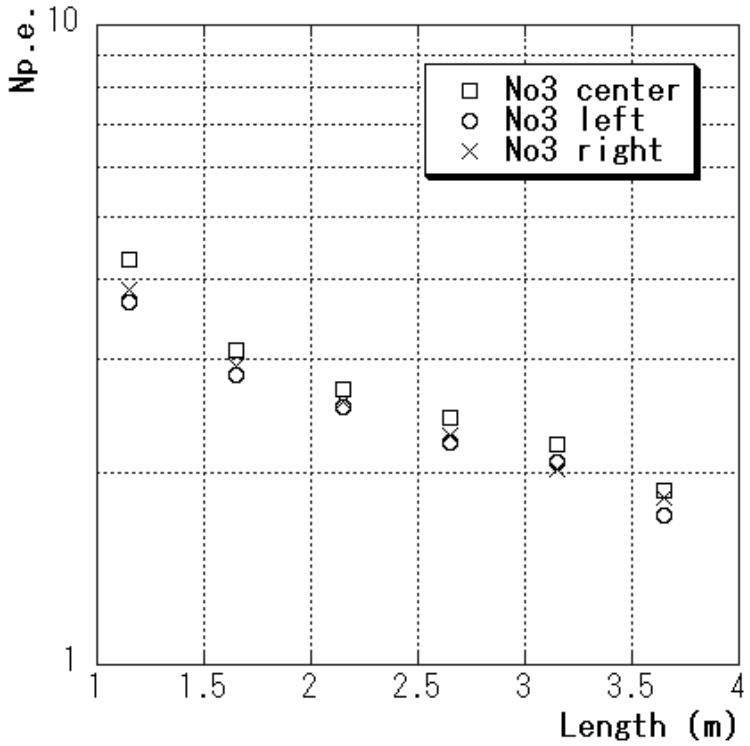


図 5.15: sample No.3

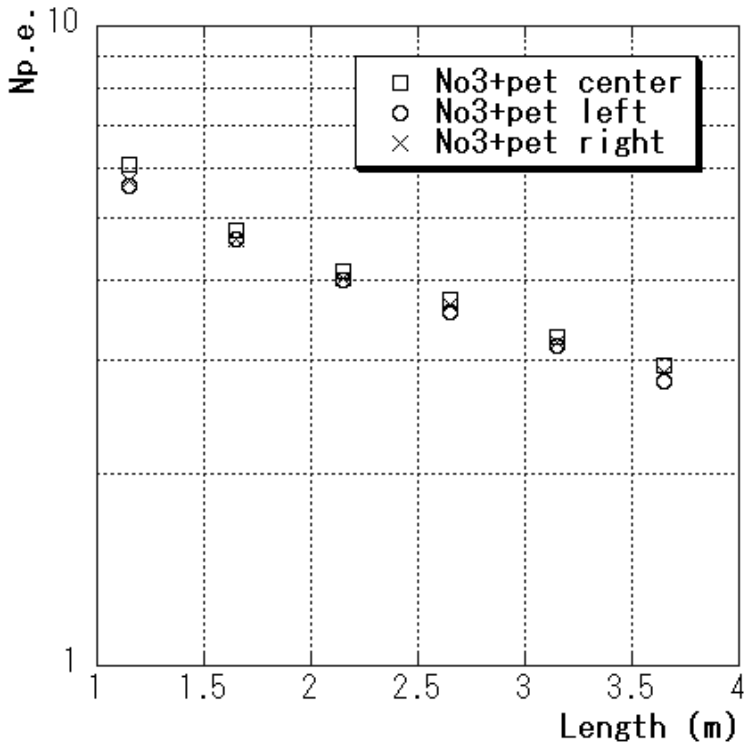


図 5.16: sample No.3+PET

この中で獲得光量に顕著な差が現れたのは、‘ sample No.1’ の ‘ right’ の 2.15m 以降の点である。他の 2 つが多いのではなく、明らかに’right’ だけが獲得光量が少ない。原因についてはいろいろ考えられるが、先に述べた scintillator の透明度のむらに依るものか、あるいは接着材の具合などが挙げられる。しかし、測定後 scintillator を確認してみたが、目で見て分るぐらいの大きな違いは確認できなかった。もし scintillator 自身に問題が無かったとすれば他に考えられる原因は、PMT と fiber との接着に依るものが考えられる。sample1 の場合 fiber は輪ゴムで束ねてそれをシリコンコンパウンドを使って PMT とくっつけた。このときもし束ねた fiber の中でちょうど ‘ right’ を通る fiber だけが引っ込んでいたり、あるいはその部分のシリコンにむらがあったりしたら、そのせいで光量が減る可能性がある。もちろんそのことは十分に注意して setup を組んだのだが、測定の途中から状態が変わってしまったのかも知れない。結局原因は突き止めることができなかったが、次からそういう setup における不定性を無くすために、fiber を束ねるのには硬化型の接着を用いた。さらに、sample3 の scintillator を測定するときには、オプティカルセメント[4]で PMT にも fiber を完全に接着した。その結果、少なくとも sample1 の時のような光量のばらつきは見えなくなった。特に 3 番目の scintillator に PET をまいて獲得光量を増やした場合には、全くといっていい程光量が均一であった。これは、この測定の中で一番本番に近い形での測定であり、つまり本実験においては scintillator が均一であるものとして考えても良いと言うことが確認できた。

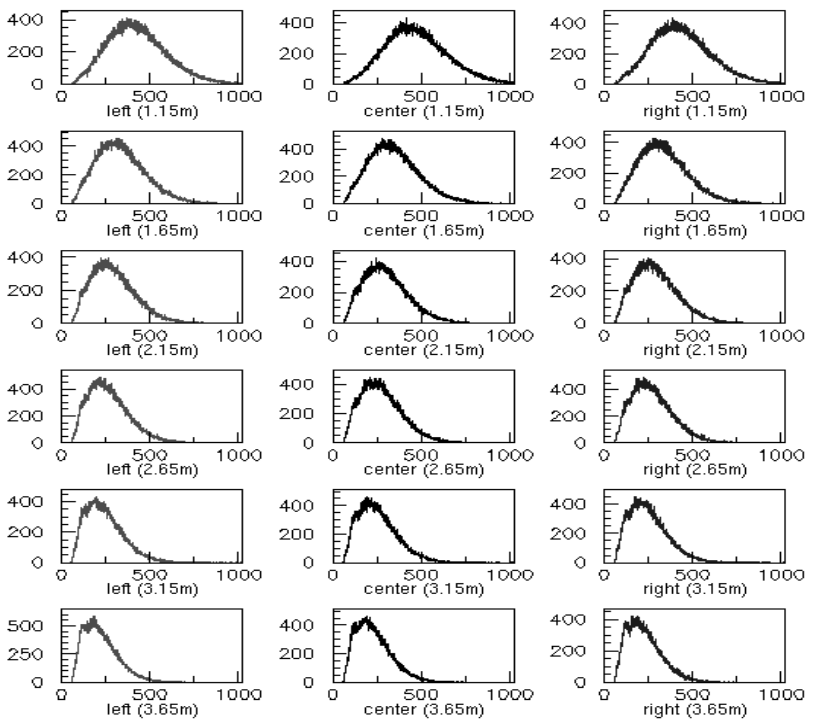


図 5.17: sample No.3+PET で得られた ADC ヒストグラム。

[4]硬化時間に 24 時間を費すために、なるべく使わないでいた。

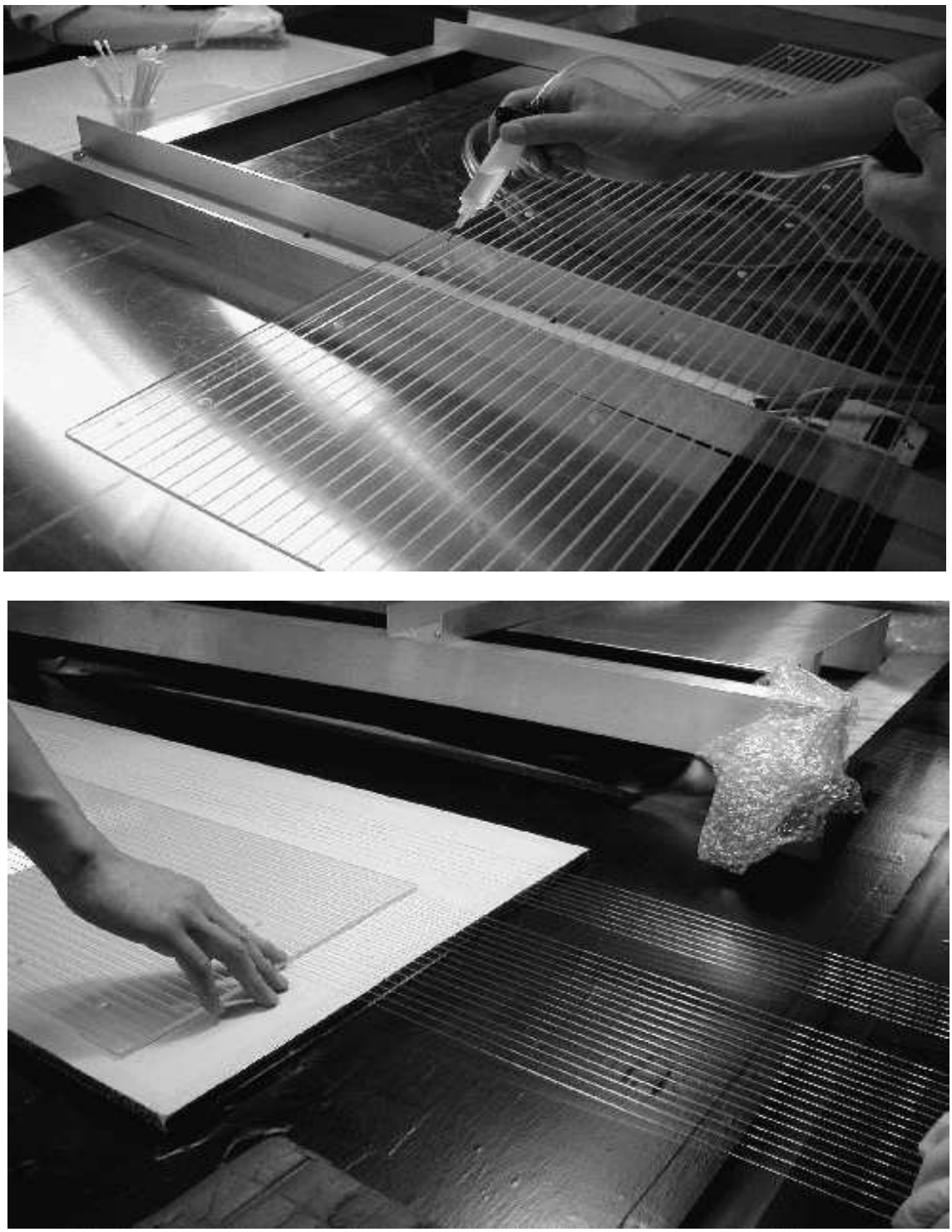


図 5.18: fiber 張りの様子。上が scintillator の溝に接着材を塗っている様子で、下がそこに fiber を埋め込んでいる様子。このように 1 本 1 本手作業で行なわれている。

5.3.3　宇宙線測定

今までは β 線 (electron) に対する応答だけを見てきたが、今度は宇宙線 (ミューオン) に対しての応答を測定する。そうすることで、1m-Module でのビームテストのハドロンに対する結果と比較し、両者に矛盾が無いかを確認したい[5]。

測定方法は FDC scintillator に対して上下に plastic scintillator(6cm × 20cm × 0.7cm) を 2 枚 10cm 間隔ではさみ、この 2 枚の scintillator の coincidence で trigger をかける。そうすることで、FDC scintillator に宇宙線が突き抜けたときの、最小電離損失の信号だけを取り出せるようにした。測定点は PMT からの fiber の長さが 120cm、170cm、220cm の 3 点で、それぞれの点に trigger counter の中心がくるようにセットする。

まず、宇宙線のイベント数をおおまかに計算しておく。

一般に宇宙線 (主にミューオン) は $70 events/str \cdot m^2 \cdot sec$ であるので、このセットアップだと

$$\begin{aligned} N[n/sec] &= \frac{S_1[m^2] \times S_2[m^2]}{r^2[m^2]} \times 70[str^{-1}m^{-2}sec^2] \\ &= 1.008[n/sec] \end{aligned}$$

ここで S_1, S_2 は trigger の面積 $(0.012m^2)$

r は trigger の間隔 $(0.1m)$

よって宇宙線の event rateo はおよそ 1 秒間に 1event である。

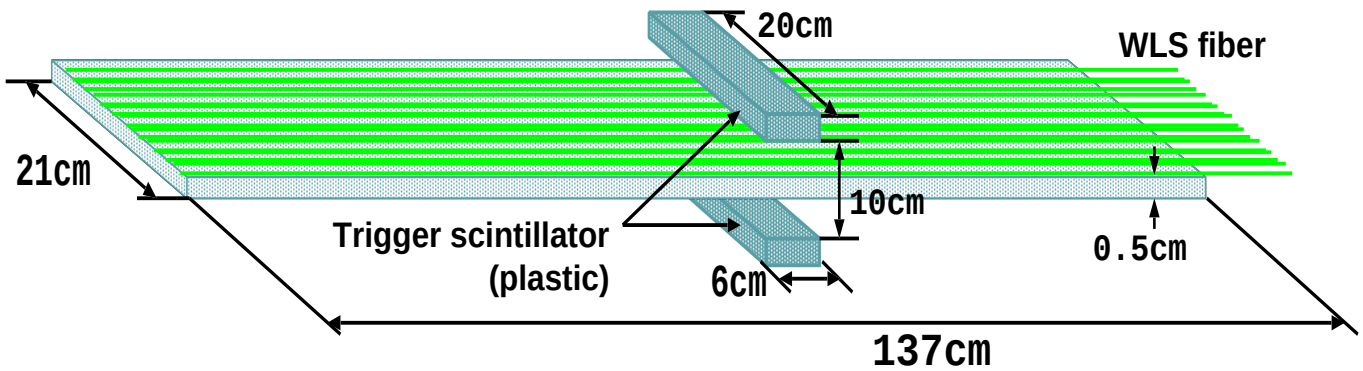


図 5.19: muon 測定 setup。scintillator の右端から PMT までの fiber の長さは 1m。また PMT と fiber との接着は、fiber を束ねた後ダイヤモンドカッターで切断しオプティカルセメントで接着した。そうすることで 1m-Modelue のセットアップの再現を図っている。

[5]この実験は山形の実験室で行なったため、KEK からの運搬の都合上 FDC scintillator の試作品を半分に切断した。そのため scintillator の全長は 137cm である。また fiber も KEK と同じ方法でもう一度張り直した。

結果は図 5.20 のようになった。

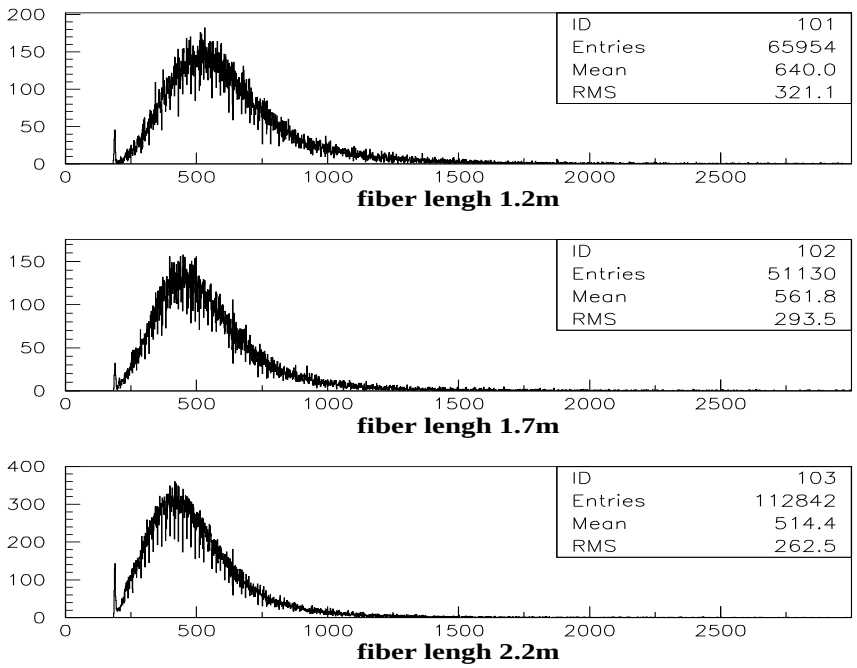


図 5.20: 宇宙線測定の ADC。trigger rate はおよそ 0.7event/sec で計算値とほぼ矛盾しない。

このヒストグラムを元に pedestal channel 及び peak channel から peak interval を求めると、表 5.4 の様になる。

fiber length(m)	pedestal channel	peak channel	peak interval
1.2m	520.3ch	190.5ch	329.8ch
1.7m	456.9ch	191.8ch	265.1ch
2.2m	421.9ch	191.0ch	230.9ch

表 5.4: 宇宙線測定の値

この結果を元に宇宙線のつき抜けに対して得られた光量を見積もりたい。そこでまずは、チャンネル数と photoelectron 数を対応させるために、この測定で使用した PMT と ADC モジュールの calibration を行なった。そのためにこの scintillator に β 線を当てて、そのスペクトルから、1photoelectron 数に対する peak 間隔を求めた。

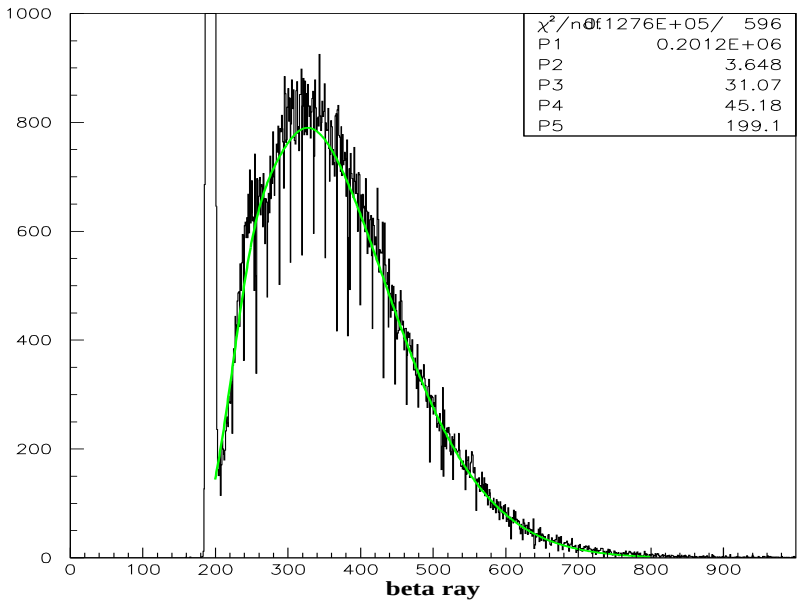


図 5.21: β 線の突き抜けに対するヒストグラム。P4 が peak interval である。

この結果から、この ADC モジュールは 1photoelectron がおよそ 45 チャンネルに相当することが分った。そこで先程の宇宙線測定の結果を photoelectron 数に換算すると、以下のようになる。

fiber length(m)	Np.e.
1.2m	7.30p.e
1.7m	5.87p.e.
2.2m	5.11p.e.

表 5.5: photoelectron 数

一方、3 章で述べた 1m-Module のビームテストの結果得られた光量は、deposit energy 1MeV に対しておよそ 17 ~ 21p.e. であった。この値は PMT 両読み時の値なので、単純に 2 で割ることで片読みの値に換算してやると、およそ 8.5 ~ 10.5p.e. になる。

ミューオンはほぼ光速で飛来してくるとして、そのとき plastic scintillaror に落す energy はおよそ 2[MeV/cm] である。この測定で用いた scintillator は厚さ 0.5cm なので、この測定ではミューオンが 1MeV の energy を scintillator に落とした信号を読み取っていることになる。またビームテストではビームの入射位置から片方の PMT までは fiber の長さがおよそ 1.2m ある。なので、この測定の fiber 1.2m のときの光量を単純にビームテストの値と比べることができる。

$$\text{1m-Module}: \sim 9\text{p.e.} \Longleftrightarrow \text{FDC scintillator}: 7.3\text{p.e.}$$

この FDC scintillator は山形に運搬するために、張ってあった fiber を一度はがしてもう一度山形で張り直したために、接着材を二度塗りしため scintillator の溝は汚く、このことを差し引けば、十分にビームテストと矛盾しない結果が得られていると言える。

第6章　まとめ

E391a 実験では、CP 対称性の破れを検証するために KEK PS 12GeV シンクロトロンを用いて $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の崩壊モードの分岐比を測定する。本論文では、この実験の background を veto するためのバレルカウンターの性能について評価してきた。それについて以下で簡単にまとめる。

- デザイン：plastic scintillator と鉛のサンドイッチカウンターで集光系には WLS fiber を用いる。
- 素材・道具
  - plastic scintillator：押し出し成形法で作られた MS 樹脂性の plastic scintillator。第一蛍光剤は PPO 1%、第二蛍光剤は popop 0.02%
  - 反射材：TiO_2 PET
  - WLS fiber：Kuraray 製及び BICRON 製のマルチクラッドの fiber
  - PMT：プリズム光電面の PMT

を採用した。そしてこれらを総合的に評価するために、プロトタイプカウンター (1m-Module) を製作しビームテストを行なった。その結果は E391a 実験が要求する、光子不感率 10^{-4} を達成できており、我々が検討してきた案で、γ -veto カウンターとして充分にその役割を果たせそうである。プロトタイプカウンターの制作の目的はさらに後 2 つあり、まず制作手順の洗い出しだが、今回に関しては制作段階での落度は見当たらなかったが、今後さらに巨大なものを制作するためには、これをヒントにもう少し効率良い手順を確立させたい。また、モジュールの強度的な問題は 1m-Module で強度テストを行なうことで、その問題点を絞ることができた。これがプロトタイプカウンターの制作の目的の 3 つめで、具体的にはガイド棒を何本かモジュール内に通さない限り、その重さで潰れてしまうということである。現在は強度テストの結果を元に、ガイド棒を何本にするかを検討中である。

次に、ビームテストの結果を受けて、性能を落さずにデザインを改良できなかいどうかを検討した。主にコストダウンが目的で、モンテカルロシミュレーションを行なった結果、サンドイッチの層数を 60 層まで減らしてもその中に鉛 2mm の層を 30 層組み入れることで、その性能を維持できることが可能であるとわかった。その案を採用することで、従来のデザインと比較すると、まず単純に plastic scintillator の枚数の減少に伴う材料費のダウンが見込まれ、さらに、最終的にバレルカウンター全体の容積が小さくなることから、バレルカウンターを覆う真空槽も小さくすることが可能になり、合わせて約 40%の製作費・材料費のダウンが見込まれる。

そして最後に、現在製作段階に入っている FDC について様々なテストを行なった。まず、その端面の加工法及び反射材の工夫から、獲得光電子数の約 50%アップが期待できることがわかった。次に実際本番で使用する plastic scintillator のテストを行うことで、不均一性が無いことを確認し、さらに獲得光電子数も 1m-Module のビームテストの結果と矛盾が無ことがわかったので、この結果、問題なく FDC の組み立てを進めていくことができる。

付 録A　1m-Moduleのビームテストのtrigger event

condition			momentum [GeV/c]							
trigger	slit	S5	0.4	0.5	0.8	1.0	1.2	1.5	1.6	2.0
electron	wide	off		27.1		39.2		16.1		1.6
	narrow	off	5.3	4.8	7.4	7.1	11.0			
positron	wide	off		2.8		26.3		11.6		
	narrow	off		7.9	9.9		3.4			
hadron(+)	wide	on				50.3		52.4		
		off				57.5		57.2		
	narrow	on		1.0	19.8		50.5		50.1	47.7
		off	22.1	50.3	50.6		51.3		49.0	57.1
hadron(−)	wide	on				49.5		49.3		
		off				51.8		55.5		
	narrow	on		0.8	14.0		56.9		20.6	42.6
		off	43.3	50.1	54.2		51.9		47.5	47.4

表 A.1: 入射角 0 度のときのイベント数 ($\times\ 10^3$)

condition			momentum [GeV/c]				
trigger	angle	S5	0.5	0.8	1.0	1.2	1.5
electron	30	off			9.2		
	45	off		13.7	15.3	9.8	6.7
	60	off			10.3		
	-45	off			7.9		
hadron(+)	30	on			15.6		
		off			63.9	57.5	
	45	off	26.4	51.2	50.7	53.5	50.7
	60	off			22.2		
	-45	off			52.0		
hadron(−)	30	on			7.1		
		off			50.5		
	45	on		5.2	12.9	18.3	30.9
		off	25.2	50.8	50.5	51.1	48.6
	60	on			22.0		
		off			20.4		
	-45	on			14.0		
		off			50.8		

表 A.2: 斜め入射のイベント数 ($\times\ 10^3$)。slit はすべて narrow

付 録B　Table

ここで、バレルカウンターに用いる道具や素材を、獲得光電子数について比較した結果を、本編では割愛したものも含めまとめてテーブルにして載せる。(本編と重複するものも有る。)

plastic scintillator

比較対称とした plastic scintillator は以下の通り。

製品名	成形法	母材	第一蛍光剤	第二蛍光剤
BC408	Casting 法	ポリビニルトルエン	–	–
SCSN81	押し出し法	ポリスチレン	–	–
オリジナル 1	押し出し法	ポリスチレン	PPO:1%	popop:0.02%
オリジナル 2	押し出し法	MS 樹脂	PPO:1%	popop:0.02%

i) 成形法及び蛍光剤の比較

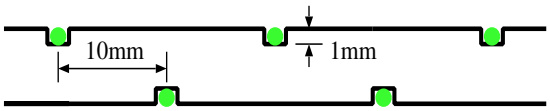
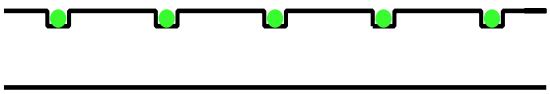
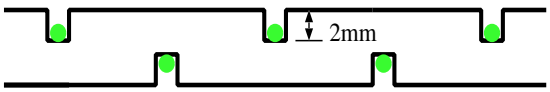
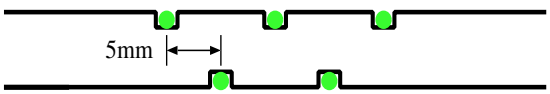
plastic scintillator	光電子数の相対比
BC408	1
オリジナル 1	0.80
オリジナル 1(表面研磨)	0.71
SCSN81	0.58

ii) 母材による違い

plastic scintillator	光電子数の相対比
BC408	1
オリジナル 2	0.63
オリジナル 1	0.80

iii) 溝

fiber を埋め込む scintillator の溝の配置や、深さの違いによる獲得光電子数の変化の測定。(使用した plastic scintillator は全て　オリジナル 2 ′ 。)

溝の配置及び形状	光電子数の相対比
	1
	0.86
	0.75
	1.04

iv) 接着剤

fiber と scintillator との接着剤による獲得光電子数の比較。

接着剤	光電子数の相対比
無し	1
シリコンオイル	2.01
シリコンコンパウンド	2.20
オプティカルセメント	2.36

紫外線硬化型接着剤の成分の違いによる獲得光電子数の比較。

接着剤の成分	光電子数の相対比
アクリル系	1
エポキシ系	0.71

WLS fiber

2 種類の fiber の獲得光電子数の比較。

fiber	光電子数の相対比
Bicron (BCF-91A)	1
Kuraray (Y11-M)	1.53

反射材

scintillator を覆う反射材による獲得光電子数、及び外的強度の比較。

反射材	光電子数の相対比	強度
ハイパーシート	1.05	弱
Membarance Filter	1.04	やや弱
タイベック	1.01	やや弱
テフロンテープ	1	弱
TiO_2 PET(E60L)	0.93	強
TiO_2 PET(E65)	0.87	強
ABS	0.82	強
PET G	0.81	強
アルミナイズドマイラー	0.79	強
白紙	0.74	強
アルミホイル	0.71	-
テドラー	0.64	強

PMT

i) 1 インチの PMT の比較
R5800MOD はプリズム光電面で green exteded。

光電子増倍管	光電子数の相対比
標準 (R5800)	1
改良 No.1 (R5800MOD)	1.39
改良 No.2 (R5800MOD)	1.49

ii) 2 インチの PMT の比較
改良点はプリズム光電面、green exteded、鏡面状研磨。(標準 3 本の獲得光電子数の平均を 1 としている。)

PMT	光電子数の相対比
標準 No.1 (R329P)	0.81
標準 No.2 (R329P)	1.01
標準 No.3 (R329P)	1.12
改良 No.1 (R329EGPX)	1.79
改良 No.2 (R329EGPX)	1.78
改良 No.3 (R329EGPX)	1.87

FDC 端面反射材

i) sample scintillator(10cm × 5cm × 0.5cm) での測定
(setup:本編 P66 参照)

反射材	獲得光量の相対比
反射材無し	1
発砲スチロールに刺す	1.24
アルミ板	1.04
アルミナイズドマイラー	1.27
アルミホイルで巻く	1.05
テフロンテープで巻く	1.20
黒紙で巻く	1.11
白紙で巻く	1.15

ii) 実機での測定
(setup:本編 P74 参照)

反射材	獲得光量の比
反射材無し	1
アルミナイスドマイラー	1.38
テフロンテープで巻く	1.09
PET	1.21
シルバー塗料	1.13

謝辞

これまで 3 年間、色々な形で大変多くの方々のお世話になりました。この場を借りて感謝の言葉を伸べたいと思います。

加藤静吾先生、清水肇先生には、物理の基礎から加速器実験に至るまで、ゼミ等を通じて大変多くのことを教えて頂きました。また吉田浩司先生、田島靖久先生には、日頃から実験に付き添ってくださり様々な助言を頂きました。本当にありがとうございました。

M2 の伊藤祐輔君、藤野屋大樹君、飯嶋晶子さん、感謝とともにお互いお疲れ様でした。M1 の山本正和君、板谷道隆君、針生智夫君には KEK での実験で、睡眠時間を削りながらも大変協力して頂きました。手際の悪い私に最期まで付き合って頂きとても感謝しております。特に山本君、板谷君には、本論文の執筆に際しても多くのことを引用させてもらい、頭が上がりません。森谷昌輝君には初心者として PC に関して様々な知識を頂きました。また、卒業された方も含め、他多くの方々の御協力あっての論文だと思っております。ありがとうございました。

最期に KEK の稲垣隆雄氏を始め、スタッフの皆様、現場での御指導御協力とても感謝しております。また研究室の先生方も含め、このような大きな実験に参加させて頂く機会を与えてくださり、本当にありがとうございました。とても良い経験になりました。

改めてまして皆様方にお礼を申し上げます。本当にありがとうございました。

関連図書

[1] 真木 昌弘. 高エネルギー物理学実験. 丸善 .

[2] 小林 誠 . 消えた反物質 . 講談社 .

[3] S.Ajimura *etal*, Nucl. Instr. and Meth. A

[4] Nicholas Tsoulfanidis . 阪井 英次 訳 . 放射線計測の理論と演習上下巻 .

[5] Yu.Kudenko and O.Mineev, Extruded grooved scintillator with WLS fiber readout

[6] T.Inami and C.S.Lim, Prog. Theor. Phys.

[7] R.C.Fernow, Introduction to experiment particle physics

[8] T.Inagaki *etal*, KEK Internal 96-13 Proposal of an Experiment at the KEK 12GeV Proton Shynchrotron Measurement of the $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$