K 粒子稀崩壊実験の veto 用カウンターの試作と性能評価

山形大学 クォーク核物性研究グループ 修士 2 年
三浦 明夫

2001 年 3 月 29 日

目 次

第1章　序論

1.1　KEK-PS E391a 実験

現在、筑波の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において、12GeV 陽子シンクロトロンを用いた「$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ の分岐比測定 (KEK-PS E391A)」が計画され、2002 年実験開始の予定で準備が進められている。この章では、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 探索の意義と、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 探索を目指す E391a 実験の概要について述べる。

1.1.1　$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 探索の意義

$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊は、直接的な CP 不変性の破れを伴い、クォークの世代は変化するが電荷は変化しない中性カレント現象である。そのため標準理論における一次の電弱相互作用は禁止され、これは GIM 機構 (Glashow-Iliopoulos-Maiani 機構)[1] により説明される。このため高次の弱い相互作用で、図 1.1 のような Feynman Diagram を通して起こる。

また $K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比 B は以下の式で表せる。

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) = 6\kappa_1 (Im(V_{td}V_{ts}^*))^2 X^2(x_t) \tag{1.1}$$

ここで、V_{ij} は CKM 行列 (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 行列) [2, 3] 要素であり、

$$\kappa_1 = \frac{\tau(K_L)}{\tau(K^+)} B(K^+ \to \pi^0 e^+ \nu_e) \frac{\alpha^2}{V_{us}^2 4\pi^2 sin^4\theta_W} \simeq 1.22 \times 10^{-4} \tag{1.2}$$

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

$$X(x_t) = \frac{x_t}{8}\left(\frac{x_t+2}{x_t-1} + \frac{3x_t-6}{(x_t-1)^2}\ln x_t\right) \tag{1.3}$$

と表される [4]。CKM 行列の Wolfenstein parameterization[5] は以下の通りである。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} 1-\lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

この式を用いて分岐比を表すと、

$$B(K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}) = 1.94 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 X^2(x_t) \simeq 8.2 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 x_t^{1.18} (m_t \sim 150GeV/c^2) \tag{1.5}$$

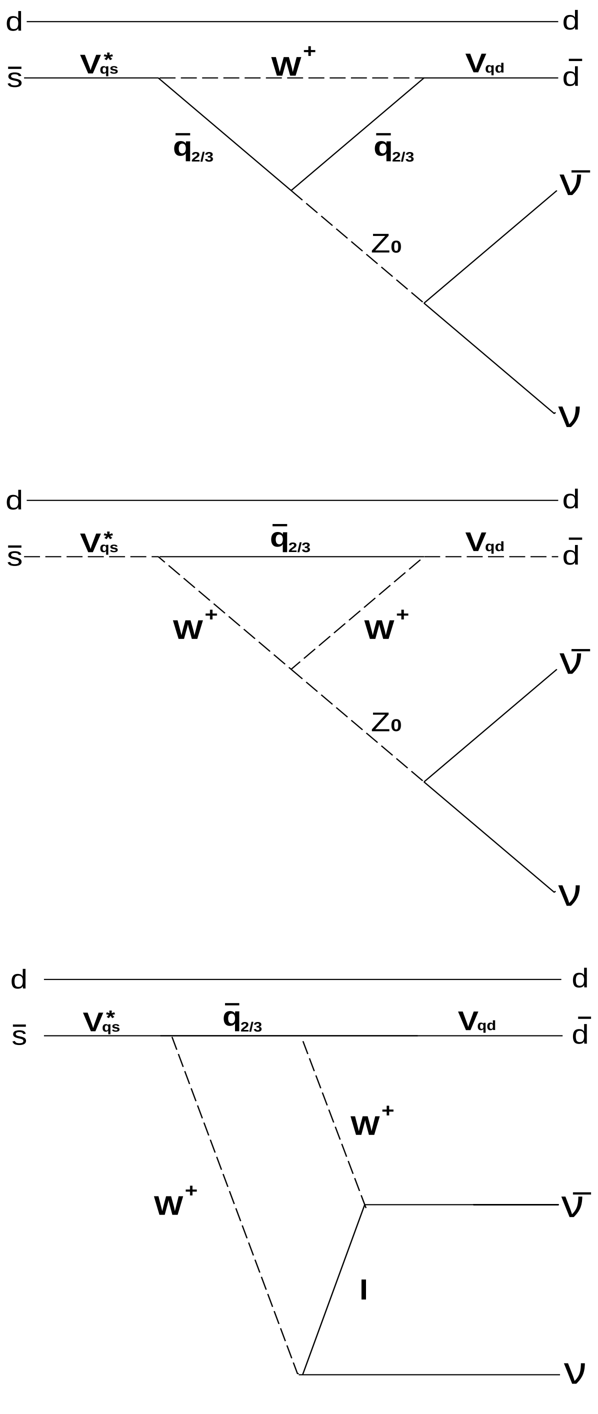


図 1.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に寄与するクォークレベルでのファインマン図。電荷$+1/3$ の $\bar{s}$ クォークが同じ電荷の $\bar{d}$ に変化する中性カレント過程で、中間状態に電荷-$2/3$ の $\bar{u}$、$\bar{c}$、$\bar{t}$ クォークを経由する電荷が変化する高次過程により生成される。

となる。ただし、$A \sim 1$、$\lambda \sim 0.2$ である。したがって $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 探索実験でその分岐比を測定することにより、CP の破れの程度を示すパラメーター η を求めることができる。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊の分岐比の標準理論による推定値は 3×10^{-11} である [6, 7]。現在の実験による上限値は 5.9×10^{-7} であり [8]、E391a 実験では標準理論で予想される分岐比を目指している。

1.1.2　E391a 実験の概要

E391a 実験では、KEK の PS で 12GeV に加速された陽子を銅の Target に衝突させ、そこで生成された二次粒子を陽子ビームに対して 4 度の角で、2000 年 3 月に新たに建設された K_0 ビームラインから取り出す。K_0 ビームラインは 10m の長さからなり、主にタングステンからなる 5 段階のコリメーター部 6m と、荷電粒子を取り除くために設置された 2 つの双極電磁石からなる。コリメーターを通して取り出されるビームは円錐状になり、その頂角の半分は 2mm radian にコリメイトされる。このようにして取り出された K_L^0 はおよそ 2GeV/c の運動量をもち、図 1.2 に示す Detector 内部に導かれる。Detector は円筒形の崩壊領域を覆う Barrel 部と、ビームが通る穴をもつビーム下流部にある End-cap 部からなる。End-cap 部には無機結晶シンチレーター (CsI 及び CeF_3 Crystal) を並べる。$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ 崩壊で出来た π_0 は、ビームライン上ですぐさま 2γ に崩壊し、この 2γ を End-cap 部の結晶で精度良くエネルギーと位置を測定する。2γ を reconstruct し 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。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。

1.1.3　Backgraound

上のような測定では、力学的な物理量の制限だけで $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の識別には不十分なので、K_L^0 の他の崩壊モードの排除が重要になる。K_L^0 の崩壊は $K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ と $K_L^0 \to \gamma\gamma$ を除くと、崩壊後の粒子は少なくとも 2 個の荷電粒子かあるいは 4 個以上の γ となる。これらの崩壊は 2γ 以外の粒子を VETO することで取り除くことができ、そのイベントの不感率は一個の粒子検出の不感率のせいぜい 2 乗となる。荷電粒子に対する不感率よりも γ に対する不感率のほうが大きいので、分岐比が比較的大きい $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ $(B = (9.14 \pm 0.34) \times 10^{-4})$ 崩壊では付加的な γ は二つとなり、様々な K_L^0 の崩壊のなかで主要な Background 源となる。10^{-11} レベルで $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊からの Background を減らすためには、一つの γ に対する検出不感率は 10^{-4} 以下が要求される [9]。この要求は 100MeV 以上の高エネルギーの γ に対して達成されると予想されるが [10]、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。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、$P_T > 120\text{MeV}$ という要求で低エネルギー γ の検出ミスに起因する大きな Background を減らすことが出来る。また $K_L^0 \to \gamma\gamma$ 崩壊も、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に、2γ を reconstruct して $P_T > 120\text{MeV}$ という要求で区別することができる。

また $\pi_0\pi_0\pi_0$ への崩壊で、異なる π^0 からの γ をペアに組むことで間違った崩壊位置を示す可能性がある。このためにビーム上流部を覆うもう一つの Detector を設置していて、これを Main Decay Chamber(MDC) に対して、Front Decay Chamber(FDC) と呼ぶ。こうすることで Detector の外で崩壊した K_L^0 からの Background を減らすことができる。

以下に、Background を除くために必要な detector の性能を以下に示す。

(I)．End-cap 部のエネルギー分解能は $\frac{\Delta E}{E} = \left(\frac{0.004}{\sqrt{E[GeV]}} + 0.005\right)$、位置分解能は $\frac{2.5}{\sqrt{E[GeV]}}$mm を達成しなければならない。

(II)．Barrel 部の γ に対する不感率は 10^{-4} に抑えなければならない。

1.2 研究の目的

本論文の目的は、E391a 実験の Detector で Barrel 部に使われる γ-VETO 用のサンドウィッチ型カウンターの性能評価である。E391a 実験で必要とされるカウンターは非常に大型で、ビーム上流部に設置される Front Decay Chamber(FDC) で長さが 3m、メインの崩壊領域を覆う Main Decay Chamber(MDC) で長さが 5.5m に達する。

高エネルギーの γ を検出するには、電磁シャワーを起こさせるために密度の高い物質を使い、シャワーによって生じた電子と陽電子を検出する。このタイプの測定器は 2 種類あって、一つは NaI 結晶や鉛ガラス等を用いて、シャワーによって生じた電子や陽電子による蛍光あるいはチェレンコフ光を観測するもの。もう一つはシャワーを起こさせるために密度の高い物質 (鉛、タングステン等) の板とシャワー電子を測定するプラスチックシンチレーター等の測定器を交互に積層したサンドウィッチ型カウンターである。前者は後者に比べて γ の感度はいいが、Barrel 部を覆うには多くの Crystal が必要になり、非常に莫大な費用がかかり現実的ではない。そこで E391a 実験における Barrel 部のカウンターには、鉛とプラスチックシンチレーターからなるサンドウィッチ型のカウンターが採用された。測定器がプラスチックシンチレーターなので、応答が早く、取り扱いが容易ではあるが、位置精度が悪いといった短所がある。

また E391a 実験で用いられる γ-VETO 用のカウンターは 5.5m もの長さに達するので、プラスチックシンチレーターも従来の成形方法である Casting 法での製造は難しく、そのため長い形状の成形に適した押し出し法によって製造されたプラスチックシンチレーターを用いる。押し出し成形法によるシンチレーターは高温で成形されるために、中に混入させる Wavelength Shifter が劣化し Casting 方に比べ発光量が少なくなってしまう。またポリマーは高温で溶かされるとプラスチック全体の透明度を下げ、結果 Attenuation Length が短くなるといった問題がある。また γ-VETO 用カウンターは自身の重さに耐えるべく、強度の増した MS 樹脂製のプラスチックシンチレーターを用いる。MS 樹脂製のプラスチックシンチレーターは、後で述べるが一般的なポリスチレン製のシンチレーターに比べて、発光量が少ないといった短所がある。

こうした光量の減衰、及び発光量の減少という問題を打破するために、WaveLength Shifter Fiber (W.L.S.F) による集光系が採用された。W.L.S. fiber の減衰長は 3m を越える。5.5m の長さからなる

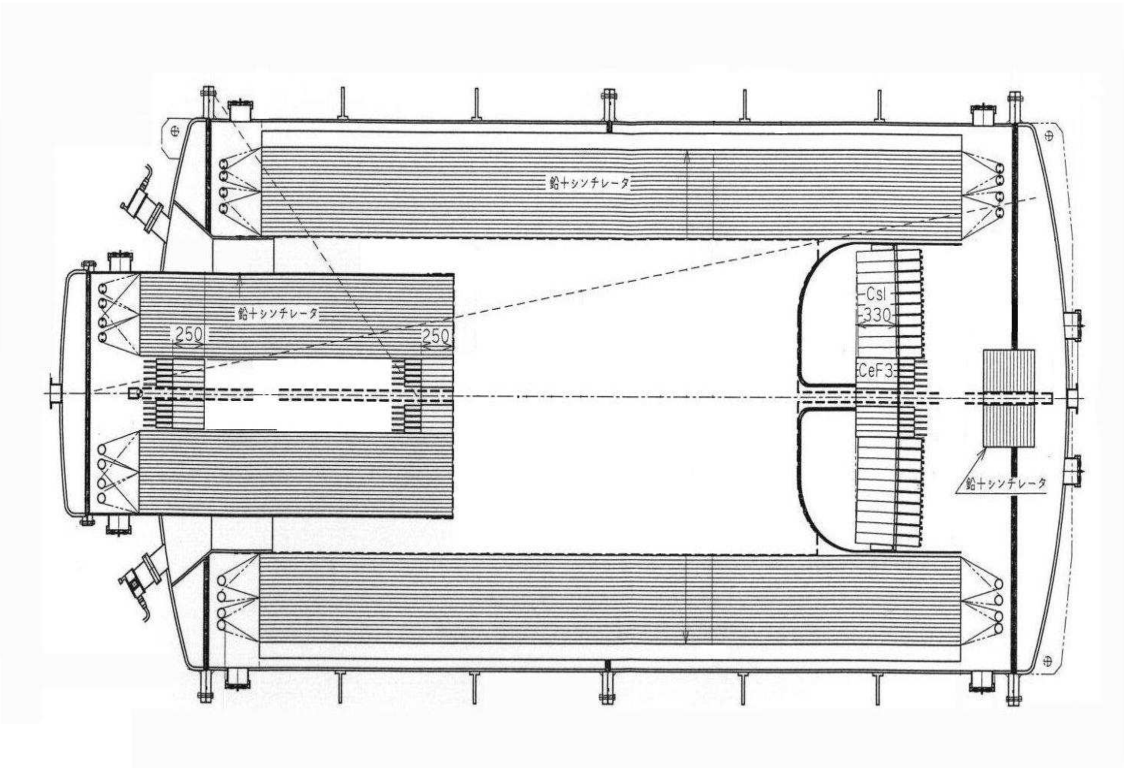


図 1.2: Detector のセットアップ図

カウンターの中心部での発光したシンチレーション光が、カウンターの端まで到達するのに、シンチレーターの減衰長を 170cm とすると、その場合の減衰は $\exp\left(-\frac{275}{170}\right) \sim 0.20$ 倍であるが、W.L.S.fiber の場合減衰は $\exp\left(-\frac{275}{300}\right) \sim 0.40$ 倍となる。押し出し成形と MS 樹脂製であることを考えると、シンチレーターの減衰は更に大きくなることが予想され W.L.S. fiber の果たす役割は大きい。また fiber で読み出す事によって必要とされる光電子増倍管の数もシンチレーターへ直接接着するよりも少なくてすむ。

こうしたシンチレーターと集光系によるカウンターが、E391a 実験で要求する性能を満たしているのかを調べるために以下のことを行なった。まず線源を用いた Bench Test で、シンチレータの材質及び添加物の配合、シンチレーターへの fiber の配置とその接着剤、W.L.S. fiber の種類等、様々な条件で光量の比較を行い最適な組合わせを探った。またモンテカルロシミュレーションを使い γ に対する不感率を求め、設計の話として、層構造の組合わせによる不感率の向上を目指した。そして本実験で用いられるカウンターと同じ構造となる、鉛 1mm 厚とプラスチックシンチレーター 5mm 厚を一層とする全 86 層のカウンターを、1m の長さの試作カウンターとして製作し、試作カウンターによるビームテストを行なった。これらの結果から E391a 実験で Barrel 部に用いられる γ-VETO 用サンドウィッチカウンターが現状の状態で十分に使用可能であるかについて述べる。

第2章　γ-VETOカウンター

この章ではE391a実験で使われるγ-VETO用サンドウィッチ型カウンターの概要と要求される性能についてまず述べ、続いてカウンターに使われている物を選択するに至った経緯とこれまで行なってきた様々な光量比較の実験についてまとめる。

2.1　γ-VETOカウンターの概要と要求される性能

2.1.1　要求される性能

E391a実験で用いられるγ-VETO用カウンターは、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$のbackgroundとなる崩壊である

- $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$(分岐比 9.14×10^{-4})
- $K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$(分岐比 2.112×10^{-1})

等からのγをVETOするための検出器である。入射するγのエネルギーは20〜1000MeVの広範囲にわたる。この検出器に求められることは、γのエネルギーを測定することよりもむしろ高い検出効率でγを検出することにある。前にも述べたように、$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$崩壊を分岐比$10^{-11}$のレベルで測定するには、検出器の$\gamma$の不感率を$10^{-4}$程度に抑えなければならない。しかし20MeV程度の低エネルギーのγの不感率を10^{-4}程度に抑えることは非常に難しく、また測定された2γのP_Tに制限を加えることにより、たとえ低エネルギーγを検出できなくとも、ある程度$K_L^0 \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$と$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$の識別が出来ることから、低エネルギーの$\gamma$に対しては目標とする不感率を$10^{-2}$に設定する[9]。

不感率の要因

E391a実験でBarrel部に用いられるγ-VETO用のカウンターは、その大きさから鉛とプラスチックシンチレーターからなる積層型のサンドウィッチカウンターとなった。ここでは積層型カウンターにおけるγの不感率の原因について述べる。

(I) . punch through。入射γ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。

(II) . sampling effect。入射粒子のエネルギーをすべて鉛に落とし、プラスチックシンチレーターへの吸収エネルギーが無いあるいは極めて小さい場合。

(III)．光核反応。γ がカウンターをなす物質の核子との光核反応により吸収される場合。

上の二つに起因する不感率はモンテカルロシミュレーションにより計算でき、後の章で述べる。最後の要因について本論文では追求していない。

不感率と光電子数

ここでは後の議論のために光電子増倍管で得られた光電子数からそのイベントの不感率を求め、E391a 実験で要求される不感率と比較する。

光電子数 N が小さい時、その分布はポアソン分布に従い光電子数が N である事象が起きる確率 R(N) は以下の式に従う。

$$R(N) = \frac{e^{-\bar{N}}\bar{N}^N}{N!} \tag{2.1}$$

ここで $\bar{N}$ は平均値である。光電子増倍管での Dark Current による Over VETO を避けようと思えば、平均光電子数 1photo-electron(p.e.) よりも上に Threshold を置く必要があり、その場合不感率の対象は N=0、1 のイベントとなり、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。

$$R(0) + R(1) = e^{-\bar{N}}(1 - \bar{N}) \tag{2.2}$$

下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 実験で要求される不感率 10^{-4} を目安にすると、カウンターには最低 10p.e. は必要であることがわかる。

$\bar{N}$	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 2.1: 平均光電子数 $\bar{N}$ とその場合の不感率

2.2　E391a 実験で用いる γ-VETO 用カウンターの特徴

ここでは現在の Barrel 部の形状に至った経緯についてまず述べ、さらにカウンターに用いられるプラスチックシンチレーターや W.L.S. fiber 等について、実験結果を踏まえて詳しく述べる。

2.2.1　カウンターのデザイン

前にも述べたように E391a 実験では barrel 部に、$K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$、$\pi^0\pi^0\pi^0$ 等の Background となるイベントから生じる γ を VETO するためのカウンターが必要とされる。その大きな容積を覆うためには、コスト的な面から Crystal では現実的に難しく、比較的安価な鉛とプラスチックシンチレーターからなるサンドウィッチ型カウンターが採用された。

カウンターの形状には二つの形状が考えられた。まず一つは、射出成形によるプラスチックシンチレーターを用いたものである。鉛とプラスチックシンチレーターの一つのブロックは扇形の形状で、ブロックを組合わせることで円筒形をなす。また鉛とプラスチックはビーム方向に積層されるが、平板の鉛とプラスチックによる積層では、Detector 中心部からの γ がプラスチックだけを突き抜ける可能性があり、それを防ぐために鉛とプラスチックは円筒形の半径方向に曲げられている。つまり円筒形の中心から見ると必ず鉛とプラスチックを通る。こういった複雑な形状のプラスチックを成形するのに、射出成形は向いていて安価で大量に製造できる。ただしこの形状ではプラスチックシンチレーターでの発光を捕らえるための光電子増倍管は、円筒形の外側に配置されることになるが、その際必要とされる光電子増倍管の数はおよそ 3000 個にもおよぶ。

光電子増倍管を減らし更に低いコストで実現出来るのが、押し出し成形による長い平板のプラスチックを用いた形状で全体は第一章の図 1.2 である。この形状では Main Decay Chamber(MDC) を円筒形を方位方向に 32 のブロックに、小さい Front Decay Chamber(FDC) を 16 のブロックに分ける。それぞれ Chamber の円筒の軸をビーム軸に揃え、MDC の中に一部 FDC が重なっている。鉛とプラスチックシンチレーターは円筒形の半径方向に積層される。一般的なプラスチックの成形には Casting 法が用いられるが、4m 以上の平板を作るのは非常に難しく、そのため押し出し成形によるプラスチックシンチレーターを用いる。前にも述べたように押し出し成形によるプラスチックシンチレーターは、Casting 法によるものに比べて発光量が少なく、減衰長が短い。そこで WaveLength Shifter Fiber(W.L.S.fiber) による光の読み出しが採用された。シンチレーターに fiber を埋める溝を作り、透明度の高い接着剤により接着する。この方法を採用することで、シンチレーターの長さにおける限界が長くなり、W.L.S.fiber によって長い減衰長が得られ、光電子増倍管の総数がおよそ 300 に抑えられる。

以下でシンチレーターや fiber を決定した要因と、また獲得光電子数の比較実験の概要とその結果についてまとめる。

2.2.2　獲得光電子数の比較実験の概要とその見積もり

ここでは、シンチレーターや fiber などを決める根拠となる獲得光電子数の比較実験について概要を述べ、続いて獲得光電子数の見積もりについて述べる。

実験の概要

図 2.1 は獲得光電子数を比較するために行なった実験の基本的なセットアップとロジックの図である。β 線源である ^{106}Ru を用い、5cm 厚の鉛ブロックにより 7.5mm 径に collimate する。測定す

るプラスチックシンチレーターは fiber の溝加工をするために強度等の問題から本実験と同じ 5mm 厚で、Bench test 用のシンチレーターとして 10cm×5cm の大きさの物を用いた。

この実験は collimate された電子が測定するプラスチックシンチレーターを突き抜け、更に上にある trigger カウンターに到達したものをイベントとして測定する。β が突き抜けることによってプラスチックシンチレーターは発光し、その光を W.L.S. fiber を通して光電子増倍管に導き、その際得られた獲得光電子数を見積もり、様々な条件の下比較する。

^{106}Ru の β 崩壊による β 線のエネルギーは 39.40keV と非常に小さく、プラスチックシンチレーターを突き抜けることはなく、^{106}Ru の娘核にあたる ^{106}Rh の β 崩壊による β 線を用いることになる。^{106}Rh の β 線のエネルギーは、およそ 3.5MeV の最大エネルギーを持つ。

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。

- 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

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は原子と原子核の大きさを比べれば、電子及び原子核とのクーロン相互作用に比べて重要度が低いと考えられる。

物質に入射する荷電粒子が電子の場合、電子の電離 · 励起によるエネルギー損失 $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{ion}$ と制動放射によるエネルギー損失 $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{Brems}$ の比 R は、

$$R = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{Brems} / \left(\frac{dE}{dX}\right)_{ion} \sim \frac{ZE}{589MeV} \tag{2.3}$$

で与えられる。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。プラスチックシンチレーターに入射する電子のエネルギーは、最大 3.5MeV のエネルギーで、プラスチックの母材となるポリスチレンの実効原子番号 $Z_{\text{実効}}$ は、$Z_{\text{実効}} = \sum_{i=1}^{2} w_i Z_i = 5.6$ となる。すると R は 3%以下となり、電子の電離 · 励起によるエネルギー損失が主であることがわかる。電子の電離 · 励起による阻止能は以下の式で与えられる [11]。

$$\frac{dE}{dx}(MeV/m) = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln\left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I}\right) + \frac{1}{2\gamma^2}\left[\frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2 + 2\gamma - 1)\ln 2\right]\right\} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned}
r_0 &= e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-15}\mathrm{m} = \text{古典電子半径} \\
mc^2 &= \text{電子の静止質量エネルギー} = 0.511\mathrm{MeV} \\
\mathrm{N} &= \text{粒子が通る物質中の } 1m^3 \text{ 当たりの原子の個数} \\
\mathrm{Z} &= \text{物質の原子番号} \\
\beta &= v/c\text{、}\gamma = (T + mc^2)/mc^2 = 1\sqrt{1-\beta^2}\text{、}c = 3 \times 10^8 m/s \\
\mathrm{I} &= \text{物質の平均励起ポテンシャル}
\end{aligned}$$

最大エネルギー E_{max}=3.541MeV の連続エネルギースペクトルを持つ β 線の場合、その平均エネルギーは一般に $\bar{E}_\beta = E_{max}/3$ を用いる [11]。空気中でのエネルギー損失は少ないと考えられるので、$\bar{E}_\beta \sim 1.1$MeV であると考える。シンチレーターに 1.1MeV の γ 線が入射したとすると、シンチレーターの母材であるポリスチレンの構成元素は水素と炭素であり、その重量比は 0.923:0.077 なので、シンチレーターを炭素と見なすことができる。炭素は Z=6、A=12.011、I=78eV であり、またポリスチレンの密度は $\rho = 1.056 \times 10^3 (kg/m^3)$ であるので、$N = \rho\frac{6.022\times10^{23}}{A} = 5.295 \times 10^{25} atoms/m^3$ である。プラスチックの厚さは電子の飛程に比べて大きいので、エネルギー損失を次の方法で計算機により計算するる。

$$\Delta E = \sum_{i=1}^{500} \left(\frac{dE}{dx}\right)_i \Delta x_i \qquad (\Delta x_i = 0.01mm) \tag{2.5}$$

その結果 ΔE(T=1.1MeV)=0.93MeV が得られる。さらに ΔE(T=2.0MeV)=0.86MeV、ΔE(T=3.0MeV)=0.89MeV、ΔE(T=3.5MeV)=0.90MeV が得られ、シンチレーターでのエネルギー損失は約 0.9MeV であると言える。つまり ^{106}Ru を用いたこの実験では、5mm のプラスチックシンチレーターに $\sim$0.9MeV の Energy deposit があるといえる。

獲得光電子数の見積もり (光量が小さい場合)

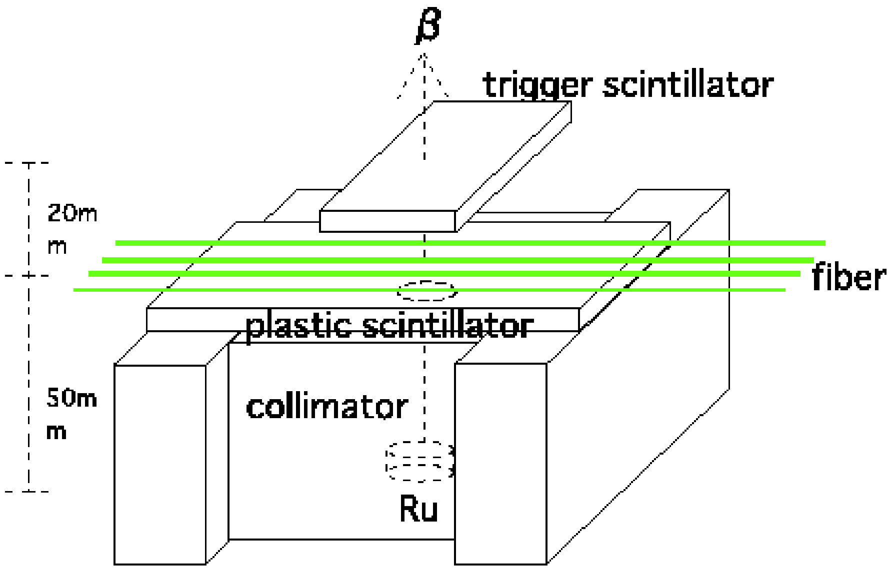
ここでは、得られた光電子増倍管の出力からいかにして獲得光電子を見積もるかを述べる。

電子がシンチレーターに入射すると、シンチレーター内では電子のエネルギー損失がおよそ 100eV 毎に 1 つの光子を放出するが、この変換効率はおよそ 2%程度である [12]。また 3.5MeV のエネルギーを持つ電子が、5mm 厚のシンチレーターを突き抜ける際のエネルギー損失はおよそ 0.9MeV である。したがって一つの電子がシンチレーターを突き抜けると、約 9000 個の光子が放出される。9000 もの光子のうち fiber を通って光電子増陪管の光電面に到達し、光電面で光電子に変換される数は数十個であると予想される。すなわち発光した光子のうち光電子として測定されるものは $\sim$10%程度である。

したがって、付与されたエネルギーが結果光電子に変換される確率は 0.2%となり、1 に比べて極めて小さい。母集団が多く、現象の起こる確率が小さいので、観測される光電子の数はポアソン分布の統計に従う。ポアソン分布の統計に従うことから、その分布の特徴を使い平均光電子数 N を見積もることが可能である。以下でその方法について述べる。

平均光電子数 N が小さい時はポアソン分布の N=1.2.3... の各ピークがガウス分布になる。それぞれのピークの標準偏差を $\sqrt{N}\sigma$ (σ は N=1 のピークの標準偏差) として、次の関数へ fitting した。

$$R(x) = A \sum_{N=1}^{N_{max}} \frac{\exp^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{N!} \frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x-pN-q)^2}{2N\sigma^2}\right\} \tag{2.6}$$



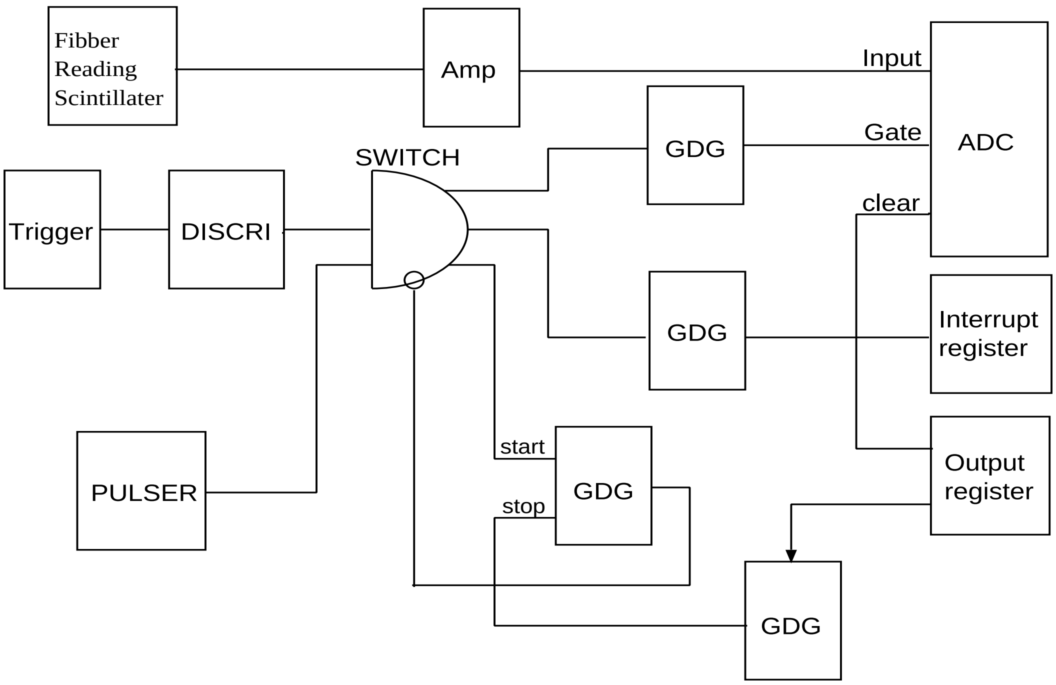


図 2.1: セットアップ図とロジック図

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

A,$\bar{N}$,σ,p,q をパラメーター p1,p2,p3,p4,p5 とし、N_{max}=10 で fitting した結果が図 2.2 である。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。

獲得光電子数の見積もり (光量が大きい場合)

獲得光電子数が大きい場合、上のような見積もりが出来ないので、次のような手順で平均獲得光電子数を見積もった。

まず実験で用いる光電子増倍管の Gain カーブを得るために、1photo-electron(p.e.) のピークが見えるように調節した光量を、光電子増倍管に入れる。これを行なうためには光電子増倍管が photon counting 用でなくてはならない。得られたヒストグラムから上で述べた fitting 関数を用いて、1p.e. のピーク間隔を得る。

光電子増倍管に印加する電圧を適宜変えていき、印加電圧に対する 1p.e. のピーク間隔を求める。あらかじめ ADC の calibration を行なっておき、入力電荷に対する ADC channel の関係を得ておけば、1p.e. のピーク間隔に対する電荷量が見積もれる。つまり 1p.e. が光電子増倍管によって増幅された電荷量が見積もれ、その増幅後の電荷量を 1p.e. の電荷量 $1.6 \times 10^{-19}[C]$ で割ることによって、光電子増倍管の Gain を見積もることができる。図 2.3 は R329-zk0258 における Gain カーブである。光電子増倍管の Gain と電圧には一般に次のような関係がある [11]。

$$Gain = CV^{an} \tag{2.7}$$

ここで V は印加電圧、n は光電子増倍管のダイノードの段数、C,a は定数である。測定されたデータをこの関数で fitting することによって、任意の印加電圧に対する光電子増倍管の Gain を求めることが出来る。

この結果、N が大きい場合のヒストグラムのピークから重心を求め、求めた重心とペデスタル間の channel 数から得られた電荷量が見積もることが出来て、印可した電圧での Gain と 1p.e. の電荷量 $1.6 \times 10^{-19}[C]$ で割ることによって、獲得平均光電子数を見積もる。

こうして求められた平均光電子数がどれだけ正確であるかを言うことは難しいが、ある物 (例えば fiber や反射材の違い) を比較する際には相対的な光量の比較が出来る。

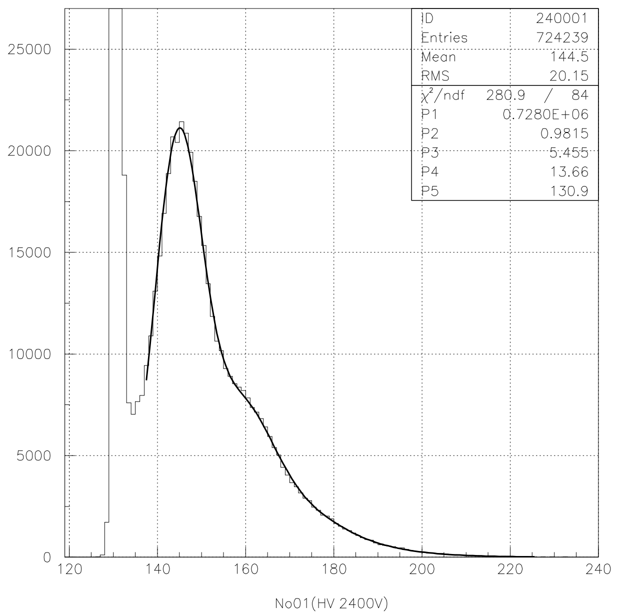


図 2.2: fitting の結果。平均獲得光電子数が 0.98 個で、1p.e. のピーク間隔は 13.66ch となる。

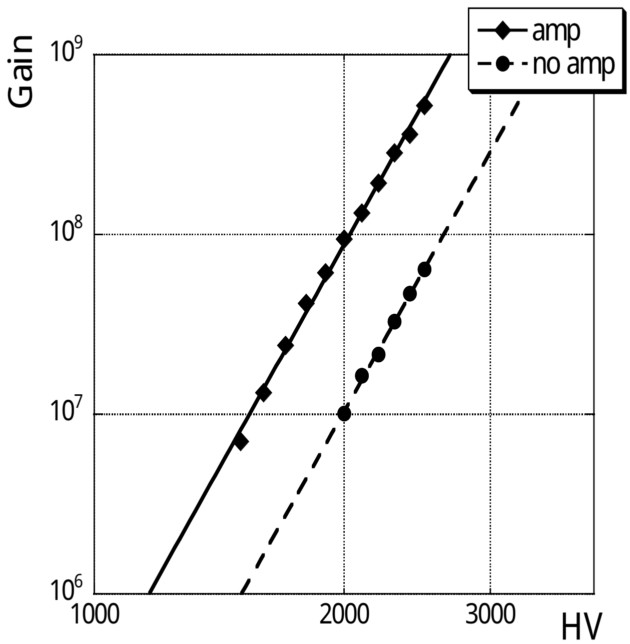


図 2.3: R329-zk0258 の Gain カーブ

2.2.3　押し出し成形による MS 樹脂製シンチレーター

以下ではこれまで述べてきた実験方法を基本として各組合わせにおける光量の見積もりを行い、それぞれ候補に挙げられた物の比較から、より最善なものを探る。ここではプラスチックシンチレータについて比較したことについてまとめる。

成形法及び蛍光剤の比較

まず始めに押し出し成形によるシンチレーターの蛍光剤の成分を変えて、獲得平均光電子数の比較を行なった。また Casting 法によるシンチレーターとして、BICRON 製の BC408 の測定も行なった。

押し出し法によるシンチレーターの蛍光成分としては、

- 第一蛍光剤:PPO 1%、第二蛍光剤:popop 0.02%
- Kuraray 製品のシンチレーションファイバーの成分によるシンチレーター (SCSN-81、第一・第二蛍光剤は不明)

蛍光剤による違いだけを見るために、シンチレーターの形状は 50mm×98mm×5mm に揃え、fiber は Kuraray 製 Y11-M を用いた。シンチレーターと fiber の接着には、応用光研製のシリコンコンパウンド OKEN6262A を用いた。シリコンコンパウンドの屈折率は 1.453 で、fiber の屈折率が 1.452、シンチレータの屈折率が 1.58 であるので、光の反射を起こしにくくする効果が期待できる。シンチレーターはアルミ箔 (0.015mm) で包み、測定した光電子増倍管は H1161 である。

プラスチックシンチレーター	獲得平均光電子数の相対比
BC408(Casting 法)	1
PPO:1%,popop:0.02%(押し出し法)	0.80
PPO:1%,popop:0.02%(押し出し法、表面研磨)	0.71
SCSN81(押し出し法)	0.58

表 2.2: 押し出し成形とその蛍光剤の比較

表 2.2.3 より蛍光剤は SCSN81 の物よりも PPO:1%,popop:0.02%の組合わせの方が光量が多いことがわかる。また PPO:1%,popop:0.02%の場合で、シンチレーターの表面を研磨したものよりも研磨していない物の方が光量が多いということがわかる。これはシンチレーター表面の浅い傷がシンチレーション光を散乱し、fiber へ入る光が増えるためであると考えられる。

また BC408 との比較であるが、BC408 の母材はポリビニルトルエンであり、押し出し成形によるシンチレーターの母材はポリスチレンである。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[1] この光量の差は成形法の違いよりも、むしろシンチレーターの母材によるものであると考えられる。

[1]BNL E926 では押し出し成形によるシンチレーター (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。[13]

MS 樹脂製シンチレーター

続いてシンチレーターの強度が問題となった。γ-VETO 用のカウンターは鉛とプラスチックシンチレーターからなるカウンターであり、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。そこでより強度の強い MS 樹脂製のプラスチックシンチレーターが提案され、獲得光量の比較実験を行なった。方法は上で用いた BC408(50mm$\times$98mm$\times$5mm) と同じ大きさの MS 樹脂製のシンチレーターを用意し、蛍光剤は上と同じ PPO:1%,popop:0.02%の配合である。fiber はシンチレーターの片側に 10mm 間隔で 5 本接着し、接着剤に Optical Cement として Bicron 製の BC600(屈折率 1.56) で接着した。またシンチレーターはテフロンテープを二重に巻き、光電子増倍管には R329EX-G を用いた。

シンチレーター	獲得平均光電子数の相対比
BC408(Casting 法)	1
MS 樹脂 (押し出し法)	0.63

表 2.3: MS 樹脂製シンチレーターの光量比較

この結果と前の結果からポリエチレンを母材とするシンチレーターに比べて MS 樹脂製のシンチレーターの光量は、およそ 0.79 倍であることがわかる。

シンチレーターの溝の配置

fiber を通す溝の位置によって光量がどの程度変化するのかを調べた。シンチレーターは MS 樹脂製のシンチレーターを用いて、次のような溝の配置のシンチレーターを用意した。

- 片側の面だけに 10mm 間隔 (fiber 計 5 本)
- 両側の面に 10mm 間隔 (fiber 計 5 本)
- 片側の面だけに 5mm 間隔 (fiber 計 9 本)
- 両側の面に 5mm 間隔 (fiber 計 9 本)

各シンチレーターは 50mm$\times$98mm$\times$5mm の大きさで、fiber は Kuraray 製 Y11-M を用い、シンチレーターと fiber の接着には、応用光研製のシリコンコンパウンド OKEN6262A を用いた。光電子増倍管は H1161 を用いた。以下に獲得光電子数の比をまとめる。

この結果から fiber の間隔が同じであれば、シンチレーターの片側の面にだけ fiber を置いたほうが良いことがわかる。また両面 9 本と片面 5 本で得られる光量があまり変わらない事も、注目すべき点である。

この実験のほかに BICRON 製のシンチレーター BC408 を使い、fiber を埋める溝の深さについて、これまでの溝と同様に 1mm の深さと比較対象として 2mm の深さの溝を作った。この場合の獲得光電子数の 1mm に対する 2mm の比は 0.75 となり、溝が深くなることで獲得光量が小さくなることがわかった。

シンチレーター	獲得平均光電子数の相対比
両面 9 本	1
両面 5 本	0.82
片面 9 本	1.10
片面 5 本	0.97

表 2.4: fiber の配置による光量の比較

2.2.4　W.L.S. ファイバーによる読み出し

W.L.S. fiber とは fiber に混入された蛍光剤により、吸収された光を再発光する fiber である。このため通常の fiber では横から入る光は全反射条件を満たさずにそのまま突き抜けるが、W.L.S. fiber の場合、横から入った光を吸収・再発光することで、およそ 10.7%の光が全反射条件を満たし、fiber の両端まで到達する。10.7%としたのは Multi Cladding の場合で、Single Cladding の場合は 6.3%となる。

またこの WaveLength Shifter は 400∼480nm の波長を吸収し、480∼550nm の波長の光を発光する。長波長になることで透過率が向上し、またシンチレーターの最大発光波長はおよそ 430nm なので、シンチレーション光の伝達に非常に適している。

減衰長の測定

ここでは二種類の fiber の減衰長の測定について述べ、さらに得られる獲得光電子数の比較を行なう。二種類の fiber は Kuraray 製の Y11-M と、BICRON 製の BCF-91A であり、共に Multi Cladding である。

実験方法は、測定したい fiber をシンチレーター (BC408) に一本だけシリコンコンパウンド (OKEN6262A) で固定し、線源を当てる位置から光電子増倍管までの距離を 0.4∼10m まで変えて測定した。この場合得られる光量を 1p.e. に調節して、上で述べた fitting 関数を用いて獲得光電子数を見積もった。

図 2.4 は横軸に fiber の長さ、縦軸に平均光電子数をプロットしたものである。また fitting した関数は以下の通りである。

$$Y(x) = A_1 \exp\left(-\frac{x}{X_{L1}}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{x}{X_{L2}}\right) \tag{2.8}$$

x は fiber の長さであり、A_1, A_2 は規格化定数、X_{L1}, X_{L2} は減衰長である。すなわち減衰の早い成分と遅い成分の二種類があることがわかる。fitting の結果は以下の通りとなった。

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

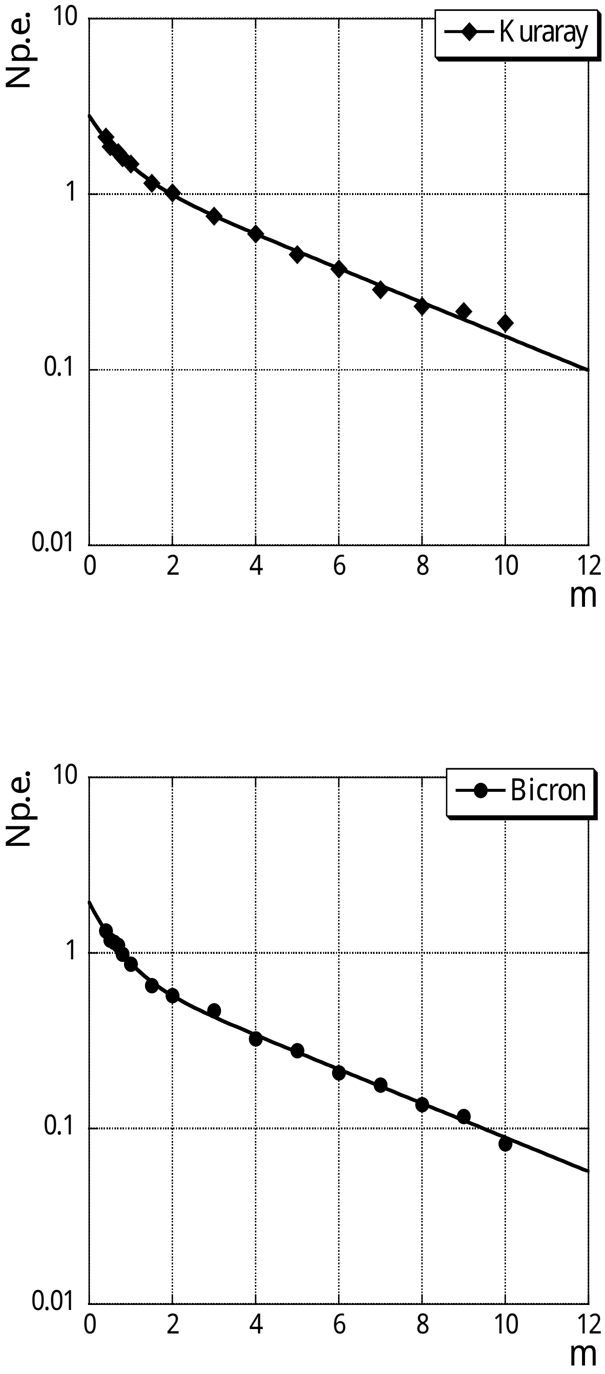


図 2.4: fiber による減衰長の違い

どちらの fiber とも減衰長の長い成分は 447cm と 448cm になり、減衰長はどちらとも同じ程度の長さであるといえる。

この結果をよく見ると、同じ実験を行なっているにも関わらず、Kuraray 製の fiber の方が BICRON 製に比べて全体的に得られた光電子数が多いことがわかり、次にその比較実験について述べる。

Kuraray 製と BICRON 製の fiber の発光量

上の減衰長の実験から Kuraray 製と BICRON 製の fiber に得られる光量に差がある可能性が出てきた。ここではその違いをはっきりと確認するために以下のような実験を行なった。

まず BICRON 製と Kuraray 製の fiber を 3m 程度に切ったものをそれぞれ 3 本づつ計 6 本用意し、一つに束ねて光電面に接着する。それを二組用意して測定を行なった。これは fiber を光電面へ接着する際の端面処理や接着具合による光量の違いを解消するためである。それぞれの fiber で光電子増倍管から 1.5m と 2m の地点で、一回の測定毎に fiber をシンチレーター (BC408) にシリコンコンパウンド (OKEN6262A) で固定して獲得光電子数を得た。

図 2.5 は一つに束ねた同種の fiber 三本の獲得光電子数の平均をとったものを、横軸を光電子増倍管までの距離、縦軸を獲得光電子数としてプロットした。No1 の組よりも No2 の組のほうが獲得光電子数が多いのは、やはり fiber の光電面への接着具合等によるものだと思われる。しかし BICRON 製と Kuraray 製の fiber の違いによる光量の差は、No1,No2 の組とも Kuraray 製の fiber の方が得られる光量が多く、およそ 1.3~1.5 倍となっている。また製品の特徴として BICRON 製の fiber の方が作業中折れ易いといった短所があることがわかった。

fiber とシンチレーターの接着

シンテレーターの溝に fiber を固定する際に使う接着剤について、何もない場合と Silicon Oil(TSF451)、Silicon Compound(OKEN6262A)、そして Optical Cement(BC600) の 3 種類の fitting 剤の比較を行なった。屈折率は Silicon Compound が 1.453 で、Optical Cement が 1.56、Silicon Oil については不明である。

測定方法はこれまで述べてきた方法で、fitting 剤のみを変えて行なった。以下に獲得平均光電子数の何もない場合に対する比を示す。

Fitting 剤	獲得平均光電子数の相対比
Nothing	1
Silicon Oil	2.01
Silicon Compaund	2.20
Optical Cement	2.36

表 2.5: シンチレーターと fiber の fitting 剤の比較

何も塗らない場合に比べて Optical Cement を塗った場合が得られる光量が一番多く、2.36 倍も

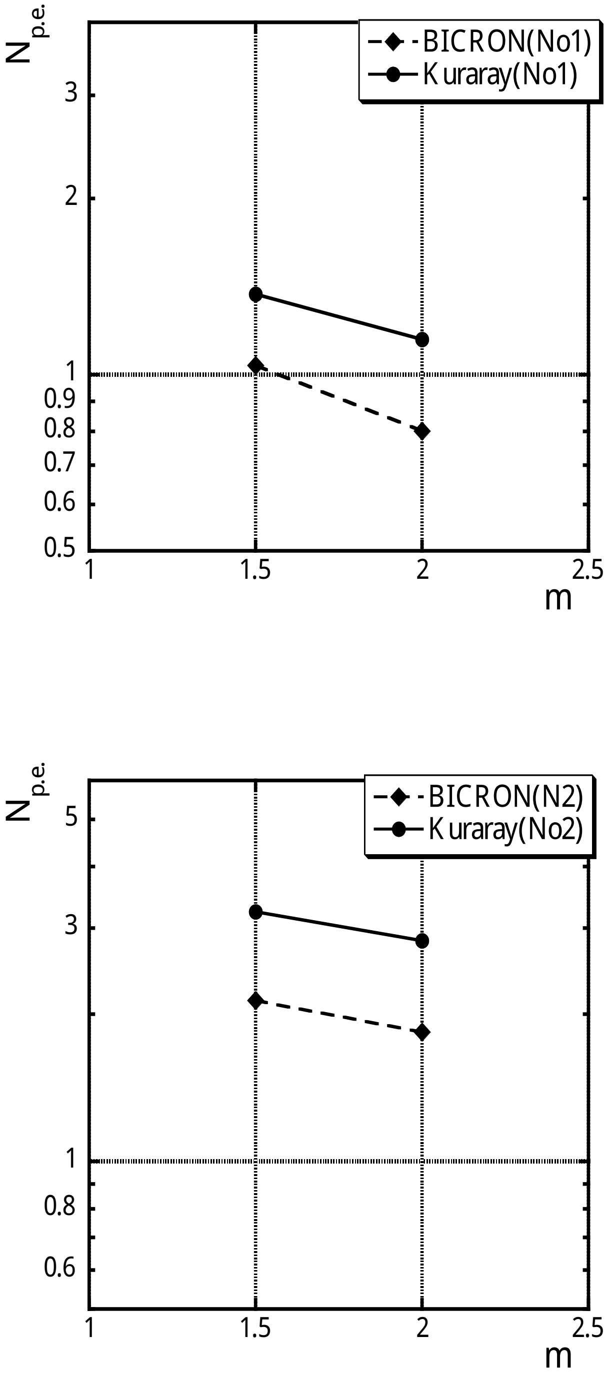


図 2.5: fiber による獲得平均光電子数の違い

の光量が得られる。

次に本実験用のカウンターを作る際に作業効率の面から、紫外線硬化型の接着剤を用いることが提案された。Optical Cement を塗ると、一時間程度で固化が始まり、fiber を接着することが難しくなる。また完全に接着剤が乾くまで丸一日程度置かなければならず、大量に生産するにはあまりにも効率が悪い。紫外線を当てることで硬化する接着剤であれば、溝にまず接着剤を流しておいて次に fiber を溝に埋めるといった作業が、fiber 一本づつではなく一枚のシンチレーターでまとめて行なえて、しかも接着剤が硬化するのに紫外線を当てて 30 分程度の時間で済む点も非常に効率的である。ただし、紫外線によるプラスチックの Radiation damage により、発光量の減少等が問題として考えられる。

以下ではサンプルとしてアクリル系とエポキシ系の接着剤によって fiber を接着したものを 3 種類用意した。一つは fiber が Kuraray 製で接着剤がアクリル系のもの (type1)。一つは fiber が Kuraray 製で接着剤がエポキシ系のもの (type2)。最後に fiber が BICRON 製で接着剤がアクリル系のもの (type3) である。各シンチレーターは 10×6×5mm のもので、fiber を 10mm 間隔で 4 本接着する。β 線を当てた点、つまりシンチレーターの中心から光電面までの距離は type1 と type2 が 35cm で、type3 が 33cm である。光電面までの距離が違うために得られた光量をそのまま比較することは出来ないので、上の実験で求められた減衰長の式から 2.5m の点での光量に換算して比較する。以下に光電子増倍管に 2000V の電荷を印加した際の光量とその比をしめす。

接着剤 (fiber)	獲得平均光電子数の相対比
アクリル (Kuraray)	1
エポキシ (Kuraray)	0.71
アクリル (BICRON)	0.74

表 2.6: 紫外線硬化型接着剤の比較

fiber が Kuraray 製のもので比較するとアクリル系の接着剤の方がおよそ 1.4 倍の光量が得られる。また、上で比較したが fiber が Kuraray 製と BICRON 製のものをアクリル系の接着剤の場合で比較すると、Kuraray 製は BICRON 製の fiber の 1.34 倍の光量が得られており、これは前の実験結果に一致している。

シンチレーターの被覆材

シンチレーター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、光を反射する物でシンチレーターを覆うことによって、より多い光量が光電面に到達する。ここでは、シンチレーターを覆う被覆材について様々な物で獲得平均光電子数を比較した。

実験方法は MS 樹脂製のシンチレーター (10mm×50mm×5mm) に、10mm 間隔で 5 本の Kuraray 製の fiber を Optical Cement(NE581) により接着した。シンチレーターの中心から光電面までの長さは 2.5m である。それぞれの被覆材はシンチレーターを二重に巻き、更にアルミホイルで覆う。以下に比較した被覆材と獲得平均光電子数をしめす。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、被覆材が透明固化しない物であるかについても調べた。

被覆材	獲得平均光電子数	強度
ハイパーシート	17.18	弱
Membarance Filter	17.06	やや弱
タイベック	16.58	やや弱
テフロンテープ	16.36	弱
TiO_2 PET(E60L)	15.21	強
TiO_2 PET(E65)	14.29	強
ABS	13.48	強
PET G	13.28	強
アルミナイズドマイラー	12.88	強
白紙	12.04	強
アルミホイル	11.63	-
テドラー	10.53	強

表 2.7: 被覆材による獲得平均光電子数の比較

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。

2.2.5　プリズム光電面の光電子増倍管

プリズム状に加工された光電面を持つ光電子増倍管は、一般的な光電子増倍管の光電面のアルカリ金属の表面積を増やすために考えられた加工法である。光電面の中で光子が光電子に変換されるとき、光電子が光電面の表面に到達するまでに通過する物質が多いと、光電面の表面まで到達しにくくなる。プリズム状に加工することで、光電面の表面までの距離が短くなり光電子が出やすくなる。つまり光子を光電子に変換する効率をあげたわけではなく、光電子が光電面から出てくる確率をあげたことになる。

実験はシンチレーター BC408 に Kuraray 製の fiber を一本シリコンコンパウンド (OKEN6262A) で接着し、光電面に当てる部分にはキャップに fiber を通して固定した。R5800 を基準にプリズム光電面の光電子増倍管として R5800MOD を二本 (XX0288、XX0295) 用意した。また参考として、製造元である浜松ホトニクスが 500nm の平行光で測定した結果を一緒に載せる。獲得光電子数からも量子効率からもプリズム光電面の光電子増倍管は通常のものよりおよそ 1.5 倍の光電子が得られる。

光電子増倍管	獲得平均光電子数の相対比	量子効率 (入射波長 500nm)
R5800(CA0201)	1	18%(1)
R5800MOD(XX0288)	1.39	24%(1.33)
R5800MOD(XX0295)	1.49	30%(1.6)

表 2.8: プリズム光電面の光電子増倍管

プリズム光電面の位置依存性

光電子増倍管の光電面の効率に極端な位置依存性があると困るので、次のような実験を行なった。これまでの実験と同じようなセットアップで、シンチレーター (BC600) に fiber(Kuraray 製) を一本接着し、光電子増倍管に導く。fiber を 0.5mm 間隔で光電面の端から中央を通って端まで変えて、獲得光電子数を測定する。fiber の直径は 1mm でプリズムの山の間隔も 1mm である。

図 2.6 の上のグラフは横軸に光電子増倍管の位置を示し、縦軸に獲得平均光電子数をプロットしたものである。また下のグラフは横軸に光電子増倍管の位置、縦軸に最大獲得光電子数を 1 としてその比をプロットした。同時に浜松ホトニクスが 400nm の波長の光を使って測定した応答の位置依存性もプロットした。

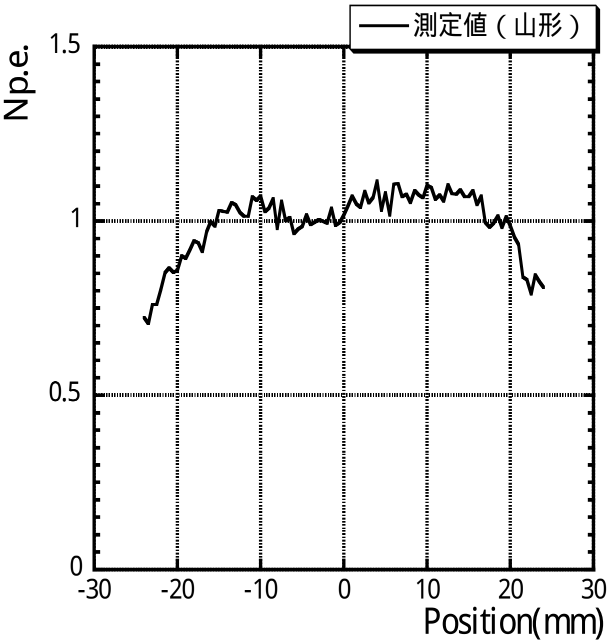
この結果光電面の中心から半径 15∼20mm 程度であれば、大きな位置依存性はない事がわかる。またわずかではあるが獲得光電子数にプリズム構造による依存性が見えるがおおきな違いはなく、本実験でプリズム光電面の光電子増倍管を使う際に位置依存性に気をとめる必要はない。

2.3 最終的な組合わせ

ここでは、これまでの実験結果と強度や製作上の理由から決まった各物品の最終的な組合わせについてまとめる。

まずプラスチックシンチレーターは強度の問題から、MS 樹脂製のプラスチックが使われ、また 5m にもおよぶカウンターの長さから、押し出し成形によるプラスチックシンチレーターが使われる。蛍光成分は第一蛍光剤:PPO 1%、第二蛍光剤:popop 0.02%となった。シンチレーション光の集光には減衰長の長い W.L.S. fiber が用いられ、fiber の候補には、Kuraray 製の Y11-M と BICRON 製の BCF-91A が挙げられている。fiber の配置はシンチレーターの片側の面に 1cm 間隔で接着され、接着剤は製作の都合上、紫外線硬化型の接着剤が使われ、光量の比較からアクリル系の接着剤となった。またシンチレーターの被覆には、獲得光量の比較実験から透明固化しない酸化チタン入り PET(ポリエチレンテレフタラート) に決定した。光電子増倍管はプリズム状の光電面のものを使い、一般的な光電面に比べて獲得光電子数が多いことが実験により確認された。

最終的な物品の組合わせは上のように決定し、この組合わせによる獲得光量の見積もりには、第 5 章のビームテストにより行われる。



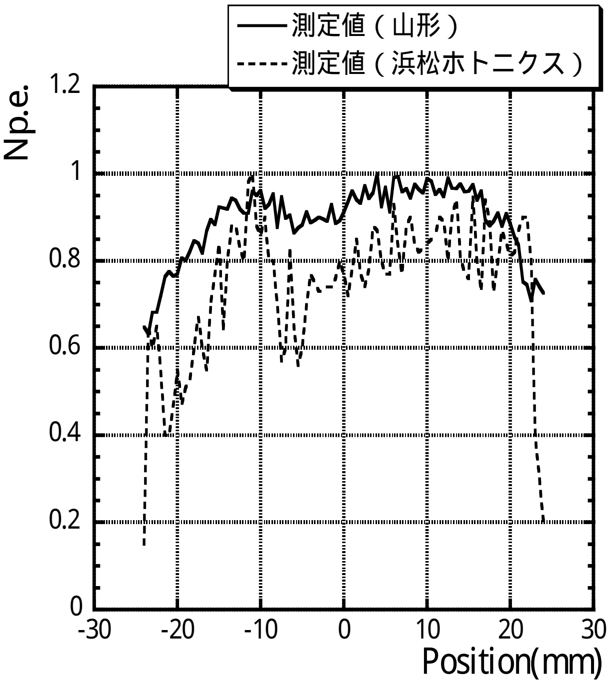


図 2.6: プリズム光電面の位置依存性

第3章　モンテカルロシミュレーションによる構造の評価

3.1　サンドウィッチカウンターの基本応答

E391a 実験で使用される γ-VETO 用のカウンターは、鉛とプラスチックシンチレーターからなる、サンドウィッチ構造をしている。

ここでは、サンドウィッチカウンターの基本的な応答を見るために用いたモンテカルロシミュレーションと、そのシミュレーション結果について述べる。

3.1.1　EGS4 によるシミュレーション

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を用いた。EGS4 では、物質中での電子、陽電子あるいは光子の輸送をシミュレーションする事が出来る。シミュレーションでは、追跡している粒子のエネルギーが、設定された cut off energy 以下になると追跡をやめ、粒子の持つエネルギーがその場所で吸収された扱いとなる。今回のシミュレーションでは、光子に対して 10keV、電子と陽電子に対して質量も含めて 521keV の cut off energy を設定している。

シミュレーションで仮定したカウンターの形状は、1mm 厚の鉛と、プラスチックシンチレーターとして 5mm 厚のポリスチレンの無限平面板を定義した。鉛とプラスチックの平板を平行に重ねたものを一層とし、85 層重ねたものを基本の構造としている。入射粒子は γ で、入射エネルギーや入射角度による鉛とプラスチックへの全吸収エネルギー量を比較する。

3.1.2　全層数の比較

まず初めに基本の構造とした全 85 層が、十分な層数であるかを検討するために、層を 20、40、60、85、100、そして 120 層にしてシミュレーションを行なった。シミュレーションの結果から、プラスチックでの全吸収エネルギー、分解能、不感率等を求め、比較、検討する。

各層数にした際の、Radiation Length と実際の厚さを表 3.1 に示す。

吸収エネルギーと分解能

1GeV のエネルギーの γ を入射した際の、プラスチックへの吸収エネルギーをヒストグラムにしたものが、図 3.1 である。このヒストグラムから重心を求め、平均吸収エネルギーとした。また、こ

層数	厚さ (mm)	Radiation Length
20	120	3.8
40	240	7.6
60	360	11.4
85	510	16.2
100	600	19.0
120	700	22.8

表 3.1: 全層数と Radiation Length

のヒストグラムにガウス分布をフィットさせて、σ を求め、半値幅 (Γ) を $\Gamma(\mathrm{MeV}) = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$ で求める。こうして求めた半値幅から、分解能を以下の式で求める。

$$\text{分解能} = \frac{\text{半値幅 (MeV)}}{\text{平均吸収エネルギー (MeV)}} \tag{3.1}$$

横軸を全層数にして、縦軸を平均吸収エネルギーと分解能としたグラフが、図 3.2 である。平均吸収エネルギーの図から、層数が 85 層よりほぼ一定の値を取り、積層は十分である。また、図 3.2 から分解能についても 85 層以上で一定の値を取り、層を増やす事で分解能の大きな改善は見込めない。

光子不感率

次に不感率の点から、全層数について検討する。ここで述べる不感率は、プラスチックへの全吸収エネルギーが 0eV であるイベントが、シミュレーションで入射したイベント数の何割であるかを求め、不感率としている。ここで統計的な誤差として、例えば入射イベント数を 1 万とした時に、プラスティックへの全吸収エネルギーが 0eV であるイベントが 10 イベントあれば、その場合の不感率は 10^{-3} となる。その場合、統計誤差は $\pm\sqrt{10} \simeq \pm 3.3$ 個と見積もる事が出来て、不感率で言うと $\pm 3.3 \times 10^{-4}$ となる。ここでの入射イベント数は、85 層の場合のみ 10 万イベントで、他の層数の時には 1 万イベントとした。

図 3.3 は、入射 γ のエネルギーが、10、30、100、300、そして 1000MeV の時の不感率を、横軸を全層数にしてプロットしたものである。100 層の場合、入射エネルギーが 100MeV 以上で、120 層の場合、入射エネルギーが 30MeV 以上で、不感率の対象となるイベントは無くなった。入射エネルギーが 10MeV の時、60 層以下では不十分である事が明らかである。85 層以上では、100 層にする事でわずかに不感率が下がっているようだが、大きな改善とは言えない。また 30MeV の時は、85 層と 100 層で 5×10^{-2} の違いが見られる。

以上の議論から、不感率の点で多少の改善余地はあるものの、全 85 層という層数は、十分な層数である事がわかった。

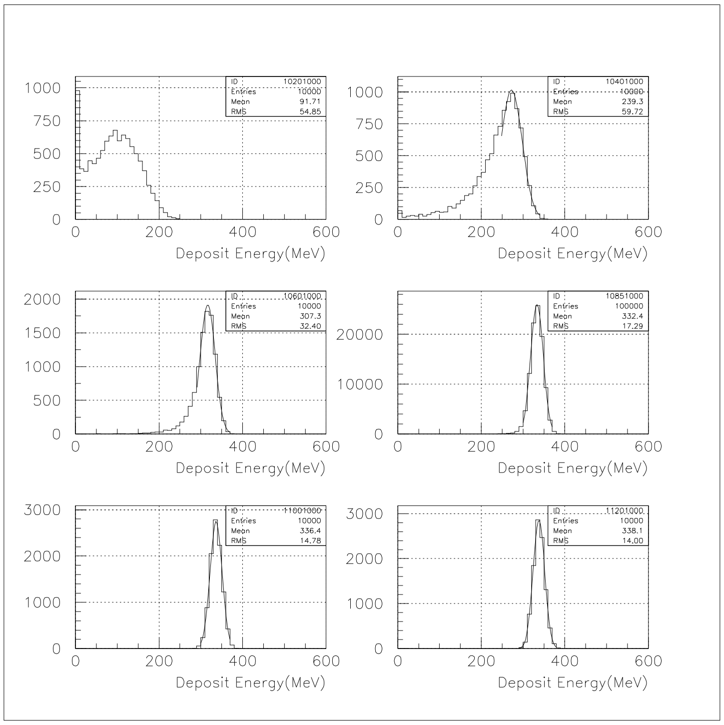


図 3.1: プラスチックへの平均吸収エネルギーのヒストグラム。上段左が全 20 層、上段右が全 40 層、以下 60、85、100、120 層の場合のヒストグラム。

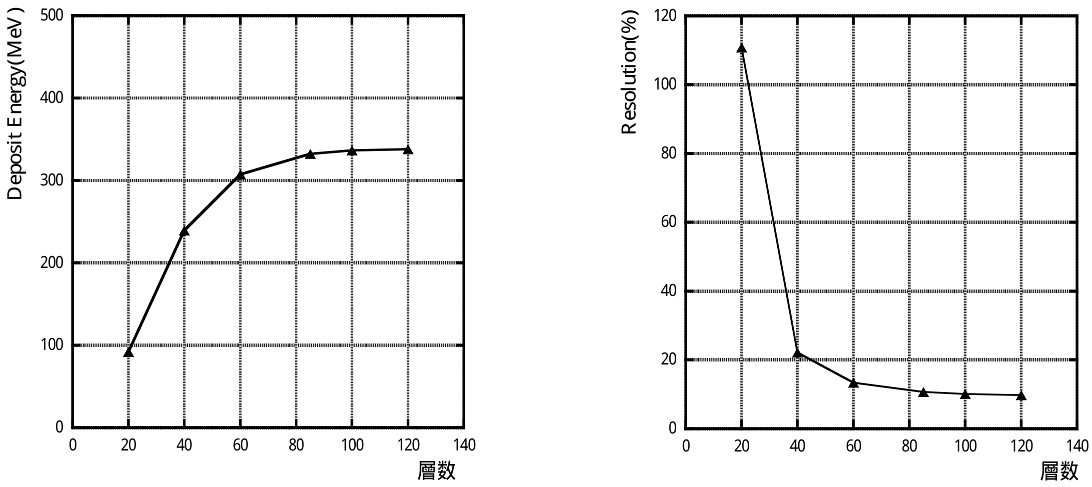


図 3.2: (左) 層数と平均吸収エネルギー (右) 層数と分解能の関係

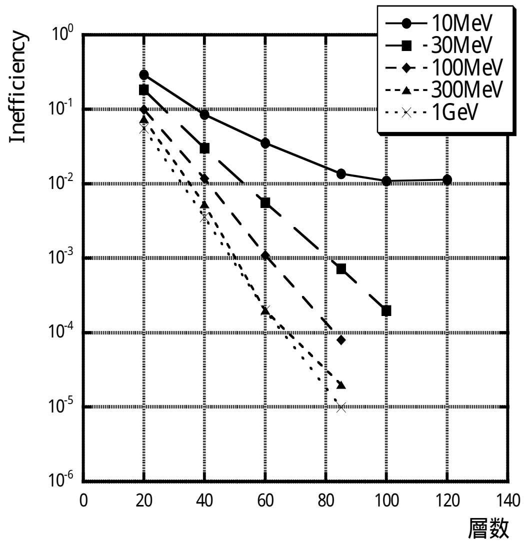


図 3.3: 全層数による不感率の違い

3.1.3　入射エネルギーと入射角度

これまでの議論から、鉛 1mm とプラスチック 5mm を一層とした場合、全 85 層は十分な層数である事がわかった。ここでは、全 85 層の場合の基本的な応答を入射エネルギーや入射角を変えて詳しく見ていく。

入射エネルギー

図 3.4 は、基本の構造とした全 85 層のサンドウィッチカウンターに、γ を垂直に入射した際の、鉛とプラスチックへの全吸収エネルギーである。全 85 層では、Radiation Length が $16.18X_0$ となり、入射エネルギーのほぼすべてがカロリーメーターに吸収される。図を見るとわかるように、入射エネルギーのおよそ 1/3 がプラスチックに吸収され、2/3 が鉛に吸収されるのが、このカウンターの大きな特徴である。

入射角度

ここでは入射角度による応答の違いについて述べる。シミュレーションでは、垂直入射を 0 度として、30 度、45 度、60 度、70 度、75 度、80 度と入射角度を浅くした。1GeV の γ を入射した際の、プラスティックへの全吸収エネルギーのヒストグラムの一例が、図 3.5 である。

このヒストグラムから、吸収エネルギーの重心を求め、またガウス分布のフィットによる σ から

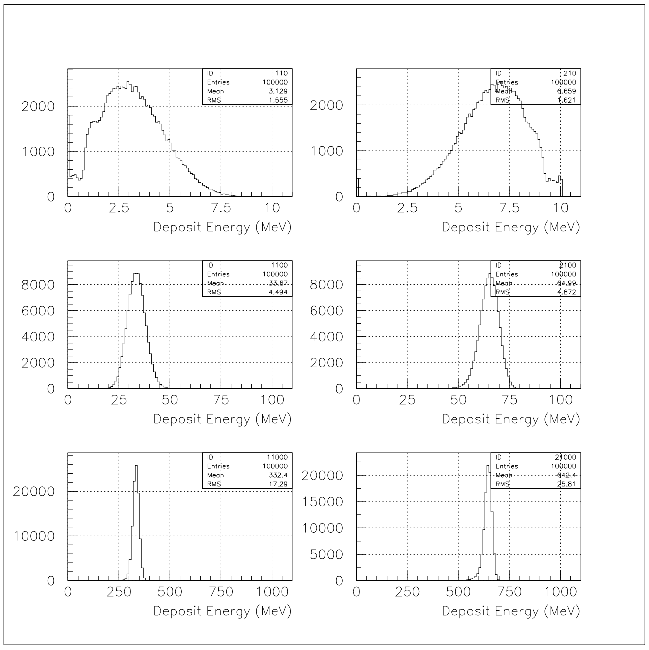


図 3.4: 垂直入射時の吸収エネルギーの様子。上から 10MeV、100MeV、1GeV の入射エネルギーで、左側がプラスチックへの、右側が鉛への吸収エネルギーである。

半値幅を求め、式 3.1 より分解能を求めた。横軸に入射角度をとり、縦軸に全吸収エネルギー、分解能をそれぞれプロットしたグラフが、図 3.6 である。

このグラフから、プラスチックへの吸収エネルギーは入射角度にあまり依存していないことがわかる。ただし入射角度が 75 度や 80 度の場合、カウンターに対して極端に浅い角度で入射しているので、入射した面からシャワーの広がりによる漏れ出しのために、吸収エネルギーが小さくなっている。また、分解能が入射角度が浅くなるにつれて大きくなるのは、入射した面からの漏れ出しによる吸収エネルギーの減少が主な原因であると考えられる。

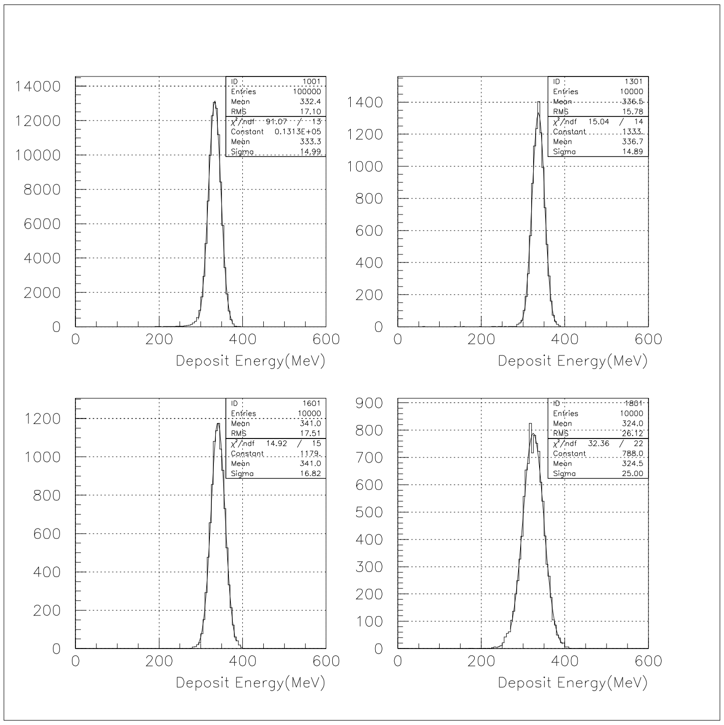


図 3.5: 入射角度によるプラスチックへの吸収エネルギー。左上が入射角 0 度の場合。以下右上が 30 度、左下が 60 度、右下が 80 度の入射角度である。

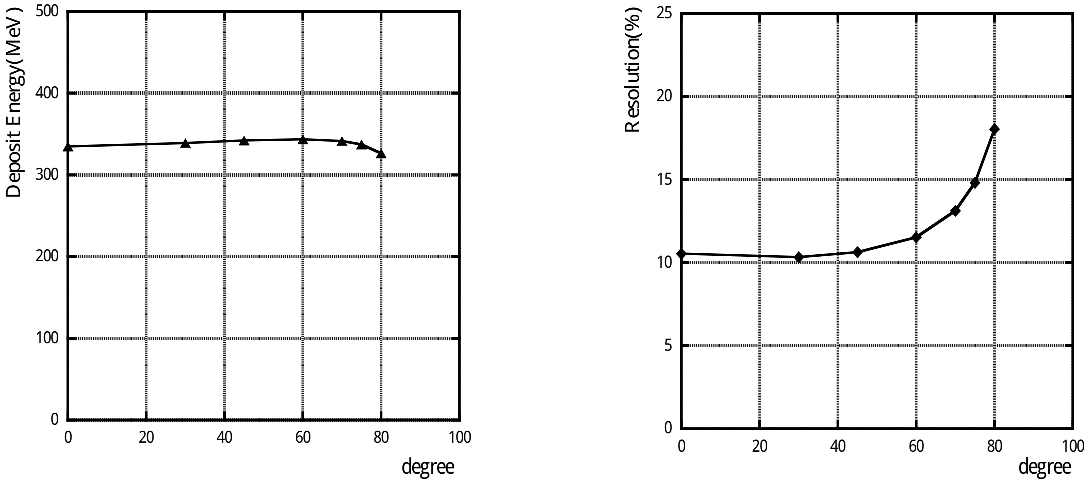


図 3.6: (右) 入射角と平均吸収エネルギー (左) 入射角と分解能の関係

3.1.4　全 85 層時の不感率

このサンドウィッチカウンターは、γ-VETO 用のカウンターであるため、γ 線の不感率を低く抑える必要がある。サンドウィッチ状の電磁シャワーカロリーメーターの場合、主に二つの要因から γ を検出出来ない場合があり、それが不感率の対象となっている。まず一つめの要因は、γ がカロリーメーターと一度も相互作用せずに突き抜けるイベントであり、punch through と呼ぶ。第二の要因は、入射 γ が鉛にのみエネルギーを落とし、プラスチックシンチレーターへの吸収エネルギーがない、もしくは極めて小さい場合で sampling effect と呼ぶ。

punch through による不感率を減らすためには、物質量を増やして相互作用する確率を増やせばよい。また sampling effect による不感率を減らすためには、鉛の厚さを薄くする事で解消できる。ただし鉛の厚さを薄くすると、極端に物質量が減ってしまうので、punch through のイベントが増えてしまう。

これまでの議論から、全層数を変えたシミュレーション結果より、85 層以上に全層数を増やす事で不感率が下がることは無かった。したがって、punch through に起因する不感率は 85 層で十分に抑えられていると考えられる。ここでは、1mm 厚の鉛と 5mm 厚のプラスチックによる全 85 層で、入射エネルギーや入射角を変えた際の不感率について、詳しく述べる。

入射エネルギーよる不感率の違い

入射 γ のエネルギーとして 1MeV$\sim$1GeV まで 13 種設定し、それぞれのエネルギーでの不感率を求めプロットしたものが、図 3.7 である。また図 3.7 では、全吸収エネルギーが 0eV の他に、Threshold として、0.5MeV、1MeV、2MeV 以下のイベントを不感率の対象とした場合も同様にプロットしている。E391a 実験でカウンターに入射する γ のエネルギーは、およそ 20MeV$\sim$1GeV であるので、この範囲での inefficiency が重要で、10^{-4} 以下の性能が要求される。図を見ると入射エネルギーが 20MeV の場合、Threshold 1MeV 以下で不感率 3×10^{-3} が達成されている。

次に図 3.8 は、カウンターへの入射角が 0 度、30 度、60 度、75 度の時の不感率をプロットしたものである。ここでの不感率の対象となるイベントとしては、プラスチックへの吸収エネルギーが 0eV の場合としている。入射角が浅くなると、物質量が増え、punch through による不感率は減少するが、鉛の厚さも厚くなってしまうので、sampling effect による不感率が増加してしまう。そのため図 3.8 では、入射角が 60 度、75 度と浅くなるにつれて、不感率が増加しているのがわかる。

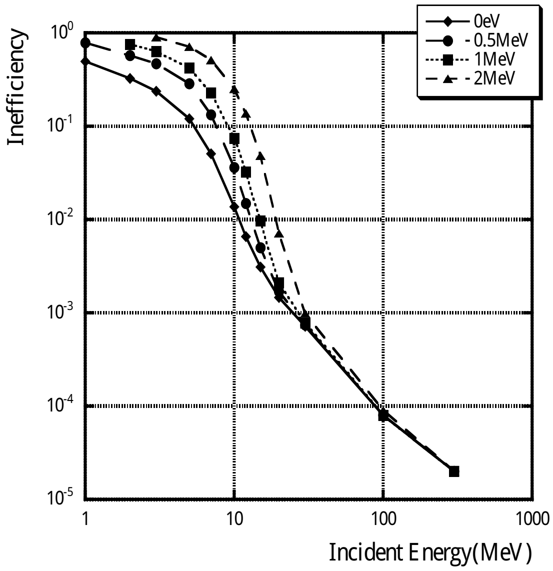


図 3.7: Threshold による不感率の違い。

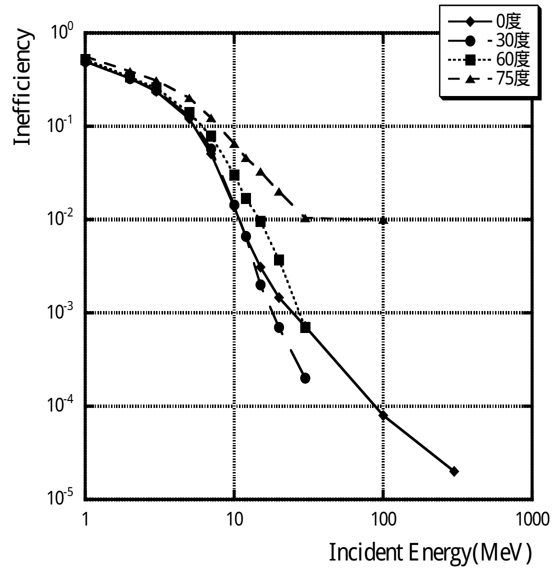


図 3.8: 入射角度による不感率の違い。

3.2 構造による不感率の違い

これまでの議論から、始めに基本の構造とした鉛 1mm 厚とプラスティック 5mm 厚の全 85 層で、E391a 実験で要求される性能をおおよそ満たしている事がわかった。ここでは鉛の厚さを変える事による不感率の違いについて述べ、sampling effect に起因する不感率のさらなる改善を目指した。

3.2.1 鉛の厚さによる不感率の違い

Radiation length が一定の場合

まず鉛の厚さを変える事によって、不感率がどのように変わるのかを見るために、鉛 1mm、プラスチック 5mm の全 85 層の場合の Radiation Length($\sim 16.18X_0$) を保ちつつ、鉛の厚さを 0.5mm と 1.5mm にする。するとそれぞれの必要な全層数は、160 層と 58 層になる。鉛 1mm 厚 85 層の場合の不感率を 1 として、横軸に入射エネルギー、縦軸に鉛 0.5mm160 層と鉛 1.5mm58 層の場合の不感率の比をプロットしたものが、図 3.9 である

図を見ると、sampling effect による不感率が主である低エネルギー側で、鉛が薄い組み合わせのほうが、不感率が小さくなっていることがわかる。

全体の厚さが一定の場合

次に鉛 1mm、プラスチック 5mm の全 85 層の場合の全体の厚さ (510mm) を保ちつつ、鉛の厚さを 0.5mm、0.7mm、0.8mm、0.9mm、1.5mm にする。すると全層数は、それぞれ 92、89、88、86、78 層となる。表 3.2.1 に、それぞれの組み合わせにおける全体の厚さと Radiation length を示す。

鉛の厚さ (mm)	全層数	全体の厚さ (mm)	Radiation Length
0.5	92	506	9.30
0.7	89	507.3	12.17
0.8	88	510.4	13.61
0.9	86	507.4	14.84
1.0	85	510	16.18
1.5	78	507	21.81

表 3.2: 全層数と Radiation Length

上と同様に、鉛 1mm 厚 85 層の場合の不感率を 1 として、横軸に入射エネルギー、縦軸に不感率の比をプロットしたものが図 3.10 である。

図から、全体の物質量が不足している鉛 0.8mm 以下の組み合わせでは、punch through に起因する不感率のために、エネルギーが大きくなるにつれて不感率が大きくなる。逆に鉛 1.5mm 厚の組み合わせでは、20MeV 以上で不感率が小さくなることがわかるが、sampling effect に起因する不感率

のために、10MeV 以下で不感率が大きくなる。鉛 0.9mm 厚の組み合わせでは、鉛 1mm 厚の組み合わせと同程度の不感率が達成されており、候補の一つに挙げることができる。

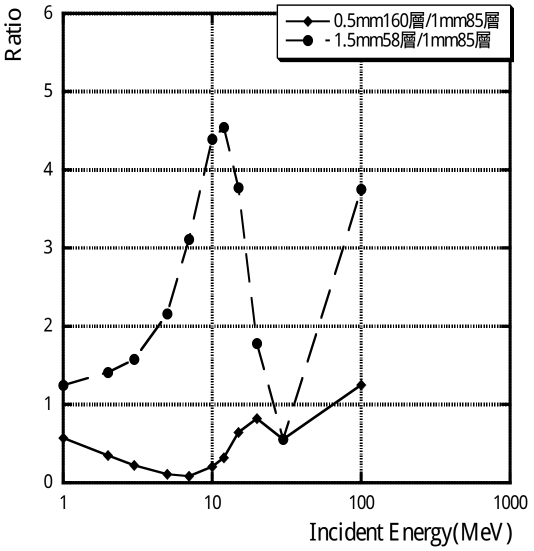


図 3.9: Radiation length 一定の場合の不感率の違い

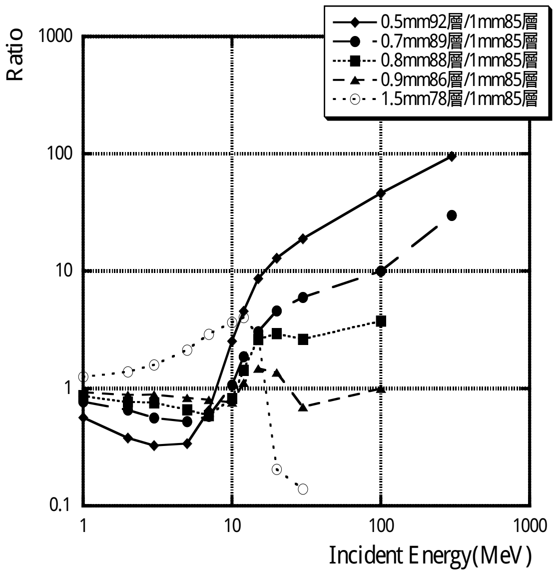


図 3.10: 全体の厚さ一定の場合の不感率の違い

3.2.2　薄い鉛との組み合わせ

ここまでの議論から、鉛の厚さを薄くすることで確かに、sampling effect に起因する不感率を小さくすることが可能であることがわかった。ここでは、プラスチックの厚さは 5mm のままで、前段に 1mm よりも薄い鉛の層と、後段に 1mm 厚の鉛の層とを組み合わせることで、100MeV 以上での punch through に起因する不感率を大きくせずに、10MeV 程度の γ に対する sampling effect に起因する不感率の改善を目指した。また前段の鉛を薄くすることで、γ の入射角度が浅くなった場合に、垂直入射に比べて更に不感率の向上が期待される。

具体的に比較したセットアップは表 3.2.2 である。目安としては全体の厚さがおよそ 510mm で、全体の Radiation Length が $14X_0$ 以上になるように組み合わせた。

層の組み合わせ	厚さ (mm)	Radiation Length
1.0mm85 層	510	16.18
0.5mm10 層 1.0mm76 層	511	15.48
0.5mm20 層 1.0mm67 層	512	14.78
0.5mm30 層 1.0mm58 層	513	14.07
0.7mm10 層 0.9mm77 層	511.3	14.65
0.7mm20 層 0.9mm67 層	509.3	14.29
0.8mm10 層 1.0mm75 層	508	15.82
0.8mm20 層 1.0mm66 層	512	15.66

表 3.3: 層の組み合わせと全体の厚さ、及び全体の Radiation Length。例えば 0.5mm10 層 1.0mm76 層の場合、前段の 10 層が 0.5mm 厚の鉛で、後段の 76 層が 1.0mm 厚の鉛からなる全 86 層の構造となる。

垂直入射

まず垂直入射の場合にそれぞれの組み合わせで、入射エネルギーによる不感率の違いを調べた。図 3.11 は、基本の構造である鉛 1mm 厚 85 層の場合の不感率を 1 として、それぞれの組み合わせでの不感率をプロットした。エラーの求め方は以下の通りである。例えば 1mm 厚 85 層の組み合わせで、不感率が X_{1mm}、その誤差が σ_{1mm} であったとし、比較する組み合わせの不感率が X_{comp}、その誤差が σ_{comp} であったとする。不感率の比を X_{comp}/X_{1mm} として求めると、その場合の誤差 (σ_{ratio}) は以下の式で求められる。

$$\sigma_{ratio} = \sqrt{\frac{1}{X_{1mm}^2}\sigma_{comp}^2 + \frac{X_{comp}^2}{X_{1mm}^4}\sigma_{1mm}^2} \tag{3.2}$$

図 3.11 を見ると、前段を薄い鉛の組み合わせにすることで、10MeV 以下の不感率は基本の構造とした鉛 1mm 厚 85 層よりも 2∼4 割ほど下がっていることがわかる。E391a 実験で重要である 10MeV より大きいエネルギーの γ に対しては、不感率が 2 倍以上も増えている構造もある。こういった組

み合わせを挙げると、0.5mm 厚 20 層 1.0mm 厚 67 層、0.5mm 厚 30 層 1.0mm 厚 58 層、0.7mm 厚 10 層 0.9mm 厚 77 層、そして 0.7mm 厚 20 層 0.9mm 厚 67 層はエラーも含めて、明らかに基本の構造よりも不感率が悪いことがわかる。これらの組み合わせは、Radiation Length が $15X_0$ 以下であり、10MeV 以上で不感率を大きくしないためには、少なくとも $15X_0$ 以上が必要であることがわかる。残りの 0.5mm 厚 10 層 1.0mm 厚 76 層、0.8mm 厚 10 層 1.0mm 厚 75 層、そして 0.8mm 厚 20 層 1.0mm 厚 66 層の組み合わせは、基本の構造と同程度の不感率が達成されていて、前に比較した 0.9mm 厚 86 層を加えた 4 つの組み合わせについて、更に入射角度を変えた場合の不感率を比較する。

斜め入射

上の議論から、最終的に候補に上げられた 4 つの組み合わせについて、入射角度を 0 度、30 度、そして 60 度とカウンターに対する角度が浅くなった場合の不感率を求め、基本の構造となる鉛 1mm 厚 85 層と比較した。

図 3.12 は、γ が垂直に入射した際の基本の構造に対する各組み合わせの不感率の比をプロットしたものである。同様に、図 3.13 は入射角 30 度の場合、図 3.14 は入射角 60 度の場合の不感率の比である。どの入射角度でも、10MeV 以下の γ に対してはすべての組み合わせで、基本の構造とした鉛 1mm 厚 85 層の不感率の 5~9 割に抑えられている。

次に、E391a 実験で重要である 10MeV 以上の γ に対する不感率を各組み合わせについて詳しく比較する。まず鉛 0.5mm 厚 10 層 1.0mm 厚 76 層の場合、入射角度が 60 度では、鉛 1mm 厚 85 層に対して不感率は完全に上まっていることがわかる。しかし入射角度が 0 度と 30 度では、20MeV と 30MeV の γ に対して、鉛 1mm 厚 85 層に比べて若干不感率が大きくなっている。次に鉛 0.8mm 厚 10 層 1.0mm 厚 75 層の場合、入射角度が 60 度で 10~20MeV の γ に対する不感率は、鉛 1mm 厚 85 層に比べてよく抑えられているが、30MeV では同程度の不感率でしかない。また入射角度が 0 度と 30 度では、20MeV 以上で基本の構造よりも不感率が大きいことがわかった。鉛 0.8mm 厚 20 層 1.0mm 厚 66 層では、これまでの組み合わせと同様に、入射角 60 度での不感率は改善されていて、更に 0 度入射 15MeV の場合を抜かせば、入射角度が 0 度と 30 度で、基本とした構造の不感率は達成されている。続いて鉛 0.9mm 厚 86 層では、入射角 60 度で同程度、もしくは改善された不感率となっていて、入射角 30 度では、基本の構造とあまり変わらない。ただし垂直入射では、12~20MeV の γ に対する不感率が、基本の構造に比べて大きな値となっている。

これまで様々な組み合わせについて、入射エネルギーや入射角度を変えて不感率を比較してきたが、前段の鉛を薄くすることで不感率が改善されるのは、入射エネルギーが 10MeV 以下の γ 及び、入射角度が 60 度以上の浅い角度で入射する 100MeV 以下の γ に対してである。100MeV 以上の γ では、組み合わせを工夫することで更なる不感率の改善は見込めない。したがって、前段の鉛を薄くするといった工夫が本当に必要であるかどうかは、実際に VETO カウンターに入射する γ のエネルギー分布や入射角度分布を見なければ、判断出来ない。

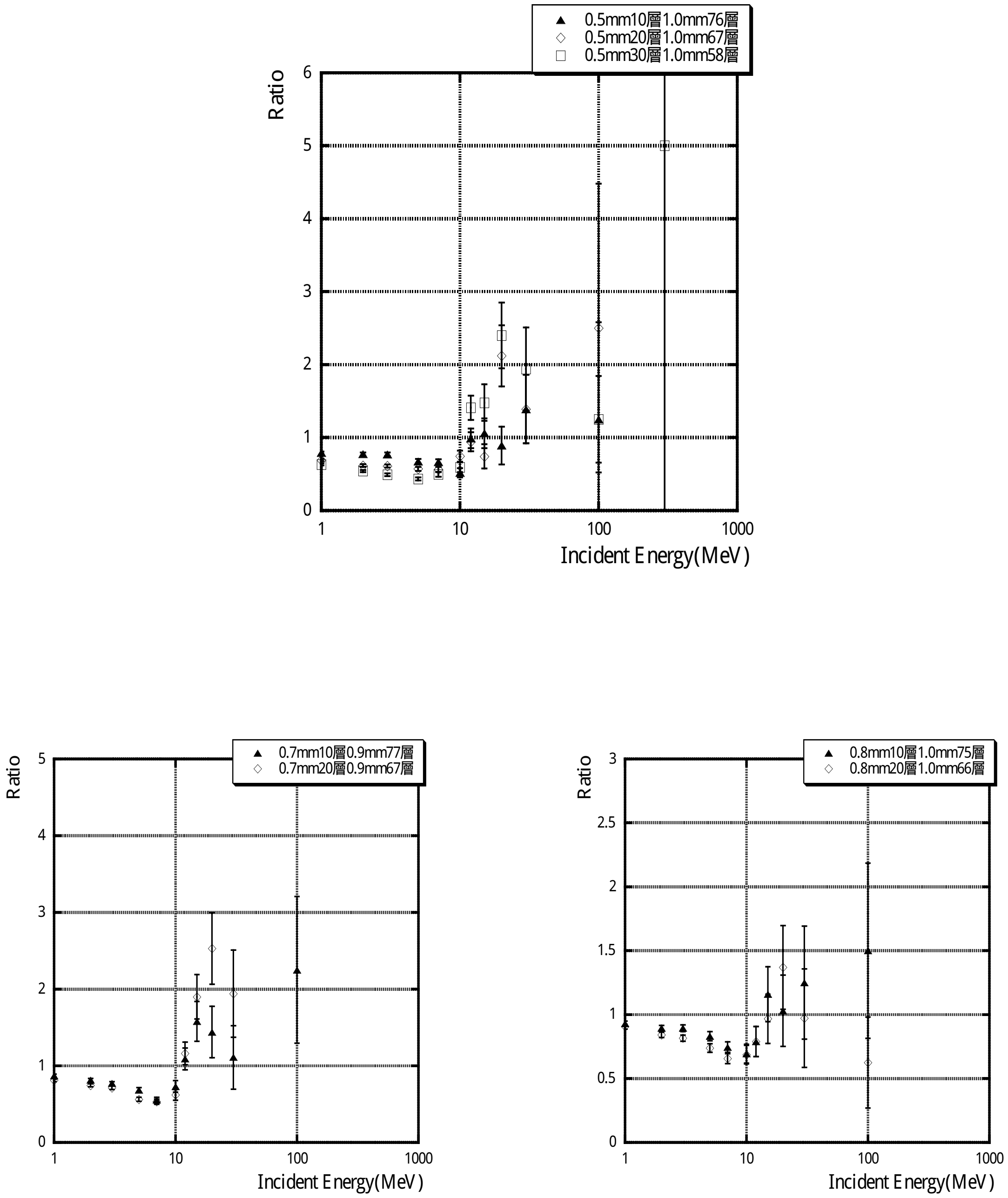


図 3.11: 前段に薄い鉛の層を含む組み合わせ。(上段) 前段の鉛が 0.5mm の組み合わせ。(下段左) 前段の鉛が 0.7mm の組み合わせ。(下段左) 前段の鉛が 0.8mm の組み合わせ。

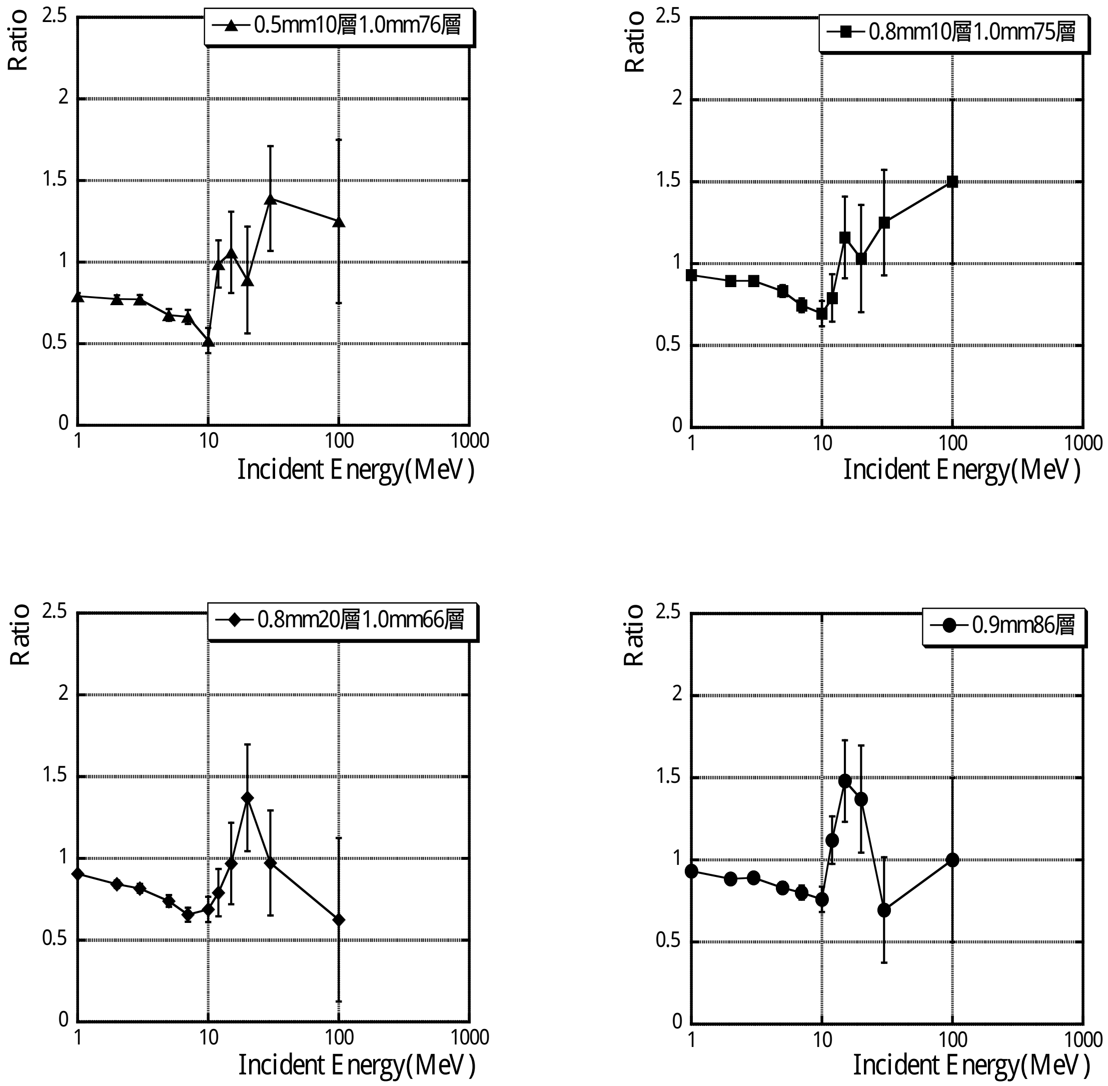


図 3.12: 入射角度が垂直の場合。各組み合わせでの鉛 1mm 厚 85 層に対する不感率の比。

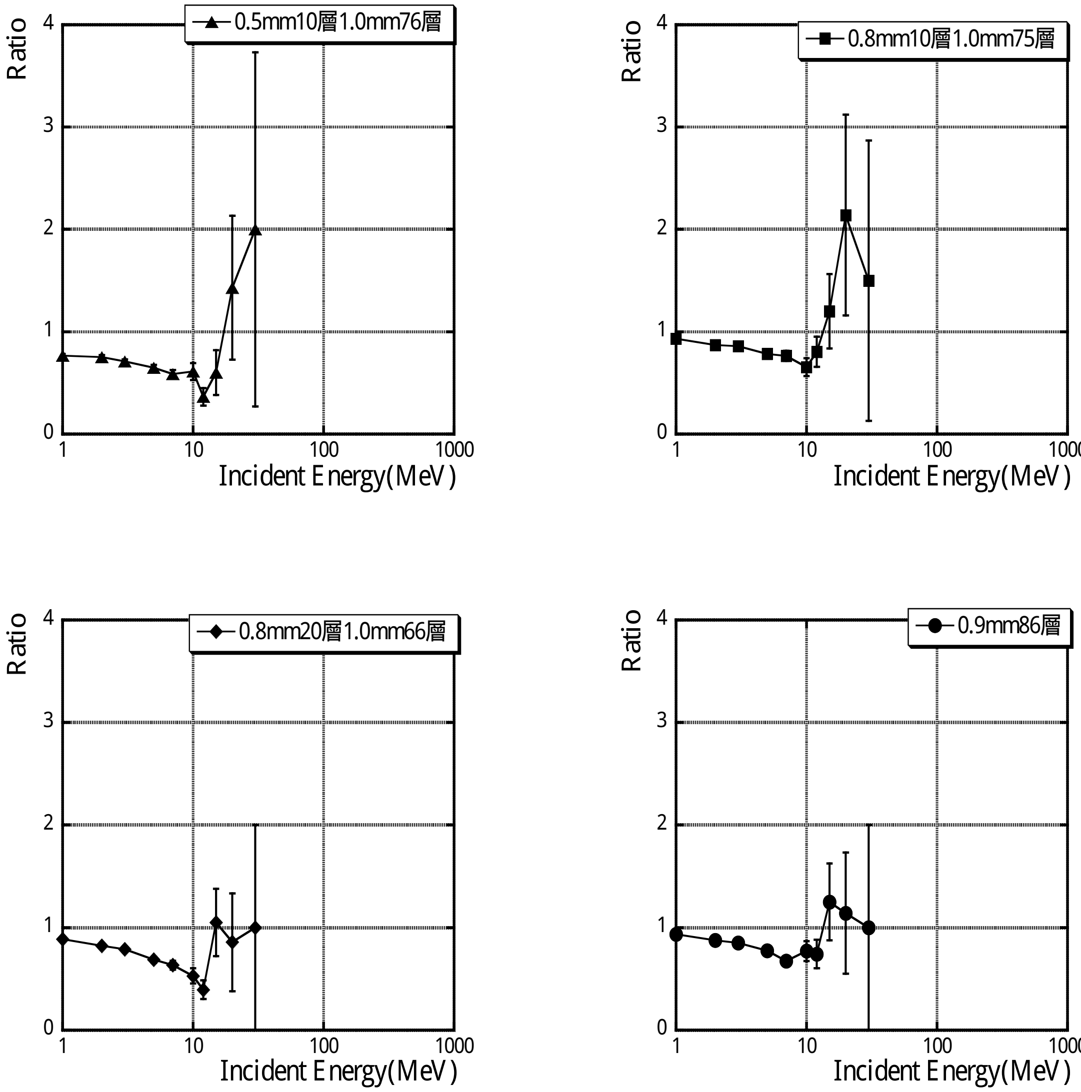


図 3.13: 入射角度が 30 度の場合。

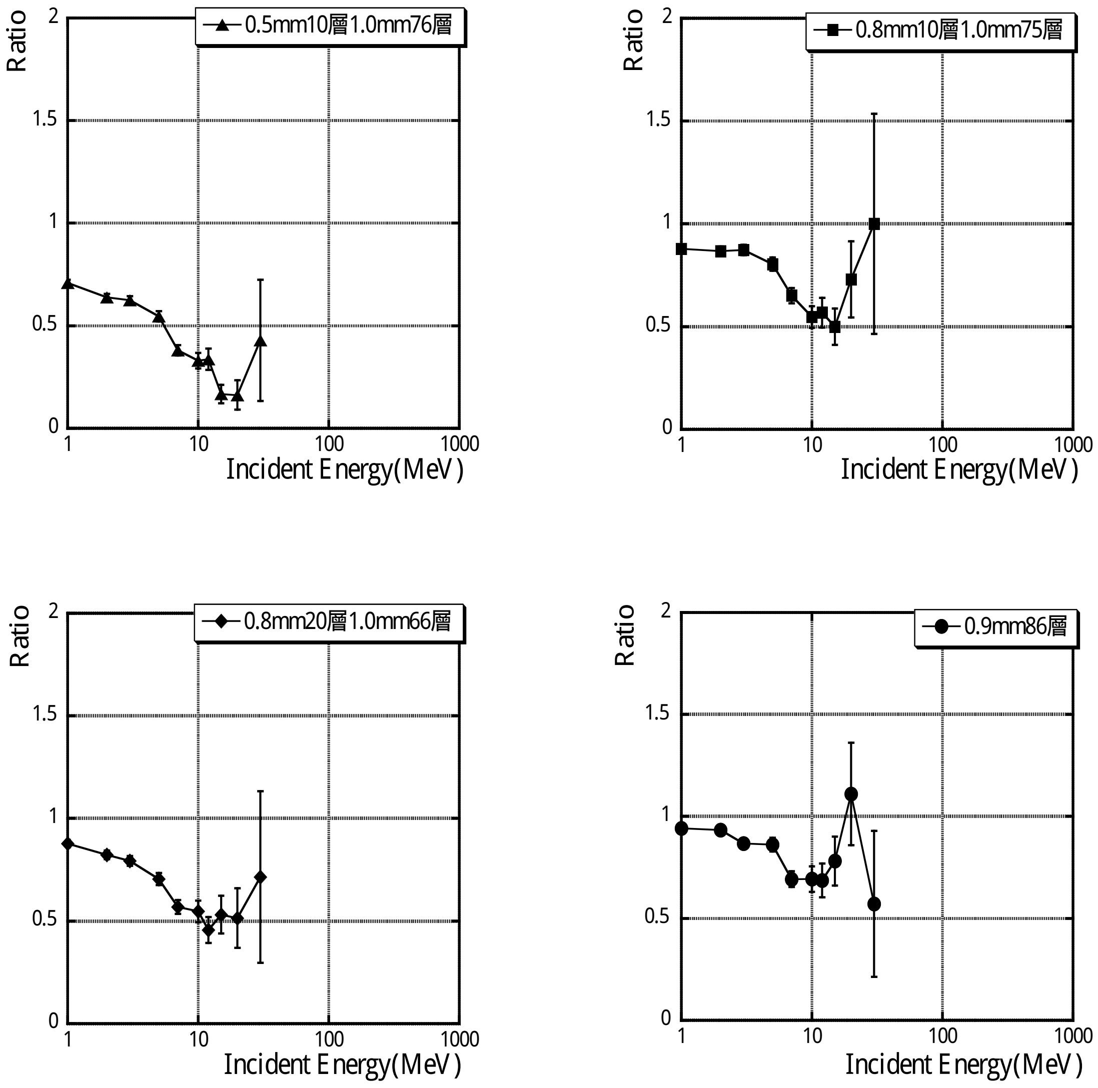


図 3.14: 入射角度が 60 度の場合。

3.2.3　本実験で予想される入射 γ とカウンターの最適な組み合わせ

ここでは本実験用の fast simulator で得られた、VETO カウンターへ入射する γ のエネルギーと入射角度について述べ、これまで述べてきた鉛の組み合わせから最適なものを選ぶ。

入射エネルギーと入射角度

本実験のセットアップは、ビーム上流部の Front Decay Chamber(FDC) とビーム下流部の Main Decay Chamber(MDC) の二つの領域に分けられる。本論文で述べている VETO カウンターは、この二つの領域を覆う円筒形の側面部にあたり、FDC 部のカウンターで 3m、MDC 部で 5.5m の長さとなっている。

図 3.15 から図 3.18 は、それぞれ FDC 及び MDC へ入射する γ のエネルギーと入射角度のプロットである。入射角度は鉛とプラスチックの積層方向を 90 度としていて、K_L ビームの上流から下流の方向を 0 度としている。これまでの議論では垂直入射を 0 度としていたので、この図での 90 度は、シミュレーション結果の 0 度にあたり、以下、60 度及び 120 度がシミュレーションの 30 度、30 度及び 150 度がシミュレーションの 60 度にあたる。

$K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ の場合と $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ の場合とを比較すると、入射角度の分布に大きな違いは無いが、入射エネルギーの分布を見ると、2 体への崩壊である $\pi^0\pi^0$ の方が個々の π^0 のエネルギーも大きくなるので、入射 γ も $\pi^0\pi^0\pi^0$ に比べて大きなエネルギーを持つ。また FDC と MDC を比較すると、FDC にはエネルギーの大きな γ が浅い角度で入射し、MDC には、FDC に比べて小さなエネルギーの γ がより垂直に近い角度で入射する傾向がある。入射角度は FDC でおよそ 12 度、MDC で 20 度付近にピークを持ち、低エネルギーの不感率が大きくなってしまう浅い角度での入射が多い。また入射エネルギーも 20～30MeV という低エネルギーの γ が多くなっている。

入射エネルギー及び入射角と不感率の関係

上で述べた入射エネルギーと入射角度による不感率の相関図 3.8 を見ると、入射角度が 0 から 60 度、ここでいう 90 から 30 度までは不感率が大きく変わることはないが、入射角 75 度、ここでいうと 15 度の入射では、入射エネルギーが 100MeV で二桁、30MeV で一桁、不感率が大きくなってしまっている。つまり入射角度が浅く、エネルギーの小さい γ がより不感率が大きくなると言える。

また $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 探索実験の場合、$\pi^0 \to \gamma\gamma$ の二つの γ を main detector で捕らえる。そのため、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$、$\pi^0\pi^0$ からの 6 個もしくは 4 個の γ の内の 2 個の γ を main detector で捕らえた場合、残りの 4 個もしくは 2 個の γ を全て検出出来なければ、miss measurement となってしまう。それぞれの崩壊の miss measurement は、生成される γ の個数の不感率の積で利いてくるので、$\pi^0\pi^0\pi^0$ よりも $\pi^0\pi^0$ の方が重要になってくる。また MDC で崩壊した K_L^0 から $\pi^0\nu\bar{\nu}$ を見いだすので、FDC よりも MDC での γ に対する不感率が重要である。以上のことから MDC での、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ 崩壊時の γ をいかに感度よく捕らえるかが重要である。

図 3.16 と図 3.18 は入射 γ のエネルギーと角度の相関図である。この図を見るとエネルギーの大きい γ 程浅い角度で入射し、不感率が著しく大きくなる 10～30MeV の γ は、比較的垂直に入射す

る傾向がある。特に $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ の場合の MDC における入射 γ の分布を見ると、50MeV 以上の γ に対しては 20∼40 度という比較的浅い角度での入射が多く、50MeV 以下の γ に対しては 30∼80 度に多く分布する。

この結果、鉛 1mm 厚 85 層の組合わせから前段の鉛を薄くする組み合わせにすることで、不感率は 30MeV 以下、もしくは入射角 20 度以下の γ に対して改善されるので、50MeV 以上の入射角 20∼40 度の γ に対する不感率の向上はあまり望めず、また 50MeV 以上の入射角 30∼80 度の γ に対する不感率も大きく減ることはない。したがって、前段の鉛を薄くすることで本実験の VETO カウンターに対する不感率が改善されるとは言い難い。

3.3　まとめ

これまで EGS4 というモンテカルロシミュレーションを用いて得た結果から、鉛とプラスチックシンチレーターからなるサンドウィッチカウンターの基本的な応答、及び γ に対する不感率について述べてきた。

全 85 層という層数は、全吸収エネルギーや分解能、及び不感率の点から十分な層数であると言える。また鉛の厚さを薄くすることで、主に低エネルギーの γ に対して、sampling effect による不感率を下げることが出来るが、逆に全体の厚さが薄くなってしまい、punch through による不感率を上げてしまう事がわかった。不感率は入射エネルギーと入射角度に依存しており、入射エネルギーが低いほど、またカウンターへの入射角度が浅いほど、不感率は大きくなってしまう。

前段の鉛を薄くする事で、10MeV 以下及び入射角 20 度以下の浅い入射の γ に対する不感率を下げられることがわかったが、実際の本実験で予想される γ の分布から、鉛の組み合わせを工夫することによって不感率が大きく改善されるとは考え難い。したがって、鉛 1mm とプラスティック 5mm を 1 層とする全 85 層の構造は、十分に妥当な構造であると言える。

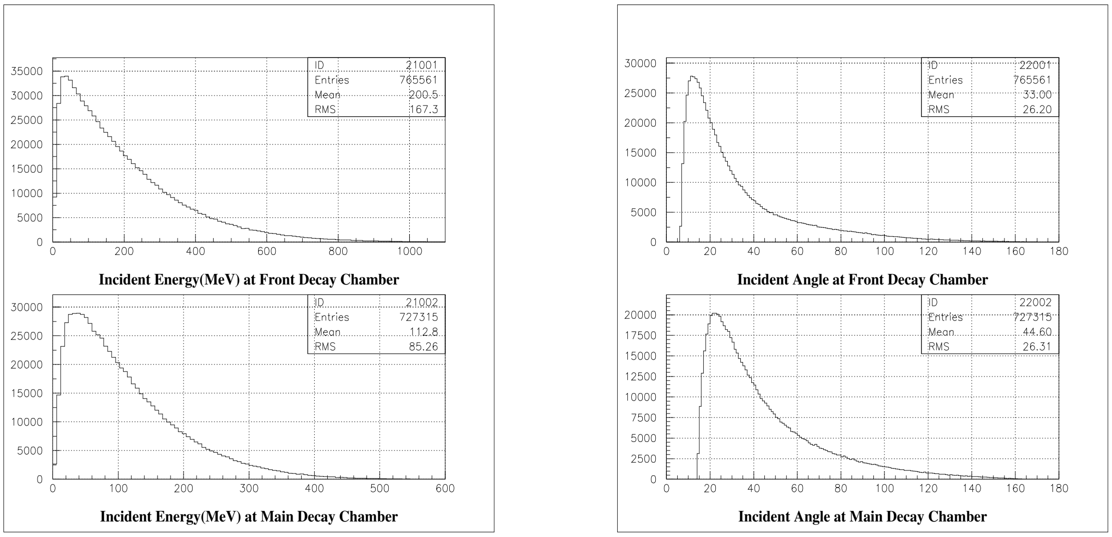


図 3.15: VETO カウンターへ入射する γ の (左) エネルギーと (右) 入射角度 ($K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ の場合)

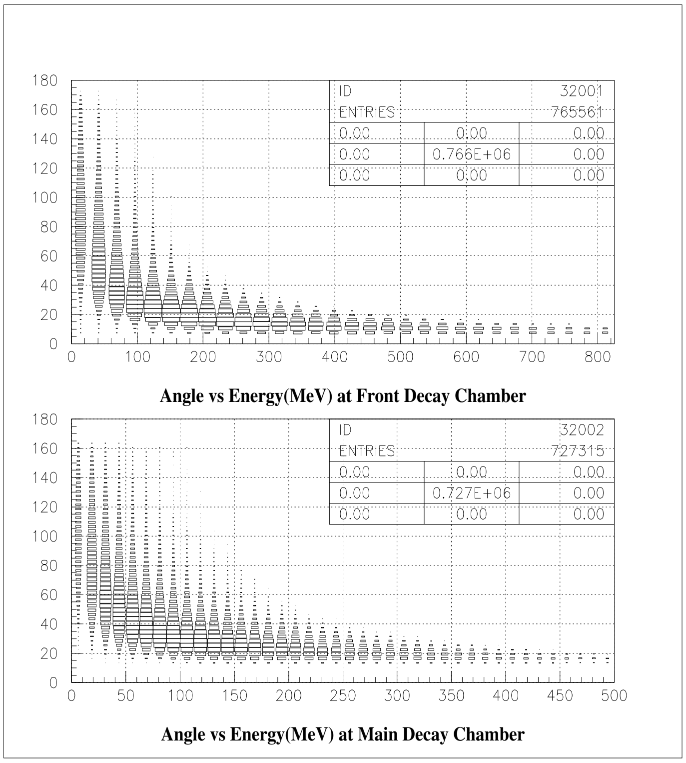


図 3.16: 入射 γ のエネルギーと入射角度の相関 ($K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0$ の場合)

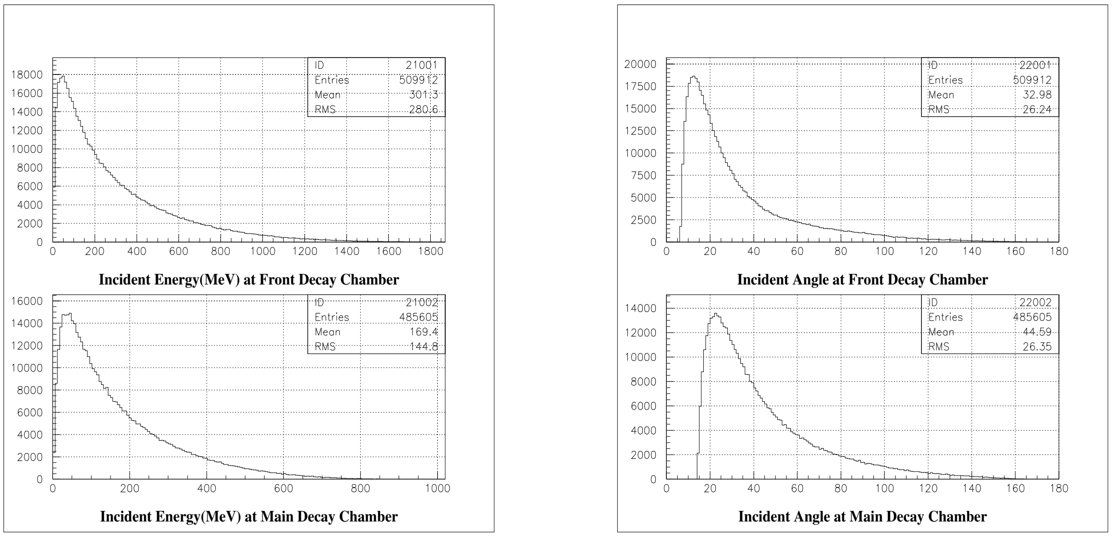


図 3.17: VETO カウンターへ入射する γ の (左) エネルギーと (右) 入射角度 ($K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ の場合)

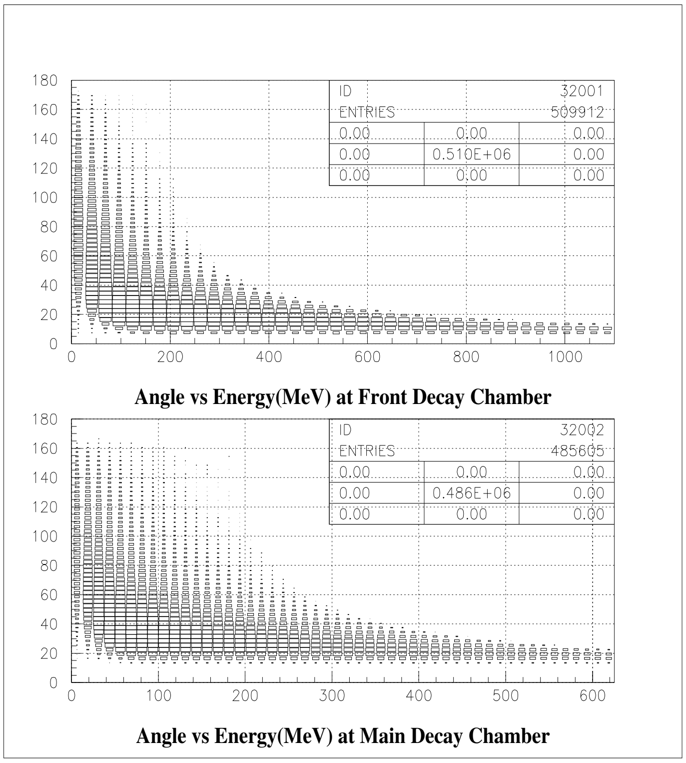


図 3.18: 入射 γ のエネルギーと入射角度の相関 ($K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ の場合)

第4章　試作カウンター

2000 年の 6 月に γ-VETO 用カウンターのプロトタイプを製作した。本実験で用いられる γ-VETO 用のカウンターは 32 及び 16 個の扇形のブロックに分割されて組み立てられる。一つのブロックは長さが MDC で 5.5m、FDC で 3m に達する。

プロトタイプはこの長いカウンターを製作するにあたって、どういった問題が生じるのか検討するために作れた。したがってプロトタイプといっても、長さが 1m である点を除けば他の構造や大きさは現在本実験用として考えられている物に等しい。また製作したプロトタイプを使ってビームテストを行なうことも重要な目的である。ビームテストの結果から光量の見積もり、シミュレーション結果との比較などから、本実験におけるカウンター性能の見通しがつく。また本実験のセットアップにした場合に強度的に持ちうるのかメカニカルテストを行なった。

この章では試作カウンターの概要について述べる。

4.1　試作カウンターの概要

プロトタイプは鉛 1mm 厚とプラスチックシンチレーター 5mm 厚を一層とする全 86 層からなる。ただし積層の際に一番下になる層は鉛ではなく、ステンレス 3mm 厚を置いた。これは積層した 1m Module を更にナットで締めるために強度の強いステンレスが置かれた。これによりカウンターを吊り上げることが可能になる。またステンレスの大きさは $20\times100\times0.3$cm の大きさで、γ-VETO カウンターの円柱の内径部に当たる。積層の際一番上部にくるシンチレーターは $30\times100\times0.5$cm の大きさで Barrel の外径部に当たる。つまり 1m Module の側面は台形状になっている。

シンチレーターは MS 樹脂製の押し出し成形法によるプラスチックを用いて、fiber を埋める溝は 10mm 間隔でシンチレーターの片面にだけある。fiber は BICRON 製の BCF-91A を用い、fiber とシンチレーターへの接着には紫外線硬化型アクリル系接着剤を用いた。シンチレーターの上下に一枚づつ、反射材として 0.018mm 厚の TiO_2 PET を積層する。図 4.1 は一層分の構造を示している。また図 4.2 の上の写真は、あらかじめ接着剤を塗っておいた溝に fiber をうめて、紫外線を照射して接着剤を固めているところである。下の写真は鉛とプラスチックを積層している状態である。また 1m Module を包むように反射材で覆い、さらに遮光のために黒紙で覆った。

ここで製作時の問題として fiber の接着時にシンチレーターの端の部分で fiber が折れるといった事がしばしば起こった。BICRON 製の BCF-91A は元々折れ易いことが確認されていたが、これは大きな問題である。今回の 1m Module ではシンチレーターの端の部分に RTV ゴムを塗ることで折り曲がりの防止を図ったが、本実験用のカウンター製作でこのような手間は避けたい。

またシンチレーターの数枚に反りのひどいものが含まれていて、溝加工における深さの不均一性、

fiber 接着時に fiber が浮き上がる等の問題の原因となり、押し出し成形の製品の均一性も重要な点である。

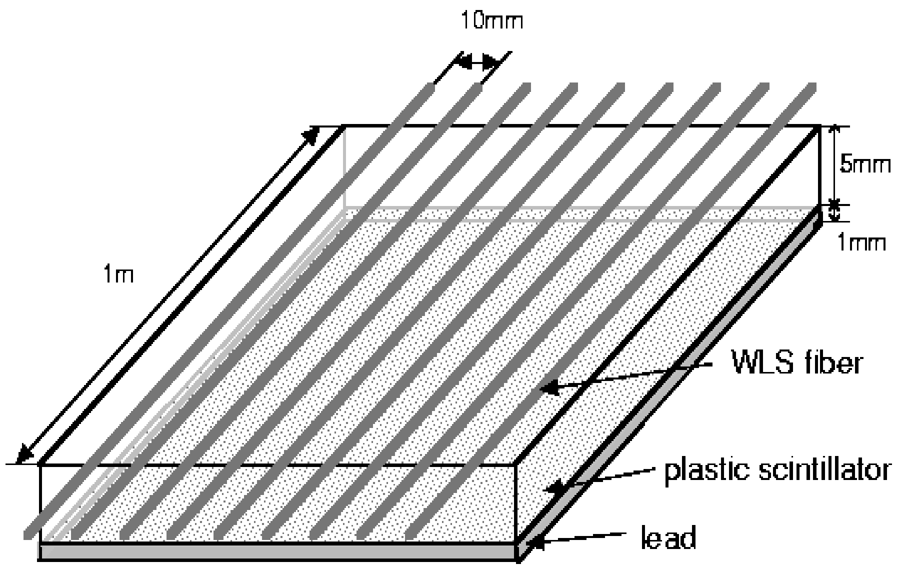


図 4.1: 1m Module の一層分

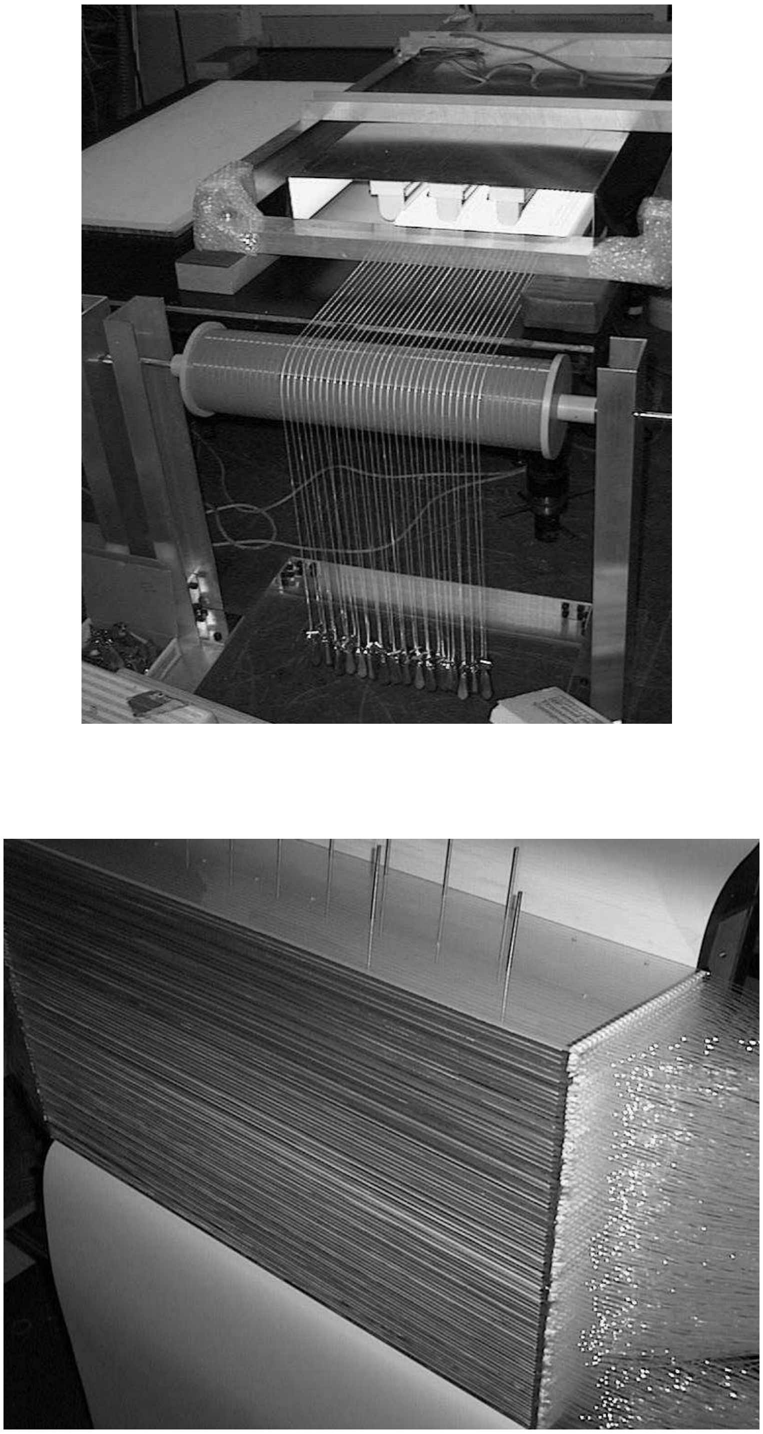


図 4.2: fiber の接着状況と 1m Prototype Module の積層

第5章　ビームテスト

5.1　ビームテストの目的

ビームテストの大きな目的の一つは、MS 樹脂製の押し出し成形によるプラスチックシンチレーターと W.L.S. fiber による集光系を用いたこのカウンターが、要求される性能を満たしうる光量を得ているのかを確かめることにある。獲得光量が少ないと第二章で述べたように光電子増倍管における不感率が大きくなり、サンドウィッチ構造に起因する不感率を上まわって E391a 実験で要求される性能を達成できなくなる。第 2.1.1 章で述べたように、光電子増倍管において不感率 10^{-4} を達成するためには、少なくとも獲得平均光電子数は 12 個以上が必要となる。

また electron、hadron 入射における応答の違い、また斜め入射の応答を見ることも重要で、さらに π の突き抜けによる minimum ionize の応答を使い、Energy scale の Calibration を行なう。これによって 16 本の光電子増倍管の Gain を合わせることが可能になり、1m Module の Total としての応答を見ることが出来る。

ビームテストでは第四章で述べた長さ 1m の prototype Module (以下、1m Module) を用い、応答を詳しく見るために全 86 層を 11 層 $\times 6$、10 層 $\times 2$ の計 8block に分割して、左右の fiber を光電子増倍管に接着する。E391a 実験では全 86 層を 2block に分けて fiber を光電子増倍管に接着する予定である。図 5.1 の上の図は 1m Module を側面から見た図であり、下の写真は実際にビームライン状に置かれた状態である。また 1m Module の下の台は 360 度自由に回すことが出来て、斜め入射に対する応答も測定した。

光電子増倍管は光量を見積もるために photon counting の浜松ホトニクス製 H1161(2inch) を用いた。fiber を光電子増倍管に接着する方法は、まず 11 あるいは 10 層分の fiber およそ 220∼300 本をアクリル製の止め具により固定し接着剤で固める。続いて光電面に接着するために円盤状のカッターでアクリルの止め具ごと切断し接着面を出す。ここで切断の際、切断面に多くの水をかけて冷やさないと、摩擦熱によりアクリル及び fiber がとけて切断面が白く濁ってしまう。これでは得られる光量が減ってしまうので、切断中よく冷やすことが重要である。切断された面と光電面の接着には Optical cement(NE581) を用いた。この光電面と fiber の接着がうまくいかないと、光電子増倍管毎に得られる光量にばらつきがでて、Module 全体のとして良い性能が得られなくなる。

また光電子増倍管の gain 安定性を見るために、LED による光を W.L.S. ではない普通の fiber で 16 個の光電子増倍管に導く。LED の光は電気回路のパルス信号に同期して発光するので、入力パルス幅を変えることによって、光電子増倍管に入る光量を変えることが出来る。LED からの fiber は W.L.S. fiber を固定したアクリルの横に固定された。図 5.2 の上の写真は 11 あるいは 10 層分の fiber をアクリルの止め具を用いて接着剤により固めているところである。下の写真は fiber を光電子増倍管に接着した状態である。

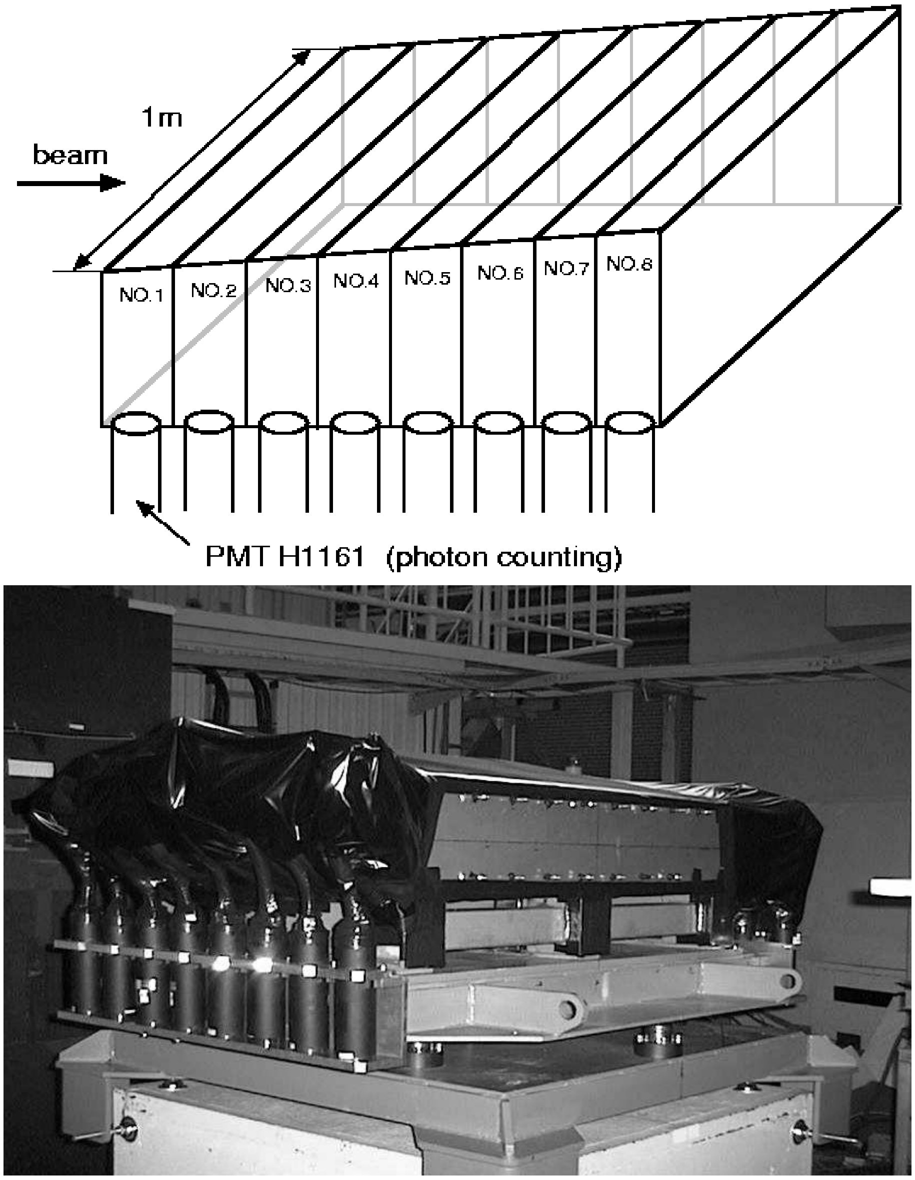


図 5.1: ビームテスト時の 1m Module

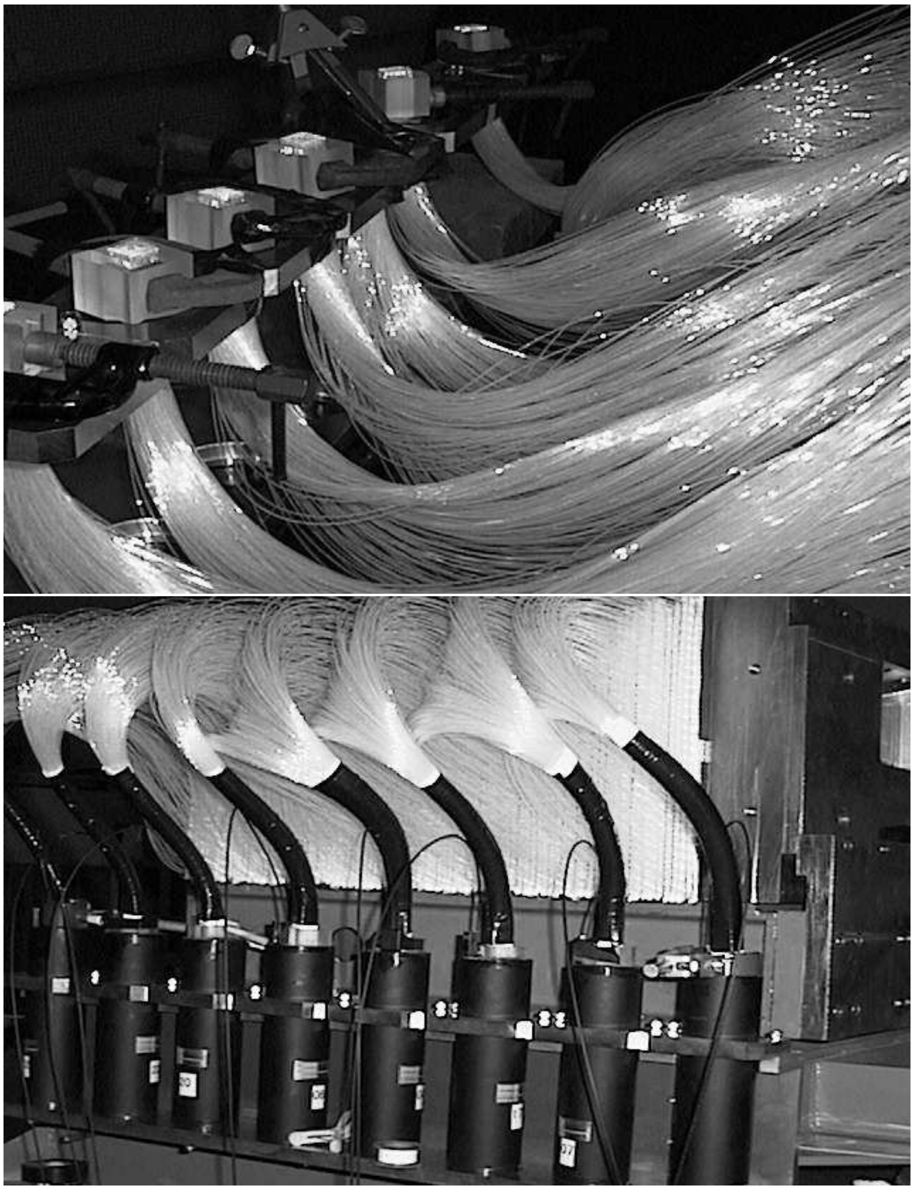


図 5.2: W.L.S. fiber の光電子増倍管への接着模様

5.2　ビームテストのセットアップ

ビームテストは KEK-PS の T1 ビームラインで行われた。PS(Proton Synchrotron) で 12GeV に加速された陽子は、PS リング内に設置された内部ターゲット内の核子と反応し二次粒子を発生させる。二次粒子の電荷と運動量を Bending Magnet と Slit により選択することが出来て、正電荷のビームには e^+、π^+、p、d 等が含まれ、負電荷のビームには e^-、π^- 等が含まれる。用いたビームの運動量は 0.4∼2.0GeV/c である。図 5.3 は KEK-PS T1 及び π2 ビームラインで、上のラインが T1 である。図を見るとわかるように T1 ビームラインは二つの Bending Magnet と、二つの収束用四極子電磁石からなる。

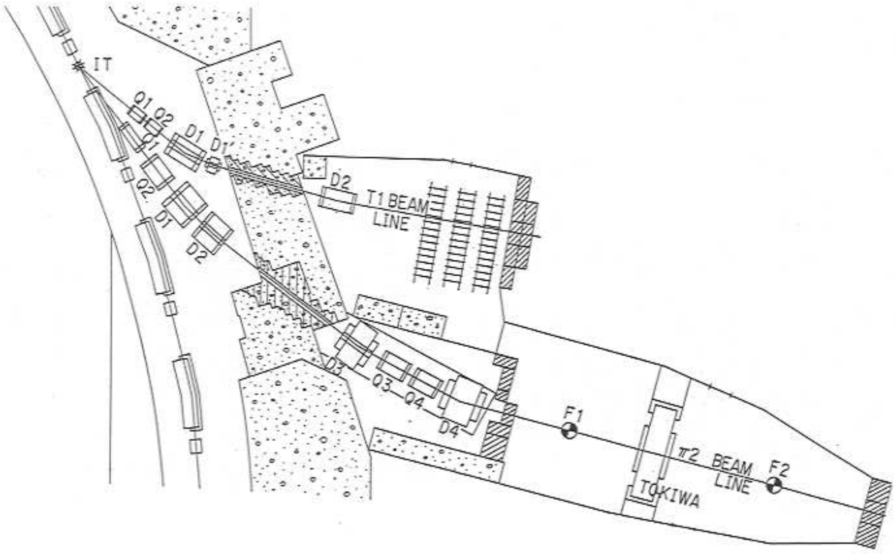


図 5.3: KEK-PS T1 ビームライン

ビームテストは図 5.4 のようなセットアップで行なった。5 個の trigger 用プラスチックシンチレーターと、electron と hadron を識別するために 2 つの Threshold 型 Cerenkov counter が置かれた。Cerenkov counter には始め 1 気圧で二酸化炭素を用いていたが、electron trigger mode において、π に対してより高い Threshold になるように、実験の前半で空気 1 気圧に代替した。これによって閾値速度は気温 20 度の場合、β_{th} >0.99959(CO_2) から β_{th} >0.99971(air) となる。運動量でいうと、electron に対して P_{th} >17.84MeV/c(CO_2) から P_{th} >21.11MeV/c(air) となり、π に対して P_{th} >4.87GeV/c(CO_2) から P_{th} >5.77GeV/c(air) となる。この二つの Cerenkov Counter のシグナルを使って粒子識別を行なうのだが、二つの Cerenkov Counter の AND の時に Electron trigger mode、二つの Cerenkov Counter の OR の VETO の時に Hadron trigger mode とした。

また trigger counter の S1 はシンチレーターの両側に光電子増倍管を接着し、その二つの信号の MEAN TIMER OUT を TDC(Time to Degital Converter) の start にとり、他の各 trigger counter の信号を stop にとることで TOF(Time Of Flight) の役割を果たし、hadron の粒子識別が可能とな

る。S3 についてもシンチレーターの両側に光電子増倍管を接着し、二つの信号の MEAN TIMER OUT をとっている。S1 と S3 の間隔はおよそ 4m あるので、運動量が 1GeV の場合 π と陽子の時間差は約 4.83ns、π と重陽子で約 10.06ns となる。また電子と π の時間差はおよそ 0.13ns と極めて小さい値となる。図 5.5 は trigger counter S3 の TDC ヒストグラムである。TDC の出力と時間の関係はおよそ 0.055(ns/ch) であるので、時間差を channel 数に換算すると、π と陽子の時間差は約 88ch、π と重陽子で約 183ch、電子と π の時間差は約 2.4ch となり hadron の識別には有効であるが、TOF による e-π の識別は難しい。e-π の識別については次の節で詳しく述べる。

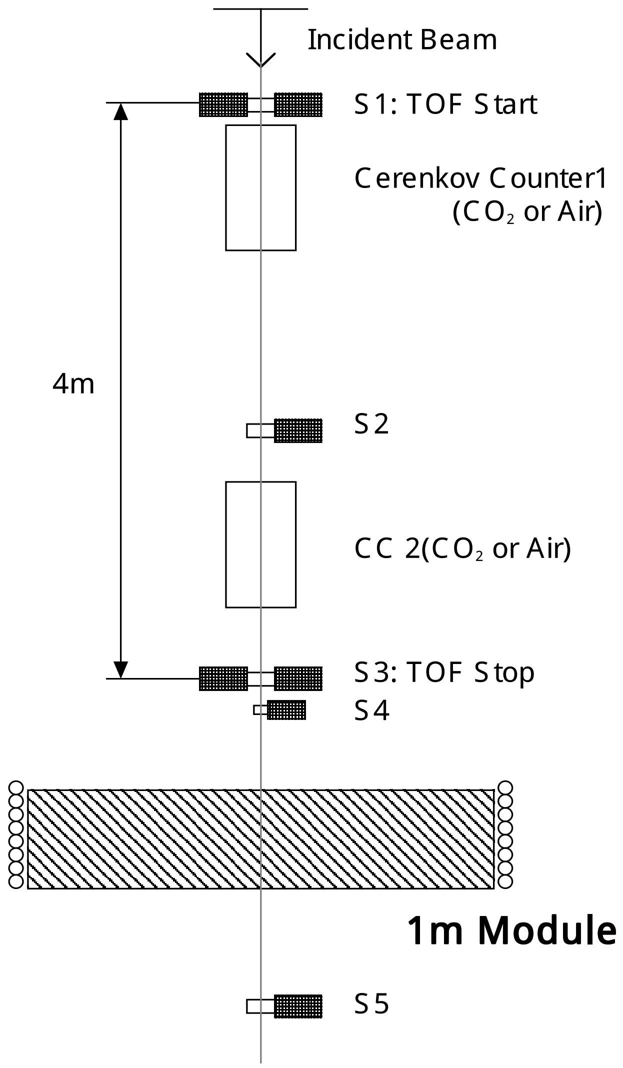


図 5.4: ビームラインのセットアップ

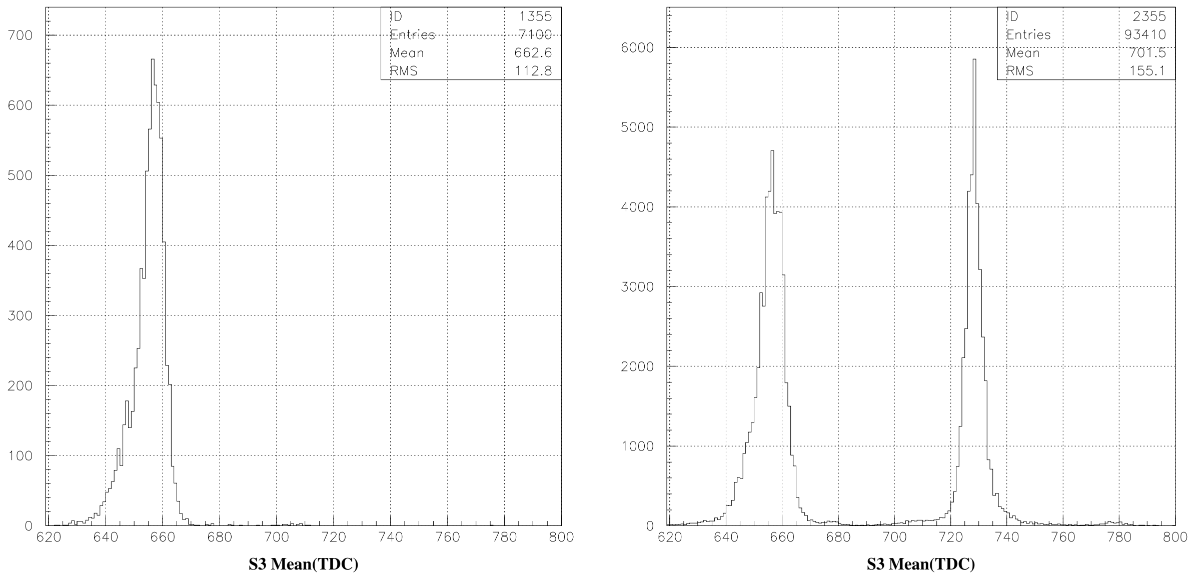


図 5.5: S3 の TDC ヒストグラム (左)Electron Trigger Mode で electron のピーク (右)Hadron Trigger Mode で左のピークが π^+、右のピークが proton。

5.3　ビーム条件と event selection

ここではどのような条件で実験を行なったかについて述べ、とったデータをまとめる。また event selection として electron と hadron の分離について述べる。

5.3.1　ビーム条件

ビーム条件には大きく分けて二つの mode があり、Electron mode と Hadron mode がある。どちらの mode でも trigger カウンター (S1~S4) を通る条件を満たし、更に前にも述べたように二つの Cerenkov Counter の AND の時に Electron trigger mode、二つの Cerenkov Counter の OR の VETO の時に Hadron trigger mode とした。Hadron mode には 1m Module の突き抜け条件を加えるために、ビームの最下流に設置した $100 \times 100 \times 5$mm の大きさである S5 カウンターの信号の ON、OFF を加えた。ビームの大きさは 1m Module の手前にある S4 カウンターの大きさで決まり、20×30mm に絞られる。この二つの trigger mode の他に光電子増倍管の安定性を見るために、入力パルスを固定し入力される光量を一定にさせた LED run と、Pedestal run を別途用意した。図 5.7 にビームテスト時における Logic 図を示す。Counting rate は Electron mode で 1~3 個/spill、Hadron mode の S5ON で 10~200 個/spill、そして S5OFF で 100~700 個/spill となった。

表 5.1 から表 5.5 に、実験時のビーム条件と得られたデータをまとめた。slit の open と narrow とは、図 5.3 において D2 電磁石のビーム上流側設置されたスリットを指し、実験の前半ではスリットを全開 (slit open) にして実験を行なっていたが、electron trigger mode において trigger カウンター

の TDC ヒストグラムで electron のピークが広がっていた。そこでピークを鋭くするためスリットを 20mm の幅にした。図 5.6 はスリットを狭める前後での S3Mean の TDC ヒストグラムである。

また 1m Module は 360 度回転できるようになっていて、今回の実験では、垂直入射を 0 度として、30、45、60 度と反対の方向に 1m Module を回し-45 度の入射角についてデータをとった。

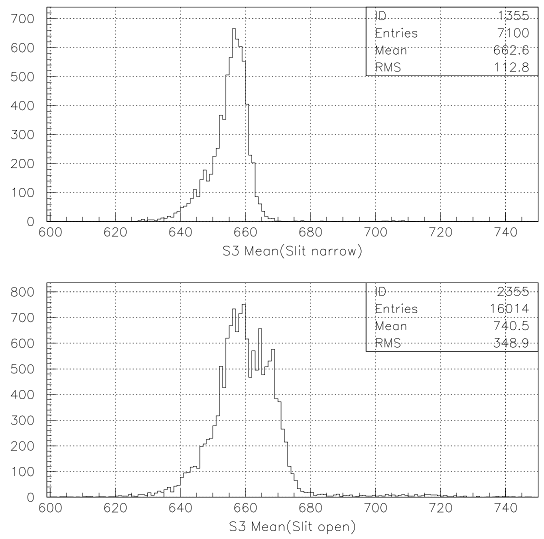


図 5.6: S3Mean の TDC ヒストグラムにおけるスリットの効果。(上)slit open (下)slit narrow

Electron Trigger			Positron Trigger		
P(GeV/c)	Total events($\times 10^3$)		P(GeV/c)	Total events($\times 10^3$)	
	slit open	slit narrow		slit open	slit narrow
0.4		5.3	0.4		
0.5	27.1	4.8	0.5	2.8	7.9
0.8		7.4	0.8		9.9
1.0	39.2	7.1	1.0	26.3	
1.2		11.0	1.2		3.4
1.5	16.1		1.5	11.6	
2.0	1.6		2.0		

表 5.1: Electron and Positron trigger mode

P(GeV/c)	Total events(×10^3)			
	slit open		slit narrow	
	S5ON	S5OFF	S5ON	S5OFF
0.4			nothing	22.1
0.5			1.0	50.3
0.8			19.8	50.6
1.0	50.3	57.5		
1.2			50.5	51.3
1.5	52.4	57.2		
1.6			50.1	49.0
2.0			47.7	57.1

表 5.2: Hadron(+) trigger mode

P(GeV/c)	Total events(×10^3)			
	slit open		slit narrow	
	S5ON	S5OFF	S5ON	S5OFF
0.4			nothing	43.3
0.5			0.8	50.1
0.8			14.0	54.2
1.0	49.5	51.8		
1.2			56.9	51.9
1.5	49.3	55.5		
1.6			20.6	47.5
2.0			42.6	47.4

表 5.3: Hadron(-) trigger mode

P(GeV/c)	Total events(×10^3)				
		S5ON		S5OFF	
	Electron	Hadron +	Hadron -	Hadron +	Hadron -
0.5				26.4	25.2
0.8	13.7		5.2	51.2	50.8
1.0	15.3		12.9	50.7	50.5
1.2	9.8		18.3	53.5	51.1
1.5	6.7		30.9	50.7	48.6

表 5.4: 入射角 45 度

P(GeV/c)	入射角	Total events(×10^3)				
			S5ON		S5OFF	
		Electron	Hadron +	Hadron -	Hadron +	Hadron -
1.0	30	9.2	15.6	7.1	63.9	50.5
1.0	60	10.3		22.0	22.2	20.4
1.0	-45	7.9		14.0	52.0	50.8

表 5.5: 入射角 30,60,-45 度

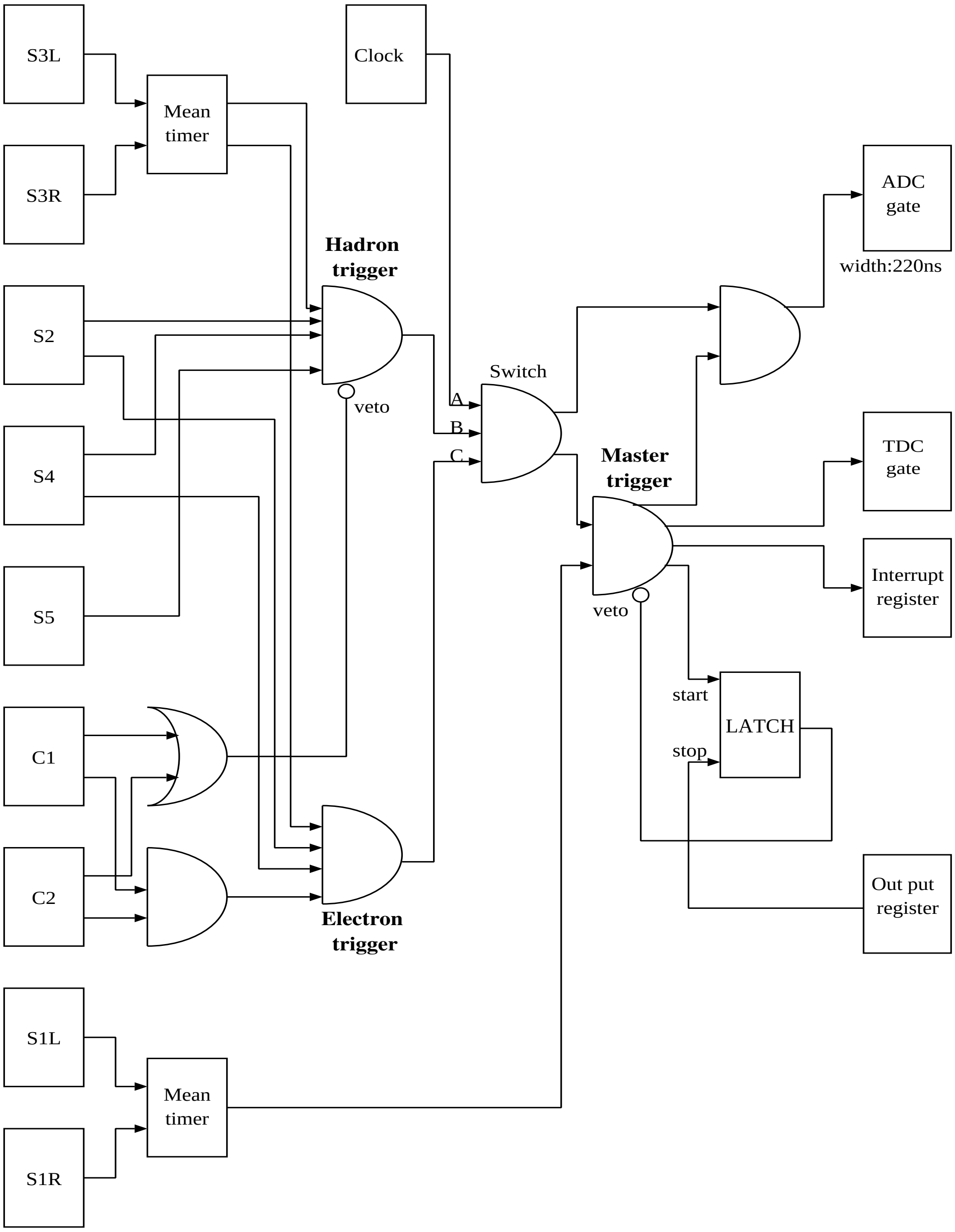

S3L
S3R
Mean timer
Clock
ADC gate
width:220ns
Hadron trigger
S2
Switch
A
B
C
veto
S4
Master trigger
TDC gate
Interrupt register
S5
veto
start
LATCH
stop
C1
C2
Electron trigger
Out put register
S1L
Mean timer
S1R

図 5.7: Logic 図

Pedestal run

このビームテストは約一週間にわたって行われた。ここでは長期間に及んだ実験中に、Pedestalがどれだけ安定していたのか見ていく。実験時におけるPedestalの広がりはおよそ2~3channel程度であった。図5.8は、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。

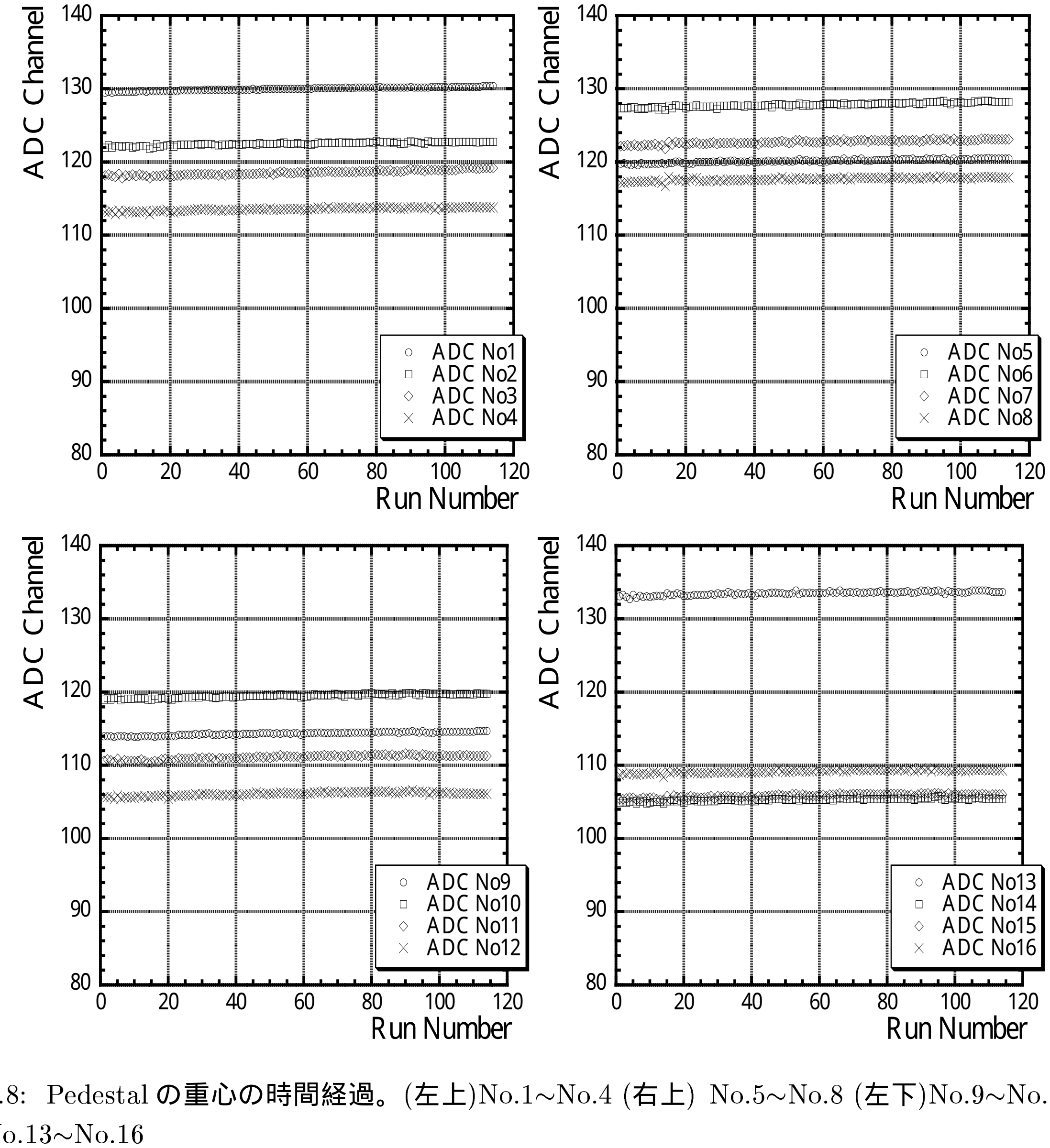


図 5.8: Pedestalの重心の時間経過。(左上)No.1~No.4 (右上) No.5~No.8 (左下)No.9~No.12 (右下)No.13~No.16

5.3.2 e-hadron の分離

electron と hadron の識別には Threshold 型の Cerenkov カウンターを二つ置くことで行なう。以後、それぞれのカウンターは C1、C2 とする。空気 1 気圧の場合 electron の閾値運動量は 21.1MeV/c で、この実験における運動量の範囲では必ず Cerenkov カウンター内で発光し信号を出す。逆に π の閾値運動量は 5.77GeV/c なので原理的には Cerenkov 光を発することはなく信号は出ない。陽子や重陽子はさらにおおきな閾値運動量である。しかし π が Cerenkov Counter のガスや窓の物質から電子をたたき出し、たたき出された電子が Cerenkov 光を発する場合がある。今回の実験では trigger mode として electron と hadron mode の二種類があり、electron mode では二つの Cerenkov Counter からの信号の AND をとる。つまり両方の Cerenkov Counter で発光した場合だけを electron としている。逆に hadron mode は二つの Cerenkov Counter からの信号の OR の VETO をとる。つまり両方の Cerenkov Counter が発光しない場合のみを hadron としている。上のような理由で π が Cerenkov Counter を鳴らす事は real なイベントに比べて少ないと思われ、二つの Cerenkov Counter で起きることは極めて稀であろう。

e-π の分離を見積もる一つの方法として、各光電子増倍管の応答の違いから見積もることを考えた。1GeV 程度の electron を入射した場合、electron は電磁シャワーを起こしエネルギーを失う。その応答は各光電子増倍管によって大きく異なり、1m Module 前段の応答はピークが 300ch を越える大きなものとなり、後段の 7、8block の応答は極めて小さい。逆に 1GeV 程度の π が入射した場合、その多くは 1m Module を突き抜け、各 block でほぼ等量のエネルギーを失う。光電子増倍管の calibration の結果、その応答も各光電子増倍管でほぼ等しく、50$\sim$300ch 程度に分布したヒストグラムとなる。electron trigger mode において、16 本全ての光電子増倍管の ADC ヒストグラムで 50$\sim$300ch に応答があるとすると、そのイベントは π である確率が非常に高い。運動量 1GeV/c の electron を入射した実験結果から、上のようなイベントを見積もると、全 4572 イベントのうち 2 イベントが該当し、全体の 0.04% に当たる。つまり e-π の分離は 99.96% 程度で行なえていると言える。

5.4 π を用いた Energy Calibration

Run 中での Energy Calibration

実験を始めるにあたって、まず 16 本の光電子増倍管の Gain を揃えるために Hadron(-) trigger mode で突き抜け条件を加えたビームを使った。これは π^- の突き抜けに対する応答を見ることに等しい。π^- は物質中を通過すると主に電離によって自身のエネルギーを失う。最少エネルギー損失 $\frac{dE}{dx}_{|min}$[MeV/g$\cdot$ cm^{-2}] でエネルギーを失うとすると、プラスチックの場合密度は 1.032[$g\cdot$ cm^{-3}] なので $\frac{dE}{dx}_{|min}$=1.936[MeV/g$\cdot$ cm^{-2}]=2.00[MeV/cm] となり、また鉛の場合は密度が 11.35[g$\cdot$ cm^{-3}] なので $\frac{dE}{dx}_{|min}$=1.123[MeV/g$\cdot$ cm^{-2}]=12.7[MeV/cm] となる。

プラスチックへのエネルギー損失は 2.00[MeV/cm] であり、光電子増倍管で読む信号は 5mm のプラスチックが 11 または 10 枚分であるから、一つの光電子増倍管は 11 または 10MeV のエネルギー損失に対応した光量を得ていることになる。そこで ADC の ch とエネルギー損失の関係が

$$1\text{MeV のエネルギー損失} \sim 10ch$$

となるように光電子増倍管に印加する電圧を調整した。

5.4.1　モンテカルロシミュレーションを用いた off-line での Energy Calibration

ここでは実験の解析として、エネルギースケールの Calibration を Geant4 というシミュレーションプログラムを用いて行なう。Geant4 は粒子と物質の相互作用をシミュレートし、EGS との違いは電磁相互作用のほかに Hadron に対する相互作用が含まれている点である。そのため、いま行ないたい π^- の応答についてシミュレートが可能になる。シミュレーションでのセットアップは、実験を再現するために 5 つの trigger カウンターと、1m Module として鉛 1mm 厚とプラスチックシンチレーターとしてポリスチレン 5mm 厚を一層とする全 86 層を 1m Module の大きさで定義した。そして S5 を除くすべての trigger カウンターを通った場合のみに、1m Module への吸収エネルギーを求めるようにした。また必要に応じて S5 は trigger に含む事も出来る。

実験では 1m Module を 8 つの block に分割して光電子増倍管で信号を読んでいたので、シミュレーションの結果もそれに対応するように全 86 層を 11 層 $\times$6block と 10 層 $\times$2block の計 8block に分けて、各 block のプラスチックへの吸収エネルギーの和を求めた。図 5.9 はシミュレーションによる運動量 1GeV/c の π^- を入射した際の、各 block への吸収エネルギーをヒストグラムにしたものである。横軸は吸収エネルギーで単位は MeV である。このシミュレーションでは突き抜け条件を加えてある。No7 と No8 は他の block に比べて一層分少ないので、その分吸収エネルギーは小さくなる。

また図 5.10 はシミュレーションの比較として、実験において運動量 1GeV/c の π^- を入射した際の ADC channel のヒストグラムである。この場合も S5ON による突き抜け条件を加えている。また入射粒子 π^- の選択としては、Hadron trigger mode において図 5.5 のような TDC ヒストグラムにカットを入れることにより行なった。この作業を 5 つの trigger counter の TDC に対して行なう。

実験結果とシミュレーションの結果を比較すると、実験結果の方がピークが太くなっている。元々実験で観測される量とは光電子増倍管の電気信号であり、次のような過程を経ている。まずプラスチックへの吸収エネルギーはプラスチックでの発光量に比例し、このシンチレーション光の一部が fiber を伝わり光電面に到達する。光電面で光子が光電子に変換され、それを光電子増倍管により増幅する事で電気信号として出力できる。すべての量は比例関係にあるので、発光量が多ければ電気信号は大きくなるし、その逆も成り立つ。この過程の結果、ある一定の吸収エネルギーでも各過程で広がりを持つので最終的に観測される量も分布を持つ。したがって実験の結果が広がっていると解釈できる。ここではある吸収エネルギーに対する観測量がガウス分布に従い分布すると仮定して、シミュレーション結果と実験結果の fitting を行なう。

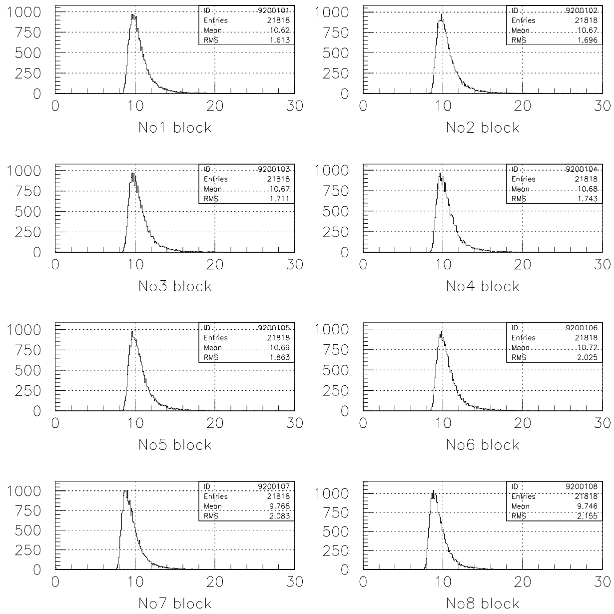


図 5.9: 1GeV/c の π^- を入射した場合のシミュレーションの結果。横軸は吸収エネルギー (MeV)。

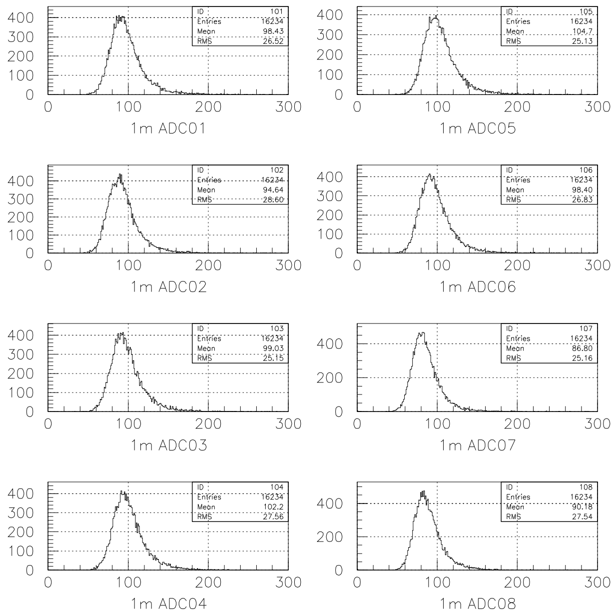


図 5.10: 1GeV/c の π^- を入射した場合の実験の結果。横軸は ADC channel。

ガウス分布を仮定した fittig

ここでは実験結果とシミュレーション結果の fitting について述べ、ADC channel から Energy scale への変換を行なう。

シミュレーションの結果として得られたヒストグラムの各 channel をガウス分布によって分布させて、全 channel 分を足し合わせる。平均を m、分散を σ とすると、ガウス分布は以下の式で表せる。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.1}$$

fitting では σ を channel 数の平方根に比例すると仮定した。すなわち $\sigma = a\sqrt{m}$ である。a は比例定数である。こうしてシミュレーションの結果を広げた分布の横軸はエネルギーであり、これを何倍かして ADC の channel に合わせ、また高さ方向に何倍かすることでシミュレーション結果の実験結果への fitting が可能となる。結局 fitting を行なう際に、三つの fitting parameter を用いることになる。以下の式が用いた fitting 関数である。

$$ADC(ch) = par(1)\left[\sum_{E=0}^{channel\ 数} GEANT(E) \times \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-(ch - E\cdot par(3))^2}{2\sigma^2}\right)\right] \tag{5.2}$$

$$\text{ここで}\sigma = par(2)\sqrt{E\cdot par(3)} \tag{5.3}$$

ADC(ch)	=	実験結果のヒストグラムで channel(ch) に対応するイベント数
GEANT(E)	=	シミュレーション結果のヒストグラムでエネルギー (E) に対応するイベント数
par(1)	=	高さ方向の factor
par(2)	=	分散の比例定数 (a)
par(3)	=	エネルギーから ADC channel への変換 factor

図 5.11 は 1GeV/c の π^- を入射した場合の実験結果に、同条件のシミュレーション結果を fitting した結果である。どちらも S5ON の突き抜け条件を入れている。このような fitting を 16 本の光電子増倍管に対して行い ADC channel から Energy scale への変換 factor を求めて、16 本の光電子増倍管の Gain を揃えた。

また入射エネルギーが、0.5,0.8,1.0,1.2,1.5GeV/c に対しても同じようにシミュレーション結果と実験結果の比較も行なった。図 5.12 は光電子増倍管 No1 の変換 factor と入射エネルギーの関係である。

ここでエラーバーは fitting のエラーであり、0.5GeV に対するエラーバーが大きい理由は実験のイベント数が少ないためである。このエラーも含めて加重平均をとった値の逆数を ADC channel から Energy scale への変換 factor とした。

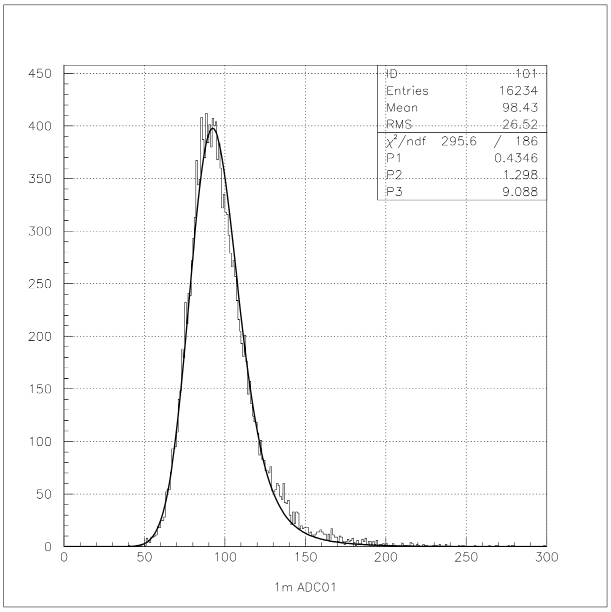


図 5.11: 1GeV/c の π^- を入射した場合の実験結果に Geant の結果を fitting した結果。横軸は ADC channel。この場合 Energy から ADC channel への変換 factor は 9.088 となる。

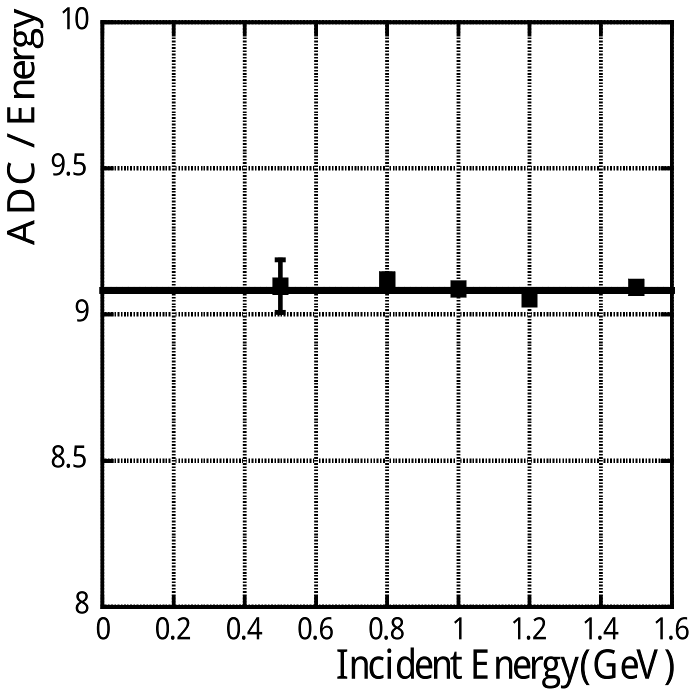


図 5.12: 入射エネルギーと ADC channel の Energy に対する比。

その他の Caliblation

上の議論ではシミュレーション結果の分布を広げて fitting することにより、ADC channel から Energy scale への変換 factor を求めたが、ここでは別のやり方として、重心による比較とガウス分布による平均値の比較から変換 factor を求める。Calibration のやり方によってどの程度の違いがでるのかを調べた。

重心による比較ではシミュレーションによる結果と実験結果のヒストグラムからそれぞれのピークの重心を求めて、単純にその重心の割り算で変換 factor を求めるやり方である。

ガウス分布による平均値の比較では、シミュレーションの結果と実験結果のヒストグラムに、ある範囲で Gauss 分布を fitting してその平均値を求め、割り算を行なうことによって変換 factor を求めるやり方である。

始めに説明したシミュレーション結果の分布を広げて fitting するやり方で求めた変換 factor を A_{fit} とし、重心によって求めた変換 factor を A_G とし、最後に Gauss 分布の fitting によって求めた変換 factor を A_{Gauss} とし、以下に各光電子増倍管に対する変換 factor をまとめる。

PMT Number	A_{fit}	A_G	A_{Gauss}
1	0.1101	0.1079	0.1075
2	0.1156	0.1127	0.1123
3	0.1089	0.1078	0.1068
4	0.1063	0.1046	0.1042
5	0.1035	0.1022	0.1016
6	0.1108	0.1090	0.1086
7	0.1134	0.1126	0.1104
8	0.1106	0.1081	0.1073
9	0.1096	0.1077	0.1077
10	0.1129	0.1108	0.1108
11	0.1069	0.1051	0.1047
12	0.1101	0.1079	0.1083
13	0.1089	0.1067	0.1066
14	0.1037	0.1024	0.1024
15	0.1120	0.1106	0.1088
16	0.1106	0.1086	0.1083

表 5.6: ADC channel から Energy scale への変換効率

この結果から A_{fit} に対して A_G、A_{Gauss} は、平均してそれぞれ 1.6%、2.1% 小さい値となっていて、Calibration のやり方によってこの程度の違いが見られる。

以下では、基本的には変換 factor A_{fit} を用いて、electron に対する 1m Module の total の応答を見ていく。

5.4.2 Energy scale(Electron)

ここでは上で求めた ADC channel から Energy scale への変換 factor を用いて、Electron trigger mode で得られた electron 入射時の応答について、垂直入射及び斜め入射について述べる。

垂直入射

図 5.13 は 1GeV の electron を垂直に入射した時の、1m Module の応答である。光電子増倍管の番号はビーム上流からみて右側が No1~No8 であり、左側が No9~No16 である。すなわち最上流部の block1 の信号を二つの光電子増倍管 No1 と No9 で読むことになる。

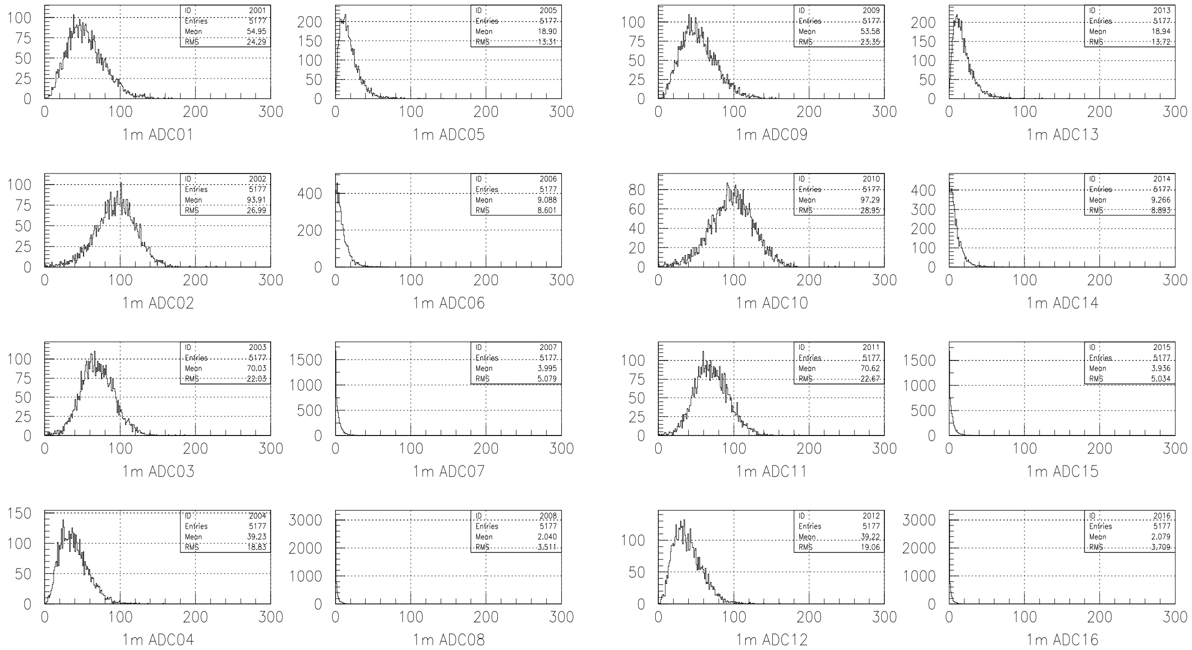


図 5.13: Electron 入射時の 1m Module の応答。右が光電子増倍管の No1~N8。左が No9~N16。

このようにして Energy Calibration を行なうことによって、16 本の光電子増倍管の Gain を揃えたことになり、16 本の光電子増倍管の和が意味のあるものとなる。図 5.14 は、入射エネルギーの違った Electron が 1m Module へ入射した際の、Gain を合わせた 16 本の光電子増倍管の SUM をプロットした。ここで 16 本の SUM をとる際に両側から信号を読んでいる点を考慮に入れて、16 本の SUM を 2 で割っている。

各ピークに Gauss 分布の fitting を行い、平均値と分散 (σ) を得る。横軸に入射エネルギーをとり、縦軸に SUM の値をとったグラフが図 5.15 である。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おり、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。

$$\text{SUM} = (293.35 \pm 1.05) \times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(slit narrow)}$$
$$\text{SUM} = (283.86 \pm 2.93) \times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(slit open)}$$

ここで誤差は fitting error である。

またエネルギー分解能は、Gauss fit の平均値と分散 σ から次のような式で得られる。

$$\text{分解能} = \frac{\sigma}{\text{平均値}}$$

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 5.16 である。fitting 関数は次の式を仮定した。

$$\text{分解能}\,(\%) = \frac{a}{\text{Incident Energy}\,[\text{GeV/c}]} - b$$

ここで a,b は fitting parameter である。

fitting の結果は以下のようになった。

$$\text{分解能}\,(\%) = \frac{(5.26 \pm 0.75)}{\text{E}\,[\text{GeV/c}]} + (0.01 \pm 0.93)\ \text{(slit narrow)}$$

$$\text{分解能}\,(\%) = \frac{(5.64 \pm 0.33)}{\text{E}\,[\text{GeV/c}]} - (0.35 \pm 0.34)\ \text{(slit open)}$$

分解能に関して slit の open と narrow に 0.4%の差が見られた。また SUM の線形性については、slit の open と narrow に関わらず良好な結果であったが、SUM の絶対値に関して 3%程度の差が見られた。

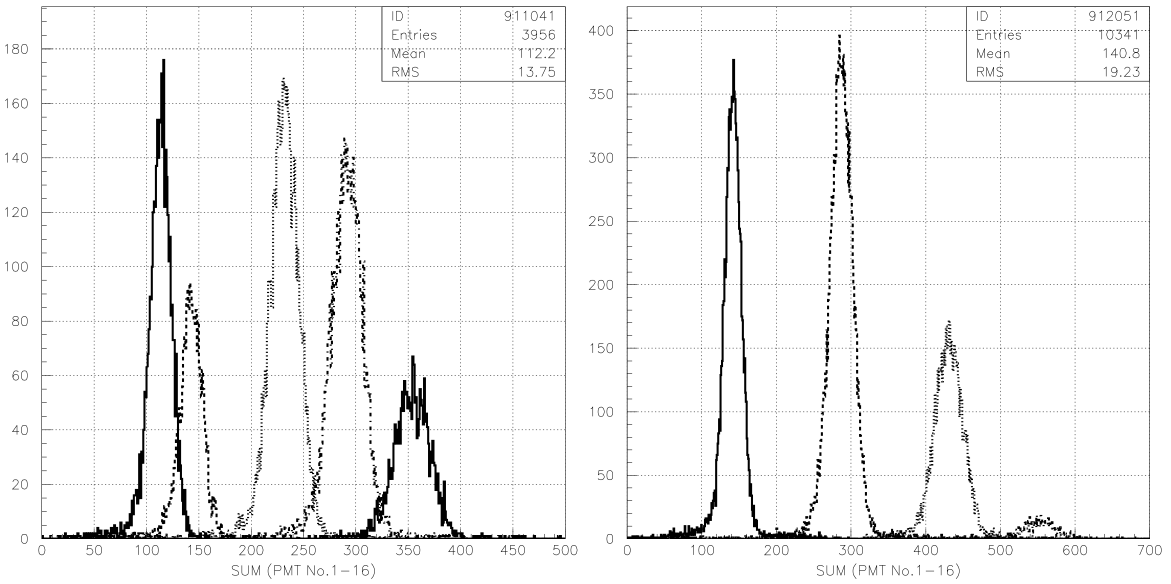


図 5.14: (左) 左から 0.4,0.5,0.8,1.0,1.2GeV の electron 入射時の PMT 16 本の SUM。全て slit narrow のデータ。(右) 同様に左から 0.5,1.0,1.5,2,0GeV の electron 入射時の応答。全て slit open のデータ。

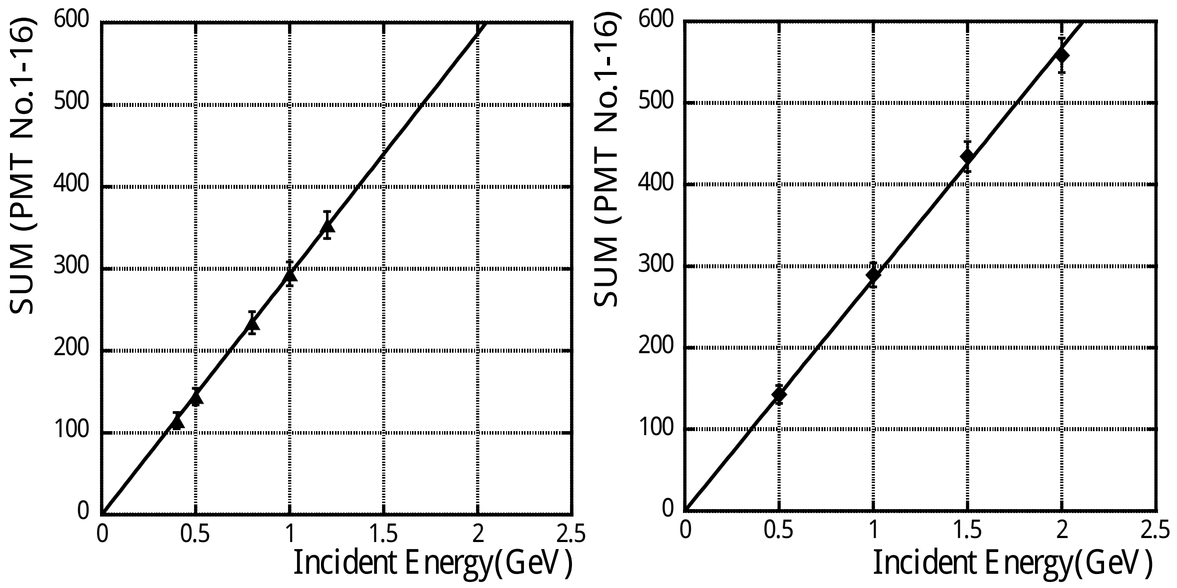


図 5.15: 入射エネルギーと SUM の関係。左が slit narrow で、右が slit open である。

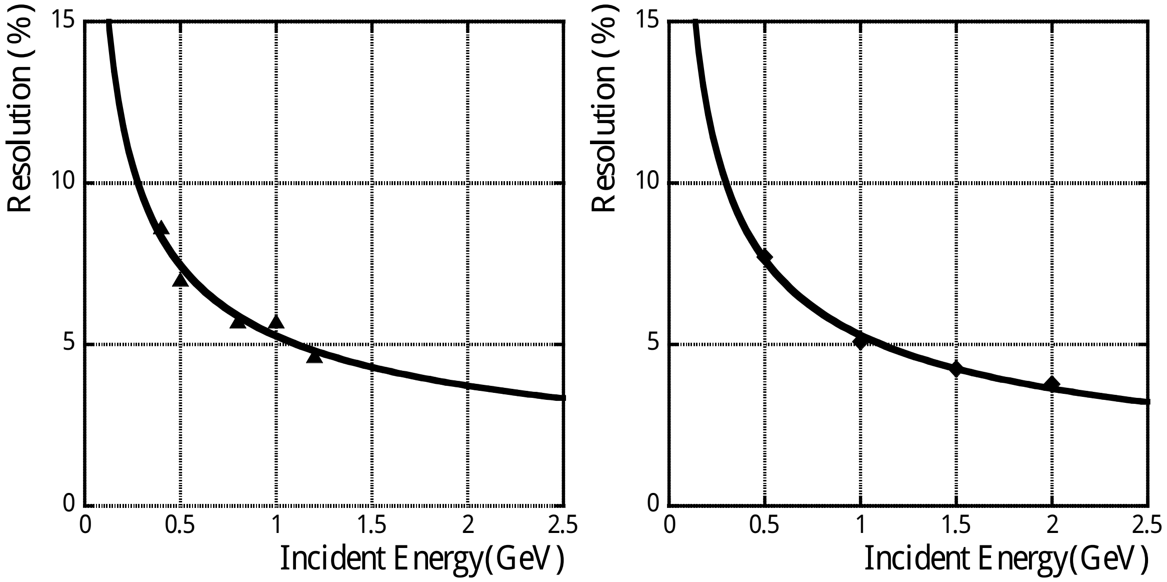


図 5.16: 入射エネルギーと分解能の関係。左が slit narrow で、右が slit open である。

モンテカルロシミュレーションの結果

Geant4 を用いて、Electron 入射時の各プラスチックシンチレーターへの吸収エネルギーを求め、全吸収エネルギーと入射エネルギーの関係、及び入射エネルギーと分解能の関係を実験結果と同様に求め、図 5.18 に示す。ここでエラーバーは各ピークへ Gauss 分布の fitting を行なった際の分散の値である。直線の fit の結果、次のような関係が得られた。

$$\text{Total Deposit Energy(MeV)} = (266.25 \pm 0.43) \times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(Geant simulation)}$$

この結果は上の実験結果に比べて一割程度小さな結果となった。
また分解能について fitting の結果は以下の通りである。

$$\text{分解能}\,(\%) = \frac{(5.03 \pm 0.08)}{\mathrm{E}\,[\mathrm{GeV/c}]} + (0.05 \pm 0.08)\ (\text{Geant simulation})$$

実験結果に比べて 0.2% 程小さい結果となった。二つの分解能の和は 2 乗和の平方根となるので、実験結果の分解能を R_{exp}、シミュレーション結果の分解能を R_{sim}、他の要因の分解能を R_{etc} とすると、以下のように表せる。

$$R_{exp} = \sqrt{R_{sim}^2 + R_{etc}^2}$$

この式から他に 1.54% 程度の分解能を持つ要因があることがわかった。この要因としては、入射ビームの運動量の広がりや、1m Module において fiber と光電子増倍管の接着具合による獲得光量のばらつき等が考えられる。

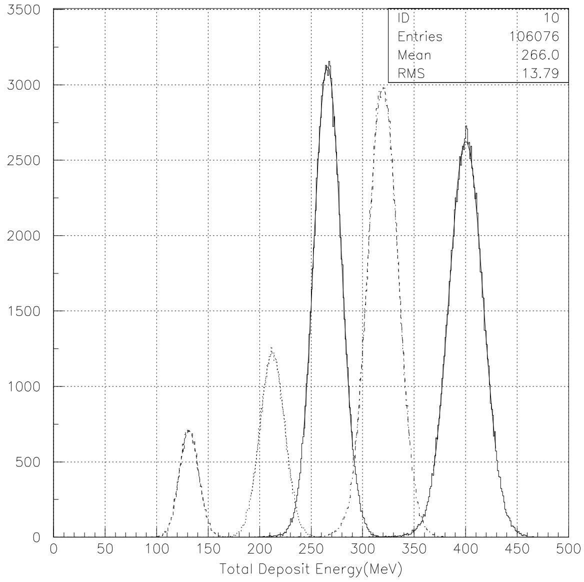


図 5.17: シミュレーションによるプラスチックへの全吸収エネルギー。

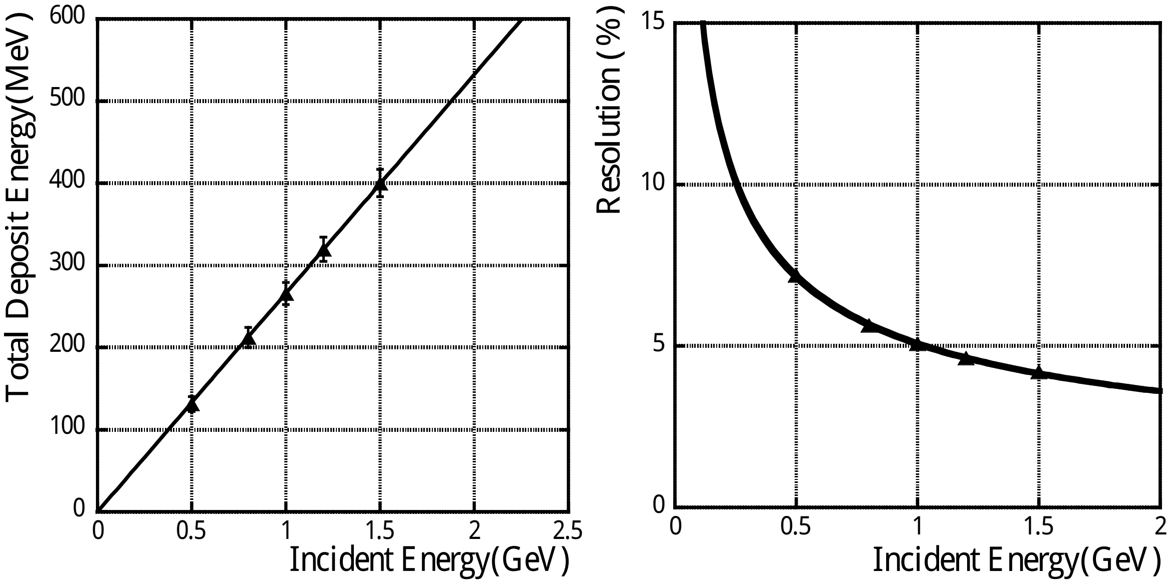


図 5.18: シミュレーションによる入射エネルギーと SUM(左) 及び分解能 (右) の関係。

次にプラスチックへの全吸収エネルギーにおけるシミュレーションの過小評価について、考えられる原因についてまとめる。

まず第一にシミュレーション内で設定される CutOfValue という変数がある。この値は長さの単位で定義され、物理的には range を意味する。シミュレーションでは計算中追っている粒子について、その粒子が次に相互作用する点までの長さを求め、CutOfValue と比較し、相互作用する点までの長さが大きければ粒子はさらに進み相互作用する。しかし CutOfValue の長さが大きければ、その粒子は先に進まずその地点でエネルギーを失い、次の粒子に計算が移る。

上の全吸収エネルギーの結果は、CutOfValue を 0.1mm に設定した。0.1mm の range となる Electron のエネルギーは、鉛とプラスチックで異なり、以下の実験式を用いて求める事が出来る [11]。

$$R(kg/m^2) = a_1 \left\{ \frac{\ln\left[1 + a_2\left(\gamma - 1\right)\right]}{a_2} - \frac{a_3(\gamma - 1)}{1 + a_4\left(\gamma - 1\right)^{a_5}} \right\} \tag{5.4}$$

$$\begin{aligned} a_1 &= \tfrac{2.335A}{Z^{1.209}} \\ a_2 &= 1.78 \times 10^{-4} Z \\ a_3 &= 0.9891 - (3.01 \times 10^{-4} Z) \\ a_4 &= 1.468 - (1.180 \times 10^{-2} Z) \\ a_5 &= \tfrac{1.232}{Z^{0.109}} \end{aligned}$$

ここで A、Z は、それぞれ原子量、原子番号であり、$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$、$\beta = \frac{v}{c} = \frac{v}{3\times10^8}$[m/s] である。図 5.19 は、鉛とプラスチックについて、横軸に電子のエネルギー、縦軸に range をプロットしたグラフである。このグラフを見ると、range が 0.1mm となる電子の運動エネルギーは、鉛で 1eV 以上であり、プラスチックでは 0.1eV 以上である。この程度の運動エネルギーの電子は、鉛とプラスチックの境界面において、鉛を抜けてプラスチックにエネルギーを落としうる。こういったイベントをすべて鉛中で止まってしまうイベントとして見積もると、結果プラスチックへの全吸収エネルギーは過小に見積もられる。

そこで、次に 1m Module へ入射する電子及び π^- のエネルギーを 1GeV/c に固定して、CutOfValue を $10^{-5} \sim 10^{-1}$mm まで変えて、プラスチックへの全吸収エネルギーを求めた。図 5.20 を見ると、electron 入射時には最大値と最少値の差が 50MeV に達し、この値は平均の 17%にあたる。それに対して pion 入射時には最大値と最少値の差がおよそ 3MeV 程度であり、平均値のわずか 3.3%である。この結果から、実験結果との一致が見られるのは CutOfValue が 10^{-3}mm 程度の時であることがわかった。

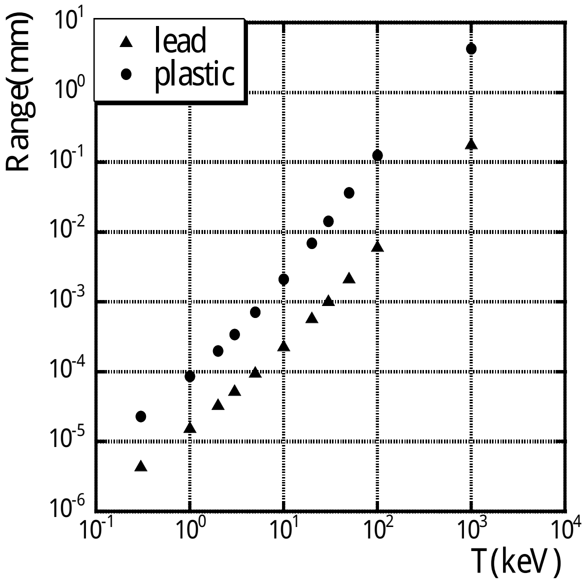


図 5.19: range と電子のエネルギーの関係

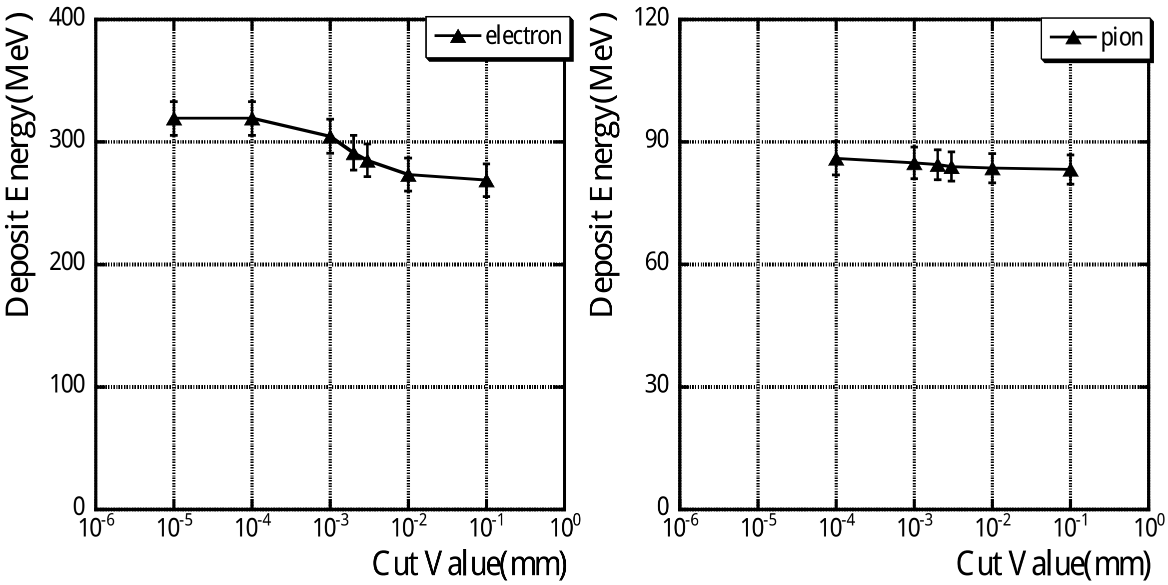


図 5.20: Geant4 における CutOfValue とプラスチックへの全吸収エネルギーの関係。左が electron 入射時、右が pion 入射時。

斜め入射

この実験では、1m Module を回転させせることによって、積層方向に対して粒子を斜めに入射することが出来る。ここでは electron を斜めに入射した場合の応答について述べる。

図 5.21 は 1GeV の electron を 45 度の角度で入射した時の 1m Module の応答である。回転の中心は No5 と No13 の光電子増倍管で信号を読む第 5block にあり、45 度回すことによってビームの入射位置が No9 の光電子増倍管側に近づき、反対に No1 の光電子増倍管側から離れる。そのため fiber を通る光の減衰のために、No1 よりも No9 の方が応答が大きくことがわかる。

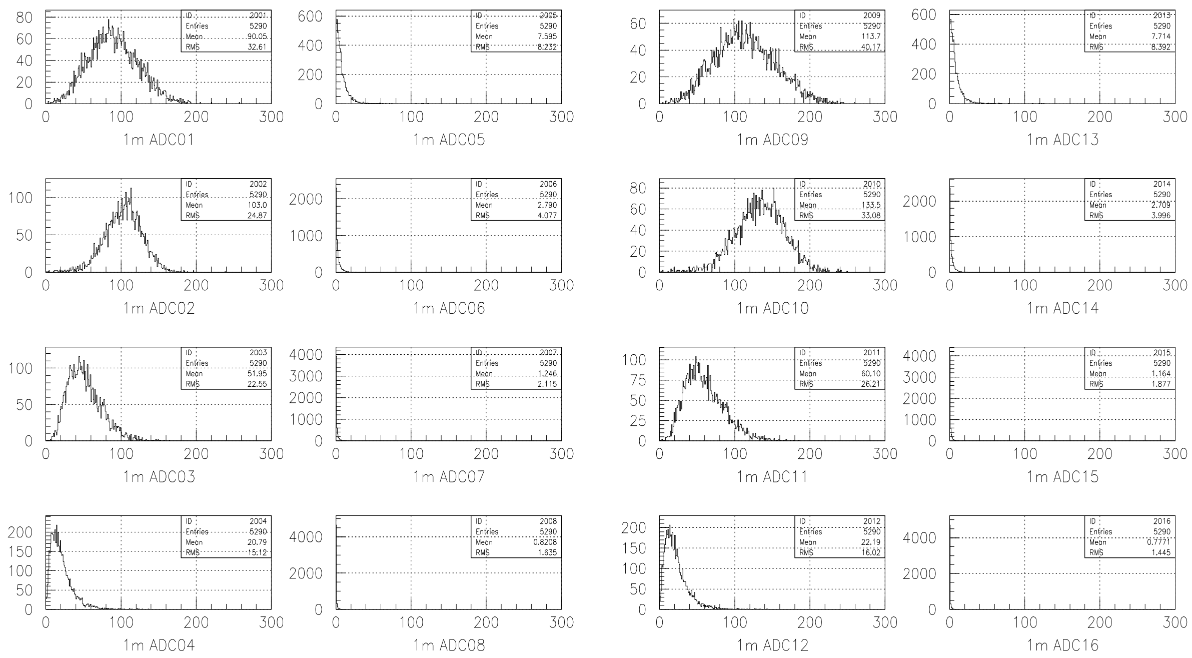


図 5.21: Electron を入射角 45 度で入射した時の 1m Module の応答。右が光電子増倍管の No1∼N8。左が No9∼N16。

垂直入射の場合と同様に 16 本の光電子増倍管の SUM をプロットしたものが、図 5.22 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、平均値と分散 (σ) を得る。横軸に入射エネルギーをとり、縦軸に SUM の値をとったグラフが図 5.23 である。比較のために垂直入射時における SUM もプロットした。よい直線性が得られており、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。

$$\mathrm{SUM} = (293.35\pm1.05)\times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(垂直入射)}$$
$$\mathrm{SUM} = (307.74\pm0.35)\times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(入射角 45 度)}$$

ここで誤差は fitting error である。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、1m Module 全体の応答でおよそ 5%程度大きくなることがわかった。

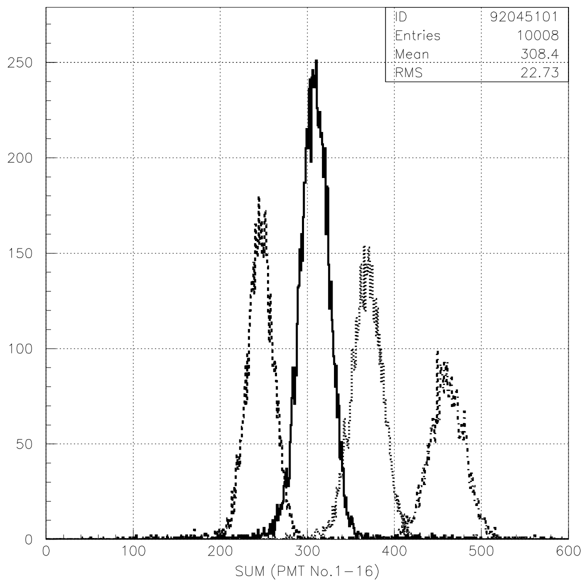


図 5.22: 左から 0.8,1.0,1.2,1.5GeV の electron を入射角 45 度で入射した場合の PMT 16 本の SUM。全て slit narrow のデータ。

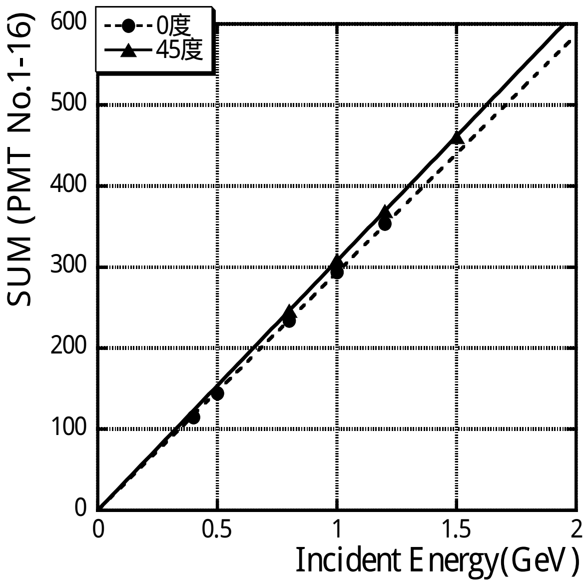


図 5.23: 入射角 45 度で入射した場合の入射エネルギーと SUM の関係。

5.5 W.L.S. fiber の attenuation length の見積もり

ここでは様々な角度で入射した π^- の突き抜けの応答を用い、fiber の attenuation length の見積りについて述べる。図 5.24 は、入射角度を 0〜60 度まで変えた際の様子を示している。各入射角度において、各ブロックの発光点から各光電子増倍管の光電面までの長さは幾何学的な計算から求めることが出来る。ここで 1m Module の端から光電面までの fiber の長さは 650mm としたが、最大で+40cm 程度のばらつきがある。

Attenuation Length の実際の求め方としては、始めに-45,0,30,45,60 度の計 5 通りの入射角ついて、各光電子増倍管の応答に gauss fit をかけてピーク値を見積もる。続いて入射角度を θ とすると、各応答のピーク値を $\cos\theta$ で割る。これは入射角による吸収エネルギーの違いを同等に扱うためである。最後に各光電子増倍管に対して、垂直入射 (入射角 0 度) の場合のピーク値を 1 となるように、他の入射角の応答をそろえた。幾何学的に求められた fiber の長さと各入射角度の応答をプロットしたものが図 5.25 である。左側のグラフが 1m Module を用いて得られた fiber の attenuation length であり、右側のグラフが裸の fiber を用い、bench test により得られた結果である。bench test により得られた結果に次のような fitting 関数で fit をかけた。

$$Y = A_1 \exp\left(-\frac{X}{L_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{X}{L_2}\right) \tag{5.5}$$

この fitting の結果、Attenuation Length として $L_1 = 0.60 \pm 0.10$m、$L_2 = 4.47 \pm 0.40$m という二成分が得られた。ここで、誤差は fitting error である。この結果は第二章で述べた。この Attenuation Length を使い、A_1,A_2 を fitting parameter として 1m Module の結果に fitting したところ、$A_1 = 1.48 \pm 0.06$、$A_2 = 1.07 \pm 0.01$ という非常に fitting error の小さい結果となり、また χ^2 も 0.019 と極めて小さい値となった。この結果、1m Module を用いて得られた Attenuation は裸の fiber で得られた結果と矛盾ないことがわかったが、1m Module の結果から fiber の Attenuation Length を言うことは難しい。

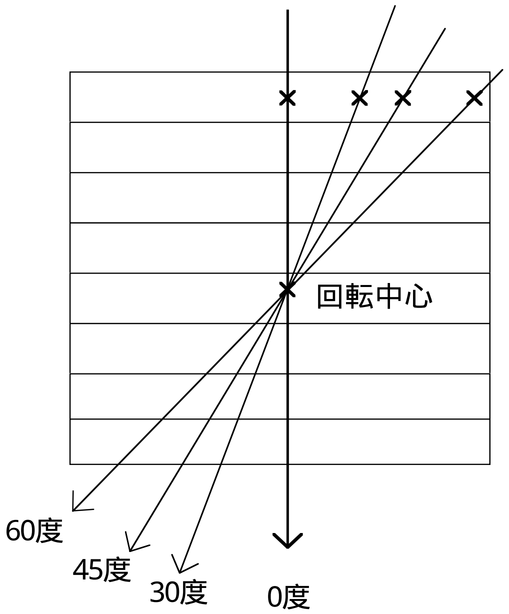


図 5.24: 入射角度 0、30、45、60 度の際の 1m Module への入射の様子。

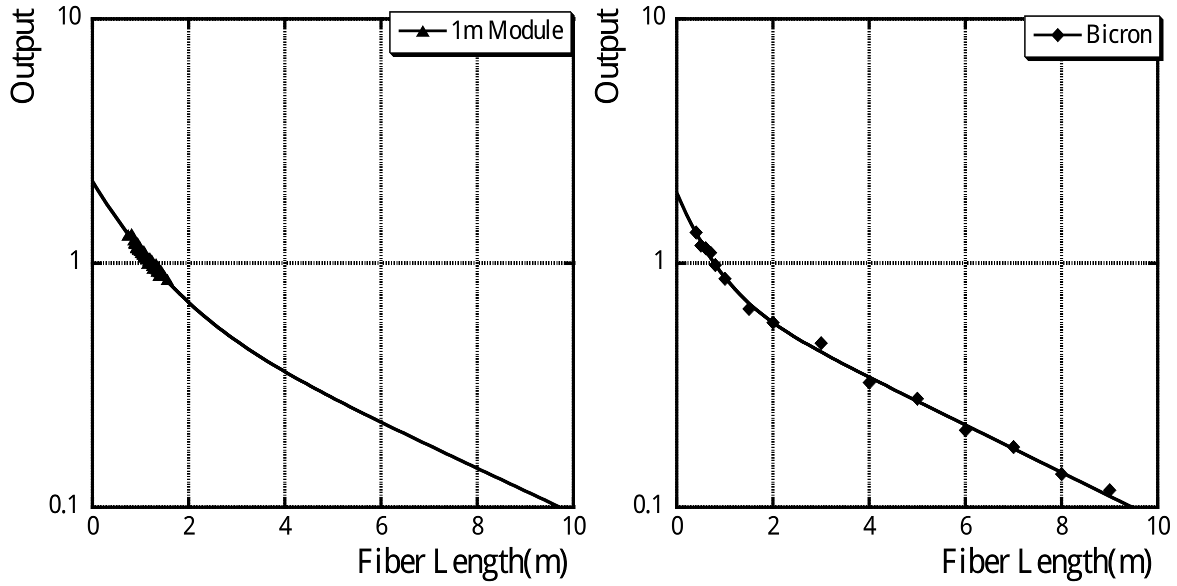


図 5.25: 左が 1m Module を用いて得られた結果。右が裸の fiber を用い bench test で得られた結果。

5.6　光量の見積もり

ここでは γ-VETO カウンターとしての性能に関わってくる光量の見積もりについて述べる。γ-VETO カウンターとして要求される性能は不感率 10^{-4} である。光電子増倍管における不感率が 10^{-4} を達成するためには、少なくとも獲得平均光電子数が 12 個以上を必要とする。

5.6.1　獲得平均光電子数の見積もり

1m Module 全体としてどれほどの光量が得られているかを見積もるためには、16 本の光電子増倍管について、ADC channel から獲得光電子数への変換 factor を求めなければならない。そのため Gain の安定性を見ていた LED を用いた。LED は入力パルス信号に同期して発光するので、入力パルス幅を調節することで発光量を変えることが出来る。ここでは各光電子増倍管でおよそ 1p.e. が得られるようにパルス幅を調節する。

このようにして得た 1p.e. のピークから、第二章で述べた fitting 関数を使って 1p.e. に対応する ADC channel 数を得る。1p.e. のピークが見えるのは印加電圧 2300V 程度までで、それ以下ではピークが pedestal に埋もれてしまう。そこで 2300V から 50V ステップで 2500V まで電圧を変えて Gain カーブを得た。ただ実験中に各光電子増倍管に印可していた電圧は 1700~1800V 程度であったため、それよりも高い電圧で測定した Gain カーブから印加電圧での Gain を得るのでは信用性に欠ける。そこで LED への入力パルス幅を広くすることで、光電子増倍管への光量を増やし 1700V 程度の低い印加電圧でもピークの見える状態にする。このようにして光量の多い状態を保ったまま、印加電圧を 1700~2350 まで変えて、得られたピークから、その重心を求めて Gain カーブを得る。図 5.26 は光量の大きい場合と 1p.e. の場合の Gain カーブである。

光量を大きくしたことで実験時に印加した電圧を含む Gain カーブを得られた。続いて光量が大きい場合の実際に得られる光電子数を知らなければならないが、2300V と 2350V で 1p.e. におけるピーク間隔がわかっていて、同じ電圧における光量大の channel 数がわかっている。そこでまずこの二つの値の割り算から、光量大における獲得光電子数を見積もる。続いて実験時に印加した電圧における光量大の時の channel 数を Gain カーブから得て、求めた光量大における獲得光電子数でこの channel 数で割ることによって、実験時に印加した電圧における 1p.e. のピーク間隔が計算できる。16 本の光電子増倍管に対して同様のことを行い、1p.e. に対応する ADC channel 数が得られ、1p.e. あたりおよそ 1ch という関係が得られた。

5.6.2　electron 入射時の獲得光電子数

ここでは上で求めた ADC channel から獲得光電子数への変換 factor を使って、electron 入射時の獲得光電子数を見積もる。16 本の光電子増倍管は光電子という scale で合わせたことになり、16 本の和をとることによって、1m Module 全体としての獲得光電子数が得られる。図 5.27 は、入射エネルギーの違った Electron が 1m Module へ入射した際の、全獲得光電子数をプロットした。

各ピークに Gauss 分布の fitting を行い、平均値と分散 (σ) を得る。横軸に入射エネルギーをとり、縦軸に全獲得光電子数をとったグラフが図 5.28 である。エラーバーは Gauss 分布の分散である。こ

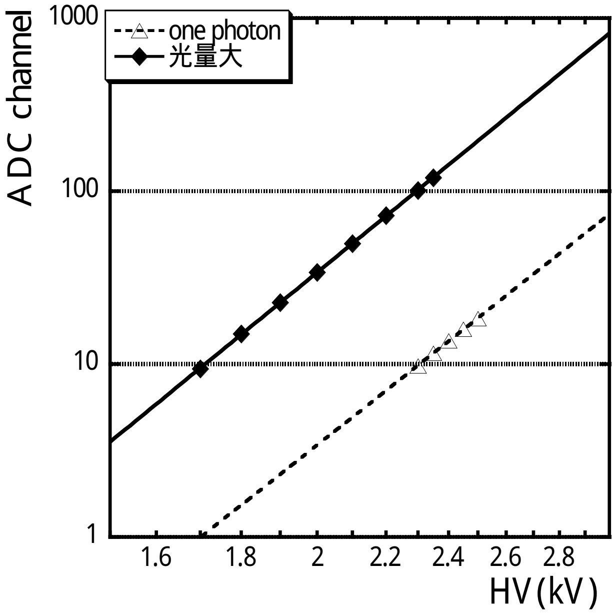


図 5.26: LED を用いて測定した Gain カーブ

のグラフに直線を fit すると次のような関係が得られた。

$$\text{Total Photoelectron} = (5747.5 \pm 27.5) \times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(slit narrow)}$$
$$\text{Total Photoelectron} = (5583.4 \pm 60.5) \times \text{ Incident Energy(Gev/c)} \quad \text{(slit open)}$$

ここで誤差は fitting error である。この結果、1m Module は入射エネルギー 1MeV 当たりおよそ 5.7 p.e. が得られていると言える。Deposit Energy に換算すると、この 3.3 倍となるので Deposit Energy 1MeV 当たりおよそ 18.8 p.e. が得られていると言える。

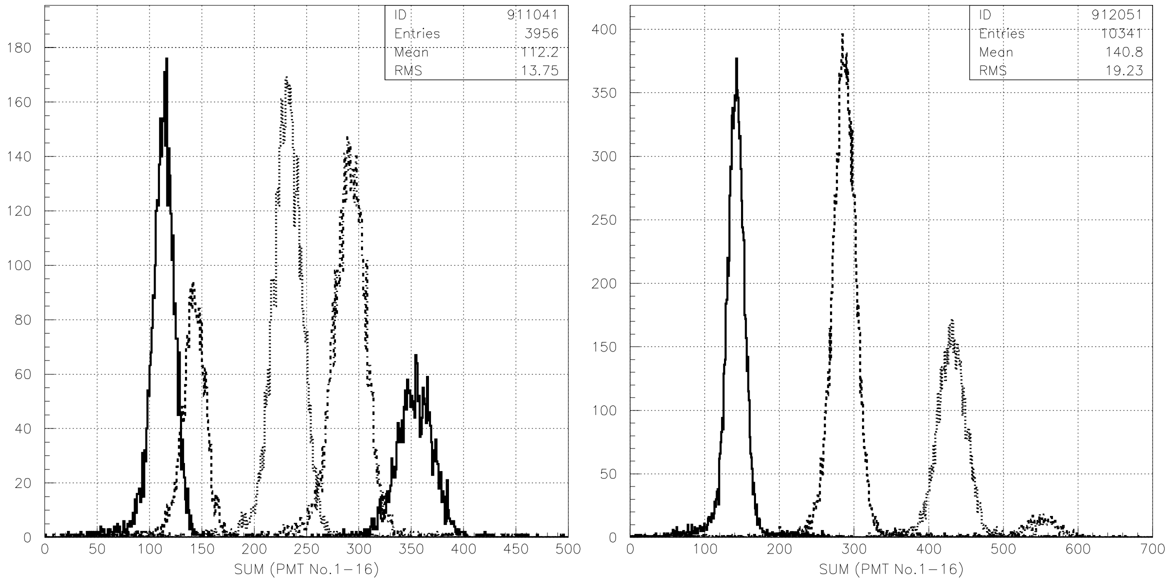


図 5.27: (左) 左から 0.4,0.5,0.8,1.0,1.2GeV の electron 入射時の全獲得光電子数。全て slit narrow のデータ。(右) 同様に左から 0.5,1.0,1.5,2,0GeV の electron 入射時の獲得光電子数。全て slit open のデータ。

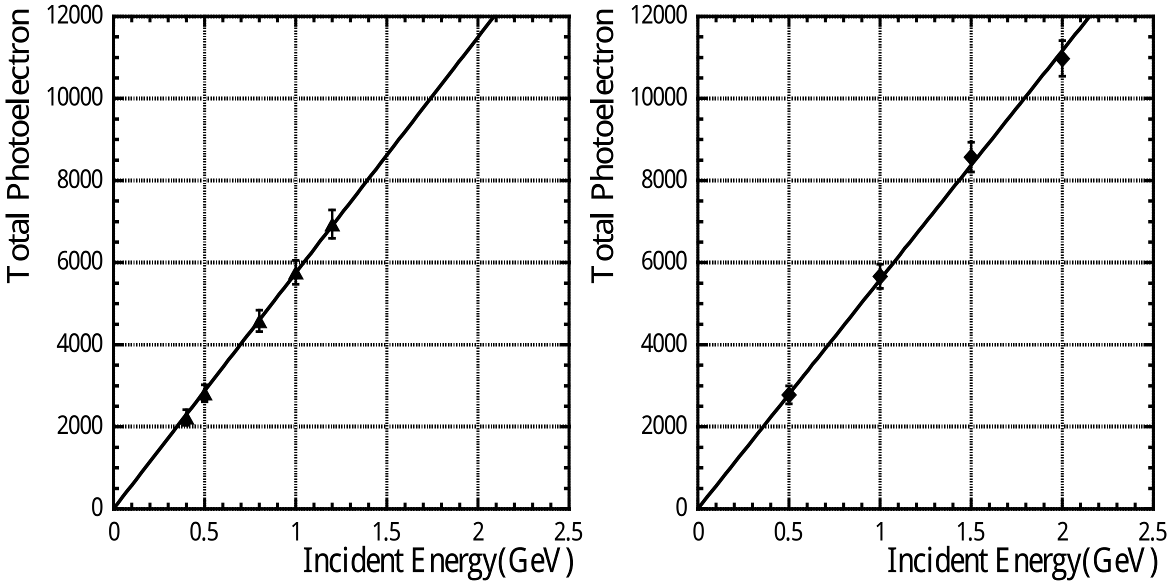


図 5.28: 入射エネルギーと全獲得光電子数の関係。左が slit narrow で、右が slit open である。

5.6.3　1m Module の均一性

1m Module の均一性を見るために、突き抜け条件を加えた π^- の応答を使った。すなわち minimum ionize による一定の Energy Loss に対する応答から、各光電子増倍管の MeV 当たりの光量を見積もり、そのばらつきを見る。

実際に行なった方法は ADC channel から獲得光電子数への変換 factor を用いて、1GeV/c で入射された π^- に対する各光電子増倍管での獲得光電子数のヒストグラムを求め、そのピークの重心を得る。同じ条件でシミュレーションを行い、プラスチックへの吸収エネルギーのヒストグラムを求め、そのピークの重心を得る。獲得光電子数をプラスチックへの吸収エネルギーで割ることによって、MeV 当たりの獲得光電子数が得られる。

図 5.29 は、横軸に各光電子増倍管の MeV 当たりの平均獲得光電子数をとり、16 本の光電子増倍管についてプロットした。図から大きく獲得光電子数の大きい物や小さい物が無く、1m Module 全体として、均一な性能が得られていると言える。また 16 本の平均獲得光電子数は Deposit Energy 1MeV 当たりおよそ 10.67 p.e. であり、この場合は片読みであるので、両読みに換算すると 21.3 p.e. となる。

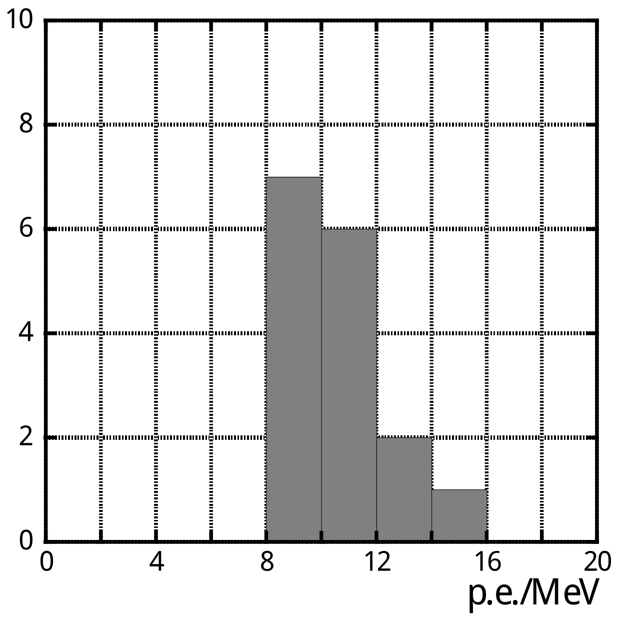


図 5.29: 各光電子増倍管の MeV 当たりの獲得光電子数

5.7　まとめ

E391a 実験で用いられる γ-VETO カウンターの試作カウンターを作り、KEK-PS T1 ビームラインにおいてビームテストを行なった。ビームテストでは、1m Module の electron と hadron に対する応答を測定し、また斜め入射に対する応答も見た。

1m Module を突き抜けた π の応答を使って、16 本の光電子増倍管の Gain を合わせたが、Calibration のやり方によって ADC channel から Energy scale への変換 factor が数%程度変わることがわかった。また光電子増倍管の Gain を合わせることによって、同じ scale になった 16 本の応答の SUM が求められ、electron 入射時における入射エネルギーと SUM の関係を求めた。この結果、入射エネルギーと SUM には良い線形性が見られた。入射角 45 度に対しても入射エネルギーと SUM には良い線形性が見られ、垂直入射にくらべて 5%程度大きくなることがわかった。

また LED を用いて、各光電子増倍管の 1p.e. に対応する ADC channel を求めて、electron 及び π^- 入射時の獲得光電子数を見積もった。様々な入射エネルギーの electron 入射における獲得光電子数から、1m Module 全体として入射エネルギー 1MeV 当たり 5.7 p.e. が得られることがわかった。さらに π^- 入射時の獲得光電子数から、各光電子増倍管の MeV 当たりの獲得光電子数を求めた結果、大きなばらつきは無く、1m Module 全体は均一な性能が得られている。また π^- 入射時の平均獲得光電子数から、Deposit Energy 1MeV あたり 21.3 p.e. 得られている事がわかった。

Electron と pion の二種類の入射粒子の応答から、1m Module は Deposit Energy 1MeV 当たりおよそ 17～21 p.e. 得られている事がわかった。本実験用の γ-Veto 用のカウンターは長さが 5.5m に達するので、得られる光量が最少になるのはカウンターの中央部で、attenuation を考慮に入れて得られる光量はおよそ 0.37 倍となる。すなわち 5.5m のカウンターでは 1m Module の結果から、獲得平均光電子数は、Deposit Energy 1MeV 当たり 6.3～7.8 p.e. となる。これは入射エネルギーに換算して、1MeV あたり 2～3 p.e. 程度となる。

このような結果から、押し出し成形による MS 樹脂製プラスチックシンチレーターと、W.L.S. fiber による集光系を用いたこのカウンターは、E391a 実験で要求される性能を満たしていることがわかった。

第6章　まとめ

本論文では、$K_L^0 \to \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比測定 (KEK-PS E391a) で検出器の Barrel 部を覆う γ-VETO 用カウンターについて述べた。Barrel 部を覆うカウンターは、鉛とプラスチックからなるサンドウィッチ構造の非常に大型なカウンターである。その特徴は、押し出し成形法による MS 樹脂製のプラスチックシンチレーターを用いてる点と、集光系に減衰長の長い W.L.S. fiber を用いてる点にある。

このようなカウンターが E391a 実験で要求される性能を満たしているのか、特に γ の不感率について問題ないのか調べた。不感率には二つの要因があり、構造による不感率と少ない獲得光量による不感率とがあり、前者の不感率を見積もるためにモンテカルロシミュレーションを使い、後者の不感率を見積もるために、試作カウンターによるビームテストから獲得光電子数を見積もった。また獲得光量の比較実験を行い、カウンターに用いられる物品が選ばれた。

モンテカルロシミュレーションの結果、サンドウィッチ構造による不感率は、入射エネルギー 100MeV で不感率 8.0×10^{-4}、入射エネルギー 20MeV で不感率 1.5×10^{-3} となることがわかった。また入射エネルギーが小さく、入射角度が非常に浅いと不感率が大きくなることがわかったが、本実験での入射 γ のエネルギー分布及び角度分布から、問題になることはない。

また獲得光量の比較実験によって選ばれたカウンターの物品を用いて、試作カウンターが製作され、ビームテストが行われた。カウンター自身の性能としては、入射エネルギーと Gain を合わせた光電子増倍管の SUM に良い線形性が見られ、また各光電子増倍管の MeV 当たりの獲得光電子数の分布に大きなばらつきは見られず、カウンター全体として均一な性能が得られていることがわかった。またカウンター全体として MeV あたりおよそ 5.7p.e. が得られており、光電子増倍管における不感率は、入射エネルギー 2.1MeV 以上で 10^{-4} が達成される。

よって MS 樹脂をベースとしたプラスティックシンチレーターと W.L.S. fiber を用いたサンドウィッチカウンターは、E391a 実験で要求される性能を十分満たしている事がわかった。

今後の課題

試作カウンターによるビームテストにより、現時点で γ-VETO 用カウンターは本実験で要求される性能を満たせることが確認された。

今後の課題としては、ビームテストの解析をさらに進め、Energy scale による electron 入射時の応答とシミュレーション結果の比較を行い、両者の対応関係を見いだすことが出来れば、今後の本実験に向けて役立つ情報になりうる。

謝辞

本修士論文研究を行なうにあたり、多くの方々に様々な形でご協力を頂きました。

吉田浩司先生には高エネルギー実験の基礎について様々な形で教わりました。また日々の研究について的確な助言を頂きました。田島靖久先生には、日々の研究以外にも不慣れであったコンピュータの扱いについて懇切丁寧な指導を頂きました。加藤静吾教授には、ゼミを通じ核物理実験の方法や検出器等に関する様々な知識を頂きました。

また、同じ研究室の千葉竜一君、乃万智洋君には実験等で助けて頂きました。M1 の有賀雄一君、飯嶋晶子さんには、特に 1m Module の製作時にお世話になりました。伊藤祐輔君、藤野屋大樹君には、ビームテストにおいてセットアップや回路等の準備をして頂きました。また 4 年生の板谷道隆君、坂本英知君、守明宏君、山本正和君、吉田祐樹君には、論文の執筆にあたりお手伝いをして頂きました。

そして高エネルギー加速器研究機構の稲垣隆雄氏、吉村喜男氏には、この研究の機会を与えて頂き感謝しています。また 1m Module 製作及びビームテスト時では、関本美知子氏には大変お世話になりました。

この場を借りて皆様方に厚くお礼申し上げます。

関連図書

[1] S.L.Glashow and J.Illipoulos and L.Maiani, Phys. Rev. **D2**, 1285 (1970)

[2] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963)

[3] M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)

[4] T.Inami and C.S.Lim, Prog. Theor. Phys. **65**, 297 (1981), **65**, 1772 (1981)

[5] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)

[6] W.J.Marciano and Z.Parasa, Phys. Rev. D **53**, R1 (1996)

[7] G.Buchalla and A.J.Buras, Phys. Rev. D **54**, 6782 (1996)

[8] A.Alavi-Harati *etal*, Phys. Rev. D **61**, 072006 (2000)

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

[10] S.Ajimura *etal*, Nucl. Instr. and Meth. A **435**, 408 (1999)

[11] Nicholas Tsoulfanidis, MEASUREMENT AND DETECTION OF RADIATION (1983)

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

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