

平成16年度 修士学位論文  
KEK-PS E391a実験における  
Barrel型検出器の性能評価

山形大学大学院 理工学研究科 博士前期課程  
クォーク核物理研究グループ  
佐藤 啓之

平成17年3月30日

## 概要

2004年2月から6月にかけて約5ヶ月間、つくば市にある高エネルギー加速器研究機構(KEK)の12GeV陽子シンクロトロンを用いて、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  分岐比測定実験(E391a)が行われた。この実験では、 $K_L^0$  が崩壊して生成される  $\pi^0$  を CsI カロリメータで検出し、ほかに崩壊で生成した粒子が測定されないことで  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と同定する。そのため、崩壊領域を完全に覆う粒子検出器を使用する。この検出器には鉛とシンチレータの積層型カロリメータが使用されている。シンチレーション光は、波長変換ファイバー(Wave Length Shifter Fiber)を用いて、光電子増倍管(Photo Multiplier Tube、以下PMT)により読み出されている。

本研究では、中央部に位置する積層型カロリメータである Main Barrel のエネルギー較正を実験中の宇宙線データを用いて行った。

宇宙線粒子はシンチレータを通過する際に損失したエネルギーに対応する光をシンチレーション光として発光させる。その光をファイバーで吸収させ、ファイバー内を伝搬する光がPMTによって読み出されている。しかし、降り注ぐ宇宙線の損失エネルギーが同じでも、ファイバー内での光の減衰のため、入射位置によりPMTから出力される電荷量に違いがある。この出力電荷を補正し、入射粒子の位置によらないエネルギー較正を行うことができた。

次に、 $K_L^0$  のビームデータを用いて、CsIのみで $K_L^0$ を再構成した場合と、MBを使って再構成を行った場合の不変質量のばらつきを比較した。この結果、CsIのみでの再構成では $\sigma/E \sim 0.013$ 、Main Barrelを使った場合では $\sigma/E \sim 0.058$ となった。CsIとMBのカロリメータとしての性能の違いがあらわれる結果となった。

# 目次

第 1 章	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的背景	6
1.1	CP 対称性の破れ	6
1.2	中性 K 中間子	6
1.3	小林・益川理論	7
1.4	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	8
第 2 章	E391a 実験	10
2.1	実験の方法	10
2.1.1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の測定方法	10
2.1.2	Background	13
2.2	E391a 検出器	15
2.3	ビームライン	16
2.4	まとめ	16
第 3 章	Main Barrel	18
3.1	$\gamma$ 線の検出方法	18
3.1.1	$\gamma$ 線と物質の相互作用	18
3.1.2	$\gamma$ 線検出器	19
3.2	構造	20
3.2.1	Plastic Scintillator	20
3.2.2	Wave Length Shifter ファイバー	21
3.2.3	光電子増倍管	22
第 4 章	宇宙線粒子によるエネルギー較正	25
4.1	エネルギー較正の目的	25
4.2	較正の手順	25
4.3	宇宙線測定	26
4.4	解析結果	28
4.4.1	粒子の入射位置の算出	28
4.4.2	Event selection	29
4.4.3	Attenuation の補正	31
4.4.4	エネルギーの較正	35
4.5	結果と考察	36

第 5 章	宇宙線粒子による性能評価	37
5.1	エネルギー分解能 . . . . .	37
5.2	位置分解能 . . . . .	39
第 6 章	$K$ 中間子イベントの再構成	43
6.1	再構成の目的 . . . . .	43
6.2	実験データ . . . . .	43
6.3	解析結果 . . . . .	43
6.3.1	$\pi^0$ の崩壊位置の算出 . . . . .	44
6.3.2	MB への入射エネルギーの算出 . . . . .	45
6.3.3	$K_L$ 中間子の再構成 . . . . .	47
6.4	結果と考察 . . . . .	51
第 7 章	結果と今後の課題	52
付 録 A	$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊位置の算出方法	53

# 目 次

1.1	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊に寄与する Z-penguin ダイアグラムと W-box ダイアグラム . . . . .	9
2.1	KEK 12GeV-PS 加速器 . . . . .	11
2.2	東カウンターホール . . . . .	12
2.3	E391a 検出器の全容 . . . . .	12
2.4	KEK E391a 検出器を側面から見た概略図 . . . . .	15
2.5	KEK E391a $K_L^0$ beam line の概略図 . . . . .	16
3.1	鉛による光子の反応断面積 . . . . .	19
3.2	WLSfiber の構造図 (Kuraray Y-11) . . . . .	21
3.3	WLSfiber 中を伝搬する光の様子) . . . . .	22
3.4	WLSfiber 発光スペクトル及び吸収スペクトル . . . . .	22
3.5	PMT 光電面の違い . . . . .	24
4.1	宇宙線トリガーセットアップ . . . . .	26
4.2	クラスター . . . . .	27
4.3	TDC の時間差の分布 (module#17) . . . . .	28
4.4	シンチレーション光の伝搬速度の分布 . . . . .	29
4.5	入射宇宙線粒子の選別 . . . . .	30
4.6	選別された event 数の分布 . . . . .	30
4.7	光量の入射粒子位置依存性 (module#17) . . . . .	31
4.8	光量の比の位置依存性 . . . . .	32
4.9	補正後の換算光量と $x$ の相関 . . . . .	33
4.10	減衰光量補正前 (白) と補正後 (斜線) のヒストグラム . . . . .	33
4.11	$\lambda$ (左) と $\alpha$ (右) の分布 . . . . .	34
4.12	$\lambda$ と $\alpha$ の相関 . . . . .	34
4.13	全 PMT のエネルギー較正係数の分布 . . . . .	36
5.1	内側 15 層 (左) と外側 30 層 (右) の損失エネルギーのヒストグラム . . . . .	37
5.2	各 module のエネルギー分解能 . . . . .	38
5.3	シミュレーションのイメージ図 . . . . .	39
5.4	tracking と実際の点との差 . . . . .	40
5.5	tracking と実際の点との差 . . . . .	41
5.6	各モジュールの tracking と実際の点との差 . . . . .	41

5.7	各モジュールの位置分解能 . . . . .	42
6.1	今回解析するイベントの例 . . . . .	44
6.2	$2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ の崩壊位置の分布 . . . . .	45
6.3	損失エネルギーと入射エネルギーの比 (入射エネルギー 0.1GeV (左)、0.5GeV(右)) . . . .	46
6.4	MB に入射した光子のエネルギー分布 . . . . .	47
6.5	MB に入射した光子の位置 . . . . .	47
6.6	2つの $\pi^0$ からの崩壊位置と MB+CsI からの崩壊位置の差 . . . . .	48
6.7	MB の光子 1 つと CsI の光子 1 つで算出された $\pi^0$ の質量 . . . . .	49
6.8	CsI と MB で再構成された K 中間子の質量 . . . . .	50
6.9	CsI のみ再構成された K 中間子の質量 . . . . .	50

# 表 目 次

2.1	$K_L^0$ 分岐比表 . . . . .	14
4.1	解析データの基本情報 . . . . .	27
4.2	Bench Test と本解析の伝搬速度の比較 . . . . .	29
6.1	解析データの基本情報 . . . . .	43

# 第1章 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の理論的背景

2004年2月から6月にかけて約5ヶ月間、つくば市高エネルギー加速器研究機構(KEK)12GeV陽子シンクロトロンを用いて、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊分岐比測定実験が行われた。この章では、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊の理論的背景について述べる。

## 1.1 CP対称性の破れ

素粒子相互作用においては、荷電変換(C)、空間反転(P)、時間反転(T)の変換全てを組み合わせたCPT変換に対して物理法則は不変である。これは、CPT定理と呼ばれ、変換の順序には関係しない。ただし、個々の変換に対する対称性は保証されていない。全ての粒子には質量が等しく電荷が逆符号の反粒子が存在し、C変換はこの粒子と反粒子を入れ換える変換である。P変換、C変換に対する対称性の破れは弱い相互作用において見つけられてきた。1956年にリーとヤンが弱い相互作用に関してはパリティ(P)不変性はまだ確立されていないことを指摘し、その翌年、ウー達の $^{60}\text{Co}$ の $\beta$ 崩壊の実験によって、空間反転に対する対称性パリティの破れが実験的に確証された。続いて荷電変換(C)不変性も弱い相互作用では破れていることが示された。T変換に対する対称性が破れているという証拠は見つかっていないので、CとPの積、つまりCP変換については不変性があるとされてきた。しかし、1964年のクローニン、フィッチらの実験によって、中性K中間子においてこのCP対称性がわずかに破れていることが明らかになった。このCP対称性のわずかな破れが、われわれの宇宙に反粒子が存在せず、粒子のみで構成されていることに密接に関係している。

## 1.2 中性K中間子

中性K中間子にはストレンジネス $S = +1$ を持つ $K^0$ 、及びその反粒子であるストレンジネス $S = -1$ を持つ $\bar{K}^0$ の2種が存在する。この両者に対しCP非保存の非常に小さな効果を見出し、C変換(荷電共役変換)とP変換(パリティ変換)の組合せであるCP変換を施すと、

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (1.1)$$

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad (1.2)$$

となるが、弱い力の下では $s \rightarrow u$ のフレーバー遷移が許されるので、 $\bar{K}^0$ 、 $K^0$ のいずれもCPの固有状態になり得ない。中性K中間子に対するCPの固有値及び固有状態は以下のように示される。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \quad (CP = +1) \quad (1.3)$$



$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle] \quad (CP = -1) \quad (1.4)$$

すなわち、 $|\bar{K}^0\rangle$ 、 $|K^0\rangle$  のそれぞれの CP 固有状態は  $K^0$ 、 $\bar{K}^0$  の線形結合状態として表される。実験的に  $K_1$ 、 $K_2$  は異なった寿命を持つことが知られている。

$$\tau(K_1) = (0.8926 \pm 0.0012) \times 10^{-10} \quad [sec] \quad (1.5)$$

$$\tau(K_2) = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \quad [sec] \quad (1.6)$$

弱い相互作用のもと C 変換、P 変換は共に保存則を破るが CP 変換は保存していると考えられていたので前述の CP 固有値を考慮すると  $K_1$  は、 $2\pi(CP = +1)$ 、 $K_2$  は  $3\pi(CP = -1)$  への崩壊のみが許されることになる。

しかし 1964 年、クローニンとフィッチらによって長寿命の  $K$  中間子が  $\pi^+$ 、 $\pi^-$  へ崩壊するという CP 保存の下では起こり得ない崩壊過程、つまり CP 対称性の破れが発見されたのである。この現象は (1.3)、(1.4) の  $|K_1\rangle$ 、 $|K_2\rangle$  が、実は CP の固有状態ではなかったことを示す。そしてこの現象は、長寿命成分  $K_L$  が実際は  $|K_2\rangle$  だけではなく、わずかに  $|K_1\rangle$  が混ざった状態であるとする説明がつく。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} [|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle] \quad (1.7)$$

すなわち、わずかに混ざり合っている  $K_1$  が  $\pi^+\pi^-$  へと崩壊したことになる。このような崩壊過程は間接的な CP 対称性の破れと呼ばれる。しかし、仮に式 (1.3) の  $K_2$  が  $2\pi$  へと崩壊したとしても CP 対称性は破られる。この  $K_2$  が  $2\pi$  へと直接崩壊するならば、我々はそれを直接的な CP 対称性の破れと呼ぶ。

### 1.3 小林・益川理論

現在 CP 対称性の破れを説明するのに最も有力であるのは小林・益川理論である。弱い相互作用の荷電カレント相互作用をする場合のクォークの固有状態は通常質量固有状態と異なり、以下に示すように二重項を形成している。

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

このとき  $d'$ 、 $s'$ 、 $b'$  は

$$\begin{aligned} d' &= V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b \\ s' &= V_{cd}d + V_{cs}s + V_{cb}b \\ b' &= V_{td}d + V_{ts}s + V_{tb}b \end{aligned} \quad (1.9)$$

である。これは

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

と表すことができる。ここで

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

と定義する行列  $V_{CKM}$  を Cabbibo・小林・益川行列と呼び、荷電カレントによる弱い相互作用で、クォークのフレーバーが遷移する強度を表している。Cabbibo・小林・益川行列はユニタリ行列であり、回転角に対応する3つの実数パラメータと、CP対称性の破れを引き起こす1つの複素位相を合わせて4つが物理的に意味のあるパラメータである。

これを Wolfenstein 表示で表すと

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

となる。4つのパラメータ  $\lambda$ 、 $A$ 、 $\rho$ 、 $\eta$  のそれぞれの値は実験により決定される。 $\lambda$  は Cabbibo 角を  $\theta_c$  とすると  $\sin\theta_c$  で精度良く測られている。

$$\lambda = \sin\theta_c = 0.2205 \pm 0.0018 \quad (1.13)$$

次に良く測られているのがパラメータ  $A$  で、

$$A = 0.78 \pm 0.043 \quad (1.14)$$

である。 $\rho$ 、 $\eta$  は現在のところまだ精度は高くない。

特に  $\eta$  は CP 対称性の破れに深く関係しているパラメータでありこの値を精度良く求めることが今日の素粒子物理学の一つの主要な目標となっている。E391a 実験において CP 対称性を破る中性  $K$  中間子稀崩壊過程  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比を精度良く測定することでこのパラメータ  $\eta$  値を決定することができる。

## 1.4 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比測定は複素位相を表すパラメータ  $\eta$  を決定するのに非常に適した実験である。この崩壊は図 (1.1) のような Z-penguin ダイアグラム及び W-box ダイアグラムで表される。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊幅は式 (1.3)、(1.4) を用いると

$$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon^2}} [A(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) + \epsilon A(K_1 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \quad (1.15)$$

あるいは

$$\begin{aligned} & A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1 + \epsilon^2)}} [(1 + \epsilon)A(K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) - (1 - \epsilon)A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})] \end{aligned} \quad (1.16)$$

と表される。図 (1.1) に示すように top クォークは  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊過程の中間状態になることができるので、この崩壊は必然的に  $V_{td}$ 、 $V_{ts}$  を伴う。式 (1.12) の Wolfenstein 表示を用いると

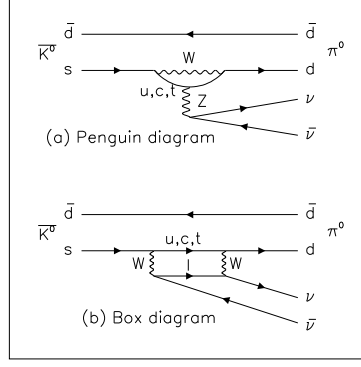


図 1.1:  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊に寄与する Z-penguin ダイアグラムと W-box ダイアグラム

$$A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \sim 2i \quad (1.17)$$

となる。このようにして  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比が  $\eta^2$  に比例し、パラメータ  $\eta$  が求められるということがわかる。

分岐比 BR(Branching Ratio) は次のように計算されている。

$$BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = 1.94 \times 10^{-10} \eta^2 A^4 \chi^2(x) \quad (1.18)$$

ここで  $x = m_t/m_W$ 、 $\chi \sim x^{1.2}$  であり、 $A$  は式 (1.14) のとおりである。この分岐比の標準理論による推定値は  $\cong 3.0 \times 10^{-11}$  であるが CKM パラメータの不確定さゆえに、この推定値にはまだ  $\cong 2 \times 10^{-11}$  の誤差を含む。しかし、 $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$  と  $\eta$  の間の理論的不確定さは、式 (1.18) 中の  $A^4 \chi^2(x)$  にだけ依存し、その不確定さはわずか 1% のオーダーと極めて小さい。それゆえに  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の分岐比を測定することによって直接、CKM パラメータ  $\eta$  を高い精度で求めることができる。

## 第2章 E391a実験

### 2.1 実験の方法

#### 2.1.1 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の測定方法

E391a 実験では 12GeV-PS 加速器 (図 2.1) によって加速された陽子を白金の 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 度の角度で、2000 年 3 月に東カウンターホール (図 2.2) 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 にコリメートされる。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 (2.3) 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である CsI を並べる。 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊で出来た  $\pi^0$  は、ビームライン上ですぐに  $2\gamma$  に崩壊し、この  $2\gamma$  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。 $2\gamma$  を reconstruct し  $\pi^0$  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  $\pi^0$  のビーム軸上の崩壊位置が求められ、続いて  $\gamma$  の運動量ベクトル、 $\pi^0$  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  $\pi^0$  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、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の識別を行う。

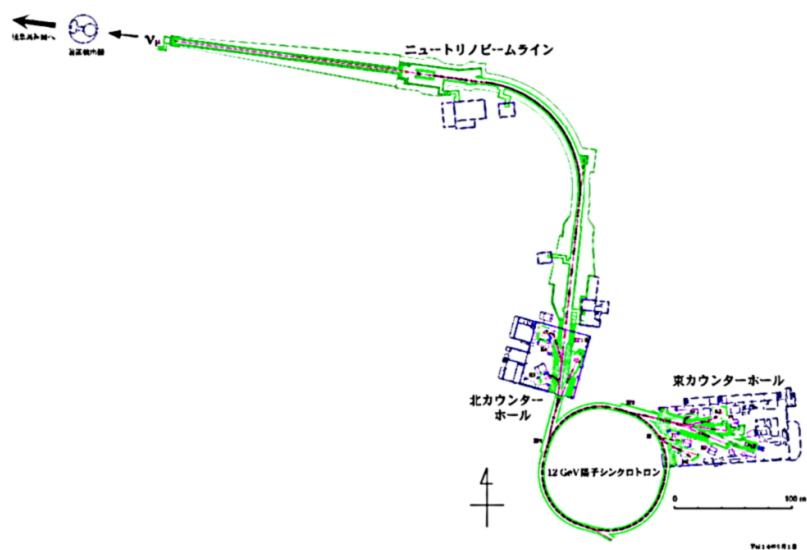


図 2.1: KEK 12GeV-PS 加速器

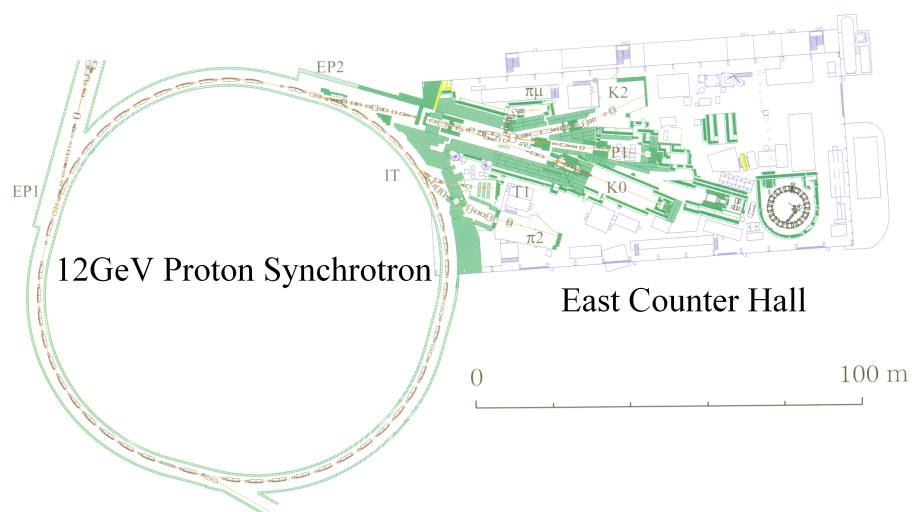


図 2.2: 東カウンターホール

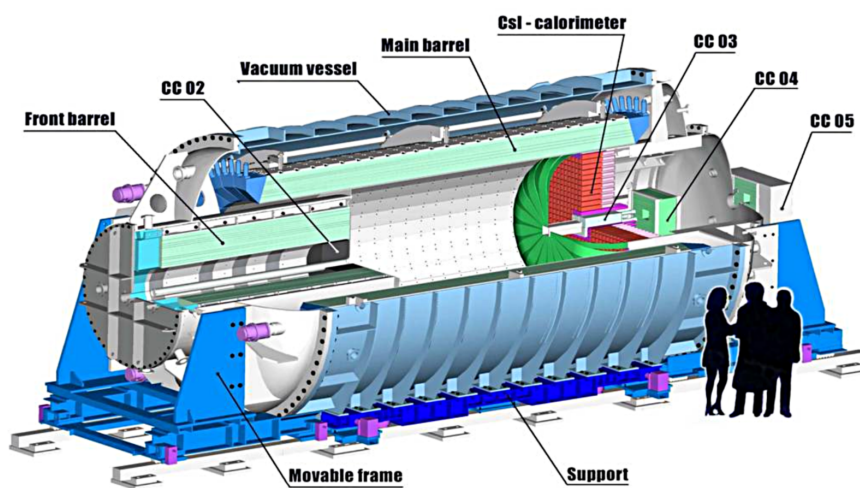


図 2.3: E391a 検出器の全容

### 2.1.2 Background

以上のような測定方法では、力学的な物理量の制限だけで  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  の識別には不十分なため、 $K_L^0$  の他の崩壊モードの排除が必要になる。表 (2.1) に  $K_L^0$  の崩壊モードを示す。 $K_L^0$  の崩壊は  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  と  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  を除くと、崩壊後の粒子は少なくとも 2 個の荷電粒子があるいは 4 個以上の  $\gamma$  となる。これらの崩壊は  $2\gamma$  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  $\gamma$  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  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  ( $B = (9.14 \pm 0.34) \times 10^{-4}$ ) 崩壊では付加的な  $\gamma$  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  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  崩壊からの Background を減らすためには、一つの  $\gamma$  に対する検出不感率は  $10^{-4}$  以下が要求される。この要求は 100MeV 以上の高エネルギーの  $\gamma$  に対して達成されると予想されるが、それ以下の低エネルギーの  $\gamma$  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  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  からの  $\gamma$  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  $2\gamma$  を reconstruct し  $\pi^0$  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  $\gamma$  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  $K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma$  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、 $2\gamma$  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。

崩壊モード	分岐比	Visible particle(additionals)
$3\pi^0$	$(21.12 \pm 0.27) \%$	$6\gamma(4\gamma)$
$\pi^0\pi^+\pi^-$	$(12.56 \pm 0.20) \%$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^\pm\mu^\mp\nu$	$(27.17 \pm 0.25) \%$	$2ch(2ch)$
$\pi^\pm e^\mp\nu$	$(38.78 \pm 0.27) \%$	$2ch(2ch)$
$2\gamma$	$(5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4} \%$	$2\gamma(non)$
$\pi^0\gamma\gamma$	$(1.70 \pm 0.28) \times 10^{-6}$	$4\gamma(2\gamma)$
$\pi^0\pi^\pm e^\mp\nu$	$(5.18 \pm 0.29) \times 10^{-5}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^\pm e^\mp\gamma\nu$	$(3.62 \pm 0.26) \times 10^{-3}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.61 \pm 0.14) \times 10^{-5}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$\pi^0\pi^0\gamma$	$< 5.6 \times 10^{-5}$	$5\gamma(3\gamma)$
$\pi^+\pi^-$	$(2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}$	$2ch(2ch)$
$\pi^0\pi^0$	$(9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4}$	$4\gamma(2\gamma)$
$\mu^+\mu^-$	$(7.2 \pm 0.5) \times 10^{-9}$	$2ch(2ch)$
$\mu^+\mu^-\gamma$	$(3.25 \pm 0.28) \times 10^{-7}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$e^+e^-$	$< 4.1 \times 10^{-4}$	$2ch(2ch)$
$e^+e^-\gamma$	$(9.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$2ch - 1\gamma(2ch)$
$e^+e^-\gamma\gamma$	$(6.5 \pm 1.2) \times 10^{-7}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^+\pi^-e^+e^-$	$< 4.7 \times 10^{-7}$	$4ch(4ch)$
$\mu^+\mu^-e^+e^-$	$(2.9 \pm 6.7) \times 10^{-7}$	$4ch(4ch)$
$e^+e^-e^+e^-$	$(4.1 \pm 0.8) \times 10^{-8}$	$4ch(4ch)$
$\pi^0\mu^+\mu^-$	$< 5.1 \times 10^{-9}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^0e^+e^-$	$< 4.3 \times 10^{-9}$	$2ch - 2\gamma(2ch)$
$\pi^0\nu\bar{\nu}$	$< 5.8 \times 10^{-5}$	$2\gamma(non)$
$e^\pm\mu^\mp$	$< 3.3 \times 10^{-11}$	$2ch(2ch)$
$e^\pm e^\pm\mu^\mp\mu^\mp$	$< 6.1 \times 10^{-9}$	$4ch(4ch)$

表 2.1:  $K_L^0$  分岐比表



## 2.2 E391a 検出器

図 (2.4) に KEK E391a 検出器を側面から見た概略図を示す。測定器は  $K_L^0$  beam line について円筒対称に配置されている。

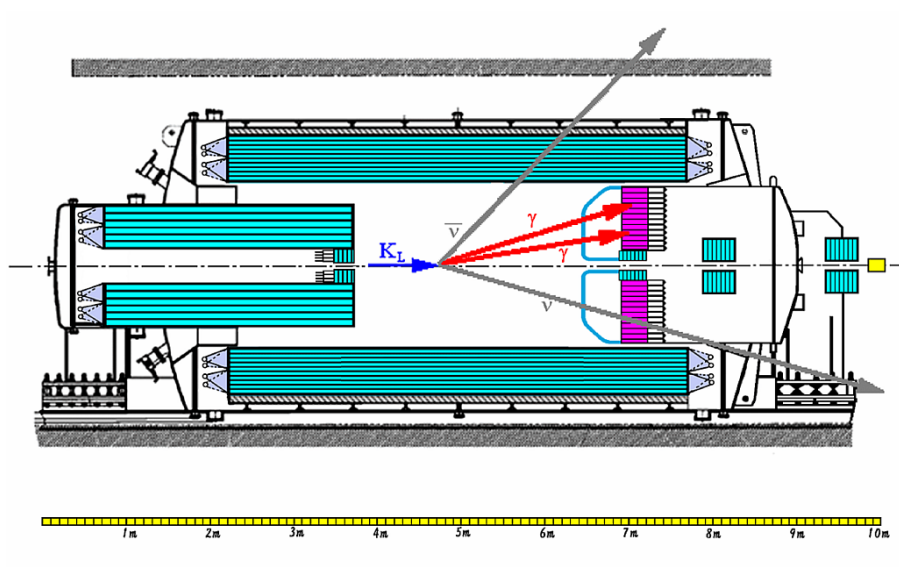


図 2.4: KEK E391a 検出器を側面から見た概略図

図に示すように、 $K_L^0$  の崩壊領域は上流部と下流部の 2 段に構成されている。下流部は  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  反応を捕らえるための主崩壊領域 (Main decay chamber) であり、この反応に対して約 10% のアクセプタンスが確保されている。崩壊領域の入口付近で multi- $\pi^0$  decay が起こった場合、異なる  $\pi^0$  からの  $\gamma$  対が見せかけの  $\pi^0$  vertex を構成し、さらに残りの  $\gamma$  が検出器で覆われていない上流方向に逃げってしまう確率が無視できない。これを防ぐため、上流部にも崩壊領域 (Upstream decay chamber) が設けられている。またこの Upstream decay chamber は、beam halo による事象、Main decay chamber より上流での  $K_L^0$  崩壊からの 2 次粒子による事象、 $K_L^0$  崩壊以外からのバックグラウンド事象などを排除することにも用いられる。

$K_L^0$  崩壊による  $\pi^0$  からの 2 つの  $\gamma$  線は、Endcap 部に配置された  $\gamma$  calorimeter (pure-CsI 結晶などからなる) によって検出される。残りの領域は全て veto counter で覆われており、それらは「*nothing*」を保証するために用いられる。特に  $K_L^0$  の崩壊領域を覆っている  $\gamma$  線 veto 用検出器は Barrel veto counter と呼ばれている。E391a 実験では、「*nothing*」を保証するために veto counter の不感率をでき得る限り小さくすることが求められる。 $\gamma$  線や中性子に対するサンドイッチ型検出器の不感率についての詳細な研究、検討は [1] や [7] でなされている。

## 2.3 ビームライン

$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の kinematics を精度よく決めることが実験の成否を左右するので、Endcap 部に設置されるカロリメータの性能と並んで、ビームの質も重要な要素である。 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  系の横運動量  $P_T$  の分解能  $\Delta P_T$  は  $K_L^0$  beam の横運動量の広がりでほとんど決まってしまう。 $K_L^0$  beam は極細の pencil beam であり、入射方向とビーム口径は厳しく制御される。

図 (2.5) に  $K_L^0$  の beam line の概略図を示す。KEK-PS の Main Ring から供給される運動エネルギー 12GeV の 1 次陽子ビームは、 $K_L^0$  beam line に対して  $4^\circ$  の角度で、長さ 60mm の Pt ターゲットに入射する。第 1 コリメーターの half-cone angle は 2mrad である。図のように 10m の長さに渡って 5 段のコリメーターが設置され、beam halo が取り除かれビームがシェイプアップされる。(beam halo flux は beam core flux の  $10^{-4}$  以下になるようにデザインされている。) またビームライン中には偏向電磁石が設置され、荷電粒子がビームから取り除かれるようになっている。測定器入口でのビーム直径は約 60mm である。

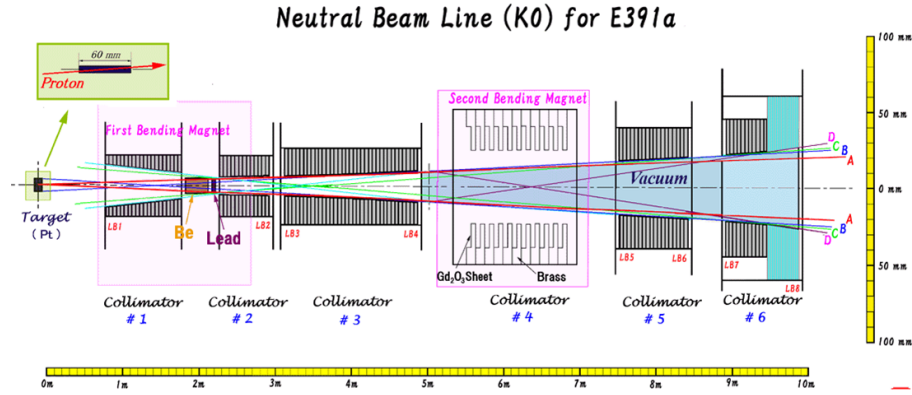


図 2.5: KEK E391a  $K_L^0$  beam line の概略図

## 2.4 まとめ

KEK E391a 実験は、直接 CP 対称性を破る  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  反応の存在を探索し、K 崩壊におけるその反応の分岐比を測定しようとするものである。標準理論により予想されている分岐比は  $10^{-11}$  程度と大変小さいものであるが、一方で理論計算による不定性も数%程度と大変小さいと考えられていて、CKM 行列要素を決める上できわめて重要な反応である。我々は KEK E391a 実験において、KEK-PS とそのビームラインで実現可能な  $3 \times 10^{-10}$  の感度でこの反応を探索し、その経験を生かして、将来の J-PARC では  $\times 10^{-13}$  の感度で実験を行い、この反応の分岐比を精密に測定することを目指している。

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  反応に関わる粒子は全て電氣的に中性であるので、この反応は、測定器内において  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 (\rightarrow \gamma\gamma) + \text{nothing}$  の事象があったことを観測することによって同定される。すなわち以下の 2 つの条

件が満たされるように実験装置が構成されている。

1. 2つの  $\gamma$  の位置 (方向) とエネルギーが精密に測定され  $\pi^0$  の kinematics が決まる。
2.  $K_L^0$  の崩壊領域の全てを覆う測定器系によって *nothing* が保証される。

## 第3章 Main Barrel

### 3.1 $\gamma$ 線の検出方法

#### 3.1.1 $\gamma$ 線と物質の相互作用

$\gamma$ 線と物質との主な相互作用は3つある。

- 光電吸収

光電吸収過程では、光子は吸収物質と相互作用して完全に消滅する。この場合エネルギーを持った光電子 (photoelectron) が原子の束縛された殻から放出される。この相互作用はその原子全体との間で起こるものであり、放出された光電子は  $E_{e-} = h\nu - E_b$  のエネルギーを持つ。ここで、 $E_b$  は光電子が最初存在した殻の結合エネルギーを表す。数百 keV 以上の  $\gamma$  線では、最初的光子エネルギーの大半を光電子が受け取る。

- コンプトン散乱

コンプトン散乱の相互作用過程は入射  $\gamma$  線光子と吸収物質中の1個の電子との間で起こる。コンプトン散乱は放射性同位元素線源で典型的なエネルギーの  $\gamma$  線が引き起こす主要な相互作用の過程となっている。

- 電子・陽電子対生成

$\gamma$  線のエネルギーが電子の静止質量の2倍すなわち 1.02MeV を越えると、電子対生成過程がエネルギー的に可能となる。實際上この反応確率は  $\gamma$  線のエネルギーが数 MeV に近づくまでは非常に低い。したがって、電子対生成は主として高エネルギーの  $\gamma$  線に限られる。この相互作用は原子核のクローン場の中で起こり、 $\gamma$  線光子は消失して電子と陽電子に置き換えられる。電子対を生成するのに必要な 1.02MeV 以上の光子が有していた余剰エネルギーは全て電子と陽電子に分配される。陽電子は吸収物質中で減速した後引き続いて消滅するので相互作用の2次産物として2個の消滅光子が生み出される。

各相互作用の反応断面積の物質依存性は以下ようになる。

- 光電効果  $\propto Z^5 \times (E_\gamma)^{-\frac{3}{2}}$
- コンプトン散乱  $\propto Z \times (E_\gamma)^{-1}$
- 電子・陽電子対生成  $\propto Z^2 \times \log E_\gamma$

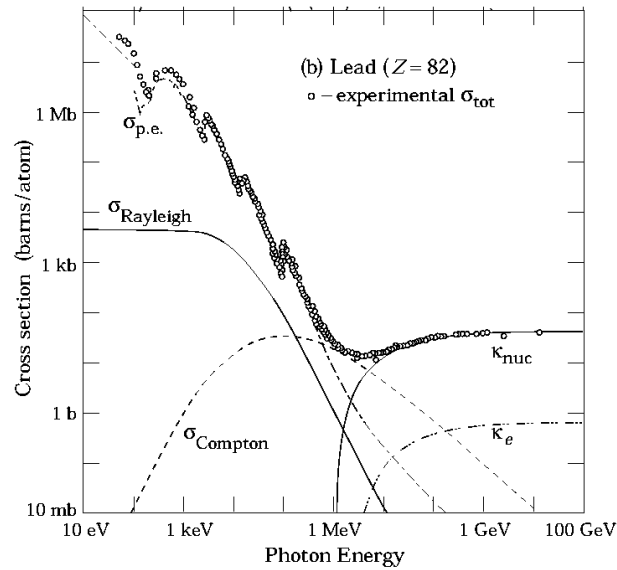


図 3.1: 鉛による光子の反応断面積

$\sigma_{p.e.}$	光電吸収
$\sigma_{Rayleigh}$	レーリー散乱
$\sigma_{Compton}$	コンプトン吸収
$\sigma_{nuc}$	対発生

十分エネルギーの高い ( $>10\text{MeV}$ )  $\gamma$  線が物質に入射した際、高い確率で電子・陽電子対生成を起こす。物質に内では入射する電子のエネルギーが高いと電子の制動放射により高エネルギーの光子が作られ、この光子が電子・陽電子対を作る。これらの電子・陽電子はまた制動放射で光子を作るという過程が繰り返され、光子のエネルギーが電子・陽電子対を作れなくなるまで電子、陽電子、光子の増殖が行われる。ある厚さに達すると、個々の電子や光子のエネルギーが低くなる。ほぼ臨界エネルギーに達すると電子・陽電子対を作るよりも、電子による電離、光子のコンプトン散乱によるエネルギー損失の方が大きくなり、粒子数が減少していく。したがって、シャワーの縦方向の発達は近似的に物質の輻射長 (電子のエネルギーが  $1/e$  に減る物質の厚さ) のみに依存する。この現象を電磁シャワーと呼ぶ。物質の厚さが十分厚いと、入射粒子のエネルギーはほとんど全て物質の中で失われる。

### 3.1.2 $\gamma$ 線検出器

前節で述べたように、電子や  $\gamma$  線は物質に入射すると電磁シャワーを起こす。十分な物質量があったとき、持っていたエネルギーのほとんど全てをそこで失う。このとき作られる電子・陽電子の総数は、入射粒子のエネルギーと統計的に良い相関があるため、これら電子・陽電子のイオン化損失またはチェレンコフ光を測ることにより、入射粒子の持っていたエネルギーが想定できる。このタイプの測定器には2種類ある。NaI 結晶や鉛ガラスなど密度が高く透明なシンチレーション光やチェレンコフ光を発生させる物質を使って、シャワーによって生じた全ての電子・陽電子による蛍光ないしはチェレンコフ光を観測する

ものと、シャワーを起こさせるための密度の高い物質 (鉛、タングステンなど) の板とシャワー電子を測定するための測定器を交互に重ね合わせたサンプリングカロリメータの2つである。

一般には、前者のタイプは良いエネルギー分解能を持つが、相対的に密度が低く、全シャワーエネルギーを吸収するためには大型になってしまう。またある種の結晶は潮解性を示すなど、取扱いに難がある場合があったり、価格が高いといった問題点がある。後者のタイプのサンプリングカロリメータは使用する測定器により、それぞれ特徴を有する。液体アルゴンの電離を使うものは、比較的良いエネルギー分解能が得られ、電極を細分化することにより良い位置精度が得られる。またゲインも安定しているといった利点がある。その一方低温に冷やす必要があるため、容器、配管などが大掛かりなるといった問題もある。プラスチックシンチレータを使用したタイプは信号の応答時間が短く、取扱いが容易であるなどの利点がある一方、位置精度には限界がある。また、多線比例計数管を用いたタイプは、良い位置精度が出せる一方で、エネルギー分解能の点で劣るといった特徴がある。

## 3.2 構造

E391a 実験ではバレル部の  $\gamma$  線検出器として、Plastic Scintillator と鉛のサンドイッチ構造のデザインを採用した。 $\gamma$  線検出器として一般的なものは、NaI や CsI といった無機結晶 Scintillator は  $\gamma$  線カロリメータとしては最適だが、広大な領域を覆う Barrel Photon Veto 検出器として使用するには、コストやそれを支える構造などの面から言っても現実的ではない。しかも、Barrel Photon Veto 検出器に求められている性能は、高い efficiency で  $\gamma$  線を検出することであり、必ずしもそのエネルギーを精度良く求める必要はない。したがって E391a 実験のバレル部に用いる  $\gamma$  線検出器は結晶 Scintillator ではなく、比較的低コストで大体積を覆うことが出来る Plastic Scintillator と鉛のサンドイッチ構造のデザインを採用した。層目は構造を支えるために強度のあるステンレススチール (3mm) を用い、2 層目以降は鉛とプラスチックシンチレータを交互に積層した構造にした。内側 15 層の鉛の厚さは 1mm で外側 30 層の鉛の厚さは 2mm である。この鉛の厚さの違いは、低いエネルギーの  $\gamma$  線に対して不感率が小さくなるように内側のサンプリング層を密にし、外側は全体として放射長を長くするよう設計された。全体の厚さは 346.5mm であり、全体の放射長は  $13.5X_0$  である。また、内側に荷電粒子検出用に 2 層 (1 層の厚さ 5mm) の Plastic Scintillator (Barrel Charged Veto) を取り付けている。

### 3.2.1 Plastic Scintillator

Plastic Scintillator は有機 Scintillator の固溶体である。主に光の応答時間が短いこと ( $\sim 5\text{ns}$ ) が特徴として挙げられ、取り扱いも容易である。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 Scintillator 内の原子核や電子との電磁相互作用によって、分子を電離させたり、エネルギーを与えて励起状態とする。励起状態の分子はシンチレーション光を出し、基底状態に戻る。このシンチレーション光を PMT を使い検出し、電気信号に変換することで Plastic Scintillator は検出器として動作する。今回、MB モジュールで使用する Plastic Scintillator は母材が MS 樹脂で、第一蛍光剤として PPO (ポリフェノールオキシダーゼ) が 1%、第二蛍光剤として POPOP (化学名: 1,4-Bis(5-phenyl-2-oxazolyl)benzene) が 0.02 % 含まれている。MS 樹脂を採用することで、押出成形を可能にし、また柔軟性を持たせることで耐久強度を向上させている。

### 3.2.2 Wave Length Shifter ファイバー

Plastic Scintillator は光の減衰長が短く、およそ 1.7m である。そこで Plastic Scintillator に溝を掘り、そこに WLS ファイバーを埋め込む。そうすることにより Plastic Scintillator で発光した光がファイバーで吸収され、約 500nm(緑色)の波長の光を発光する。そして光がファイバー内を伝搬することで、光の減衰長の短さを補うことができる。

実験で用いるファイバーはマルチクラッドのファイバーであり、ファイバーがコア、クラッド、クラッドと 3 層構造になっている。そして屈折率が内側から、1.59、1.49、1.42 と異なっている。光は異なった屈折率を持つ媒質内を進む時、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。これは、全反射と呼ばれ、屈折率の異なる透光性物質の境界面で、ある一定の角度以内の光は完全に反射される現象で、この現象を利用して光は伝搬される。このため、マルチクラッドのファイバーはシンングルクラッドのファイバーより光を損失しにくい。

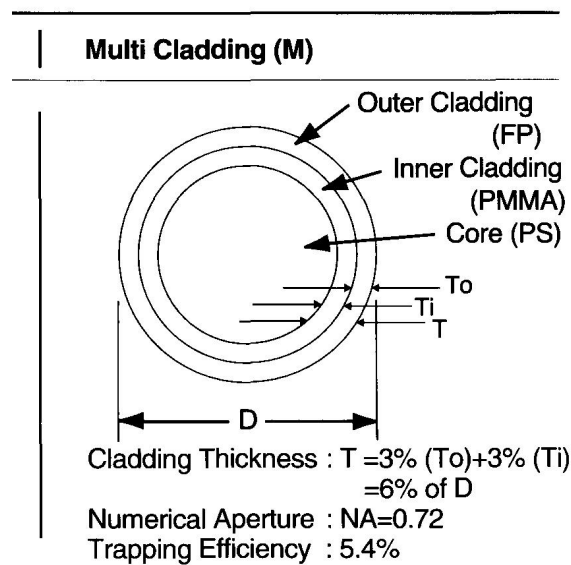


図 3.2: WLSfiber の構造図 (Kuraray Y-11)

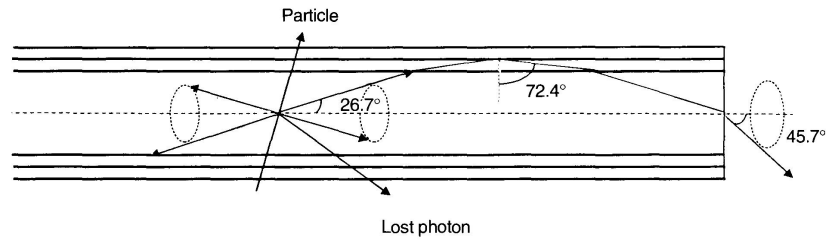


図 3.3: WLSfiber 中を伝搬する光の様子)

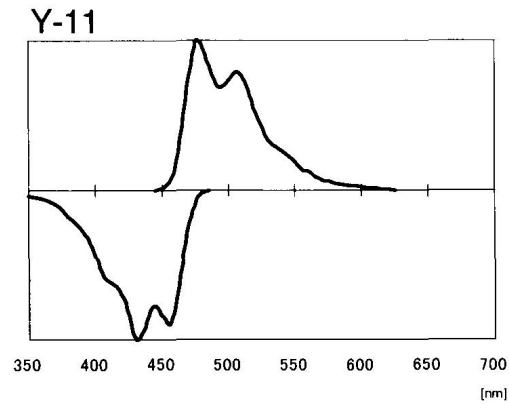


図 3.4: WLSfiber 発光スペクトル及び吸収スペクトル  
上:発光スペクトル、下:吸収スペクトル

### 3.2.3 光電子増倍管

PMT の量子効率をあげることができれば、光量を増やすことができる。また、獲得光量を増やすことは、不感率を抑えるために極めて役に立つ。そこで今回の実験では、新しく開発した R329 EGP(extended green photocathode, prism-type) と呼ばれる PMT を使用した。R329 EGP PMT については板谷氏により一昨年度の修士論文として詳しく報告されている。[?] この R329 EGP PMT の特徴として、

- 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。そこで光電面の形状をプリズム状にカットする (図 3.5) ことで、アルカリ金属の表面積を増やし、これにより構造上の量子効率を上げることができる。先に行なわれたテストではプリズム光電面にすることで通常の約  $\sqrt{2}$  倍の光電子を得られると報告されている。

- Green extended



PMT の光電面に緑の波長 ( $\sim 500\text{nm}$ ) の光により感度をもったアルカリ金属を用いることで、WLS Fiber で伝搬されてきた光を効率よく、読み出せるようにした。これにすることで従来の約 1.2 倍の光量を得られる。

- 反射材

PMT の光電面から収束電極までの内部側面を鏡面状に磨いた。それにより光電面をすり抜けた光子を反射させ、再度、光電面に入射させることで光電子が放出される確率を増やした。

が、挙げられる。

この R329 EGP PMT を使った WLS fiber の読み出しでは通常の R329 PMT に比較しておよそ 1.8 倍もの光電子数を獲得することができた。

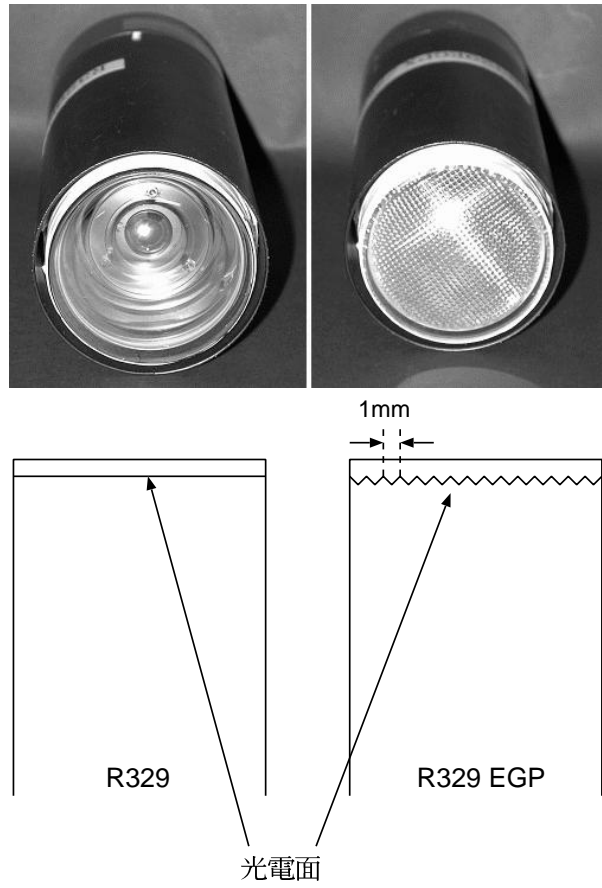


図 3.5: PMT 光電面の違い  
R329 EGP PMT は図のように 1mm 幅のカットを施してある

## 第4章 宇宙線粒子によるエネルギー較正

### 4.1 エネルギー較正の目的

E391a 実験では、MB に入射した光子は電磁シャワーとなり光子の損失エネルギーに対応したシンチレーション光がファイバー内で吸収され、波長変換された光子がファイバー内を伝搬し、PMT で検出される。検出される光量は電荷量として測定されるため、損失エネルギーと電荷量の換算係数が必要となる。また、光量はファイバー内伝搬中に減衰するため、エネルギー損失量あたりの検出光量を光量の入射位置の関数として求める必要がある。この関数が求まれば、上流側及び下流側の PMT 出力から、MB 中での損失エネルギーを求め、さらに入射光子エネルギーに変換することが出来る。

### 4.2 較正の手順

以下に、実験中に収集した宇宙線データを使って解析した手順を示す。

- 宇宙線粒子の入射位置の算出

PMT が上流側と下流側の両読みであるため、ファイバー内を伝搬するシンチレーション光の到達時間の差は、粒子の入射位置に依存する。この値とシンチレーション光の伝搬速度から、粒子入射位置を求めることができる。

- Event selection

荷電粒子の損失エネルギーは宇宙線粒子がシンチレータを通過する距離に比例する。粒子の通過距離が一定になるようにビーム軸に対して垂直に入射する Event を選ぶ。

- Attenuation の補正

宇宙線粒子の損失エネルギーが同じであっても、長手方向の入射位置が違う場合、光の減衰により、PMT から出力される電荷量は異なる。そのため、入射位置と出力電荷の関係を求め、MB 中心での出力電荷に換算する。

- エネルギーの較正

Attenuation の補正後に得られる電荷量は、同一の損失エネルギーに対して同じ出力を示す。この損失エネルギーは粒子のシンチレータ中での飛程に比例する。本解析では、モジュール中央部を貫通する宇宙線粒子に対するエネルギー較正係数を各モジュールに対して求める。

### 4.3 宇宙線測定

本実験中に収集した宇宙線トリガーのセットアップを図 (4.1) に示す。先に述べたように MB モジュールは内側 15 層と外側 30 層に分かれていて、かつ両側から PMT により読み出しているため、1 モジュールにつき 4 つの読み出しがある。図 (4.2) に示すように、クラスターは上流側と下流側それぞれ 8 個の PMT 出力をまとめたものである。Amp/Discriminator モジュールで 8 個の入力のアナログ sum をとり、sum 出力信号を Discriminator で Digital 化してトリガーロジックに使用した。Discri の threshold はすべて 3mV(～1MeV に対応) に設定した。

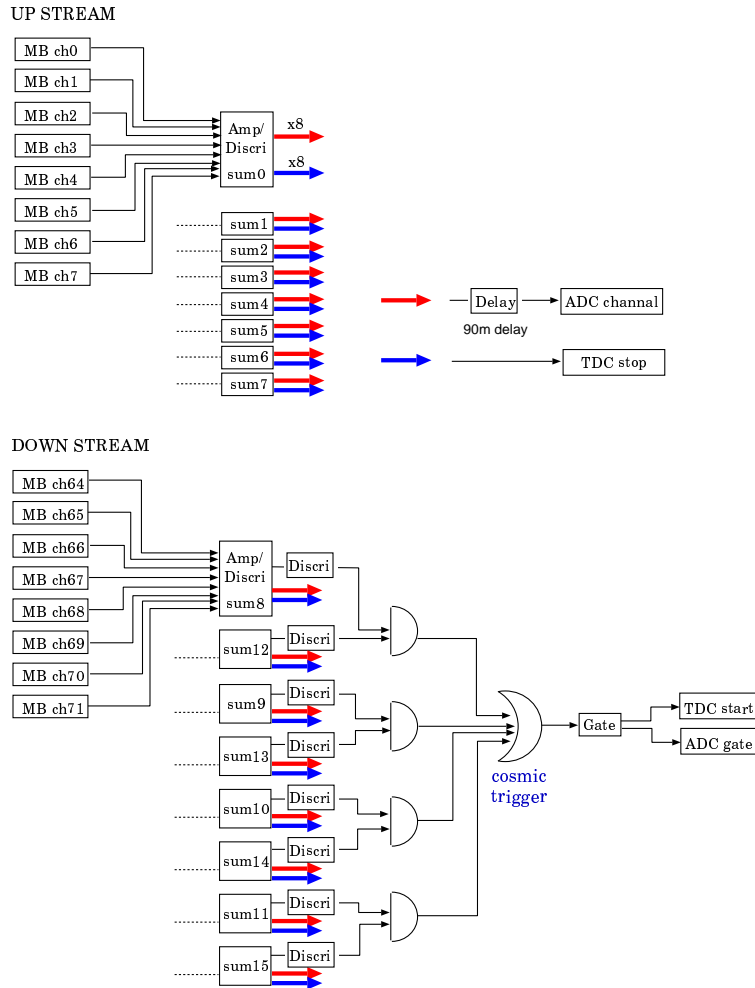


図 4.1: 宇宙線トリガーセットアップ

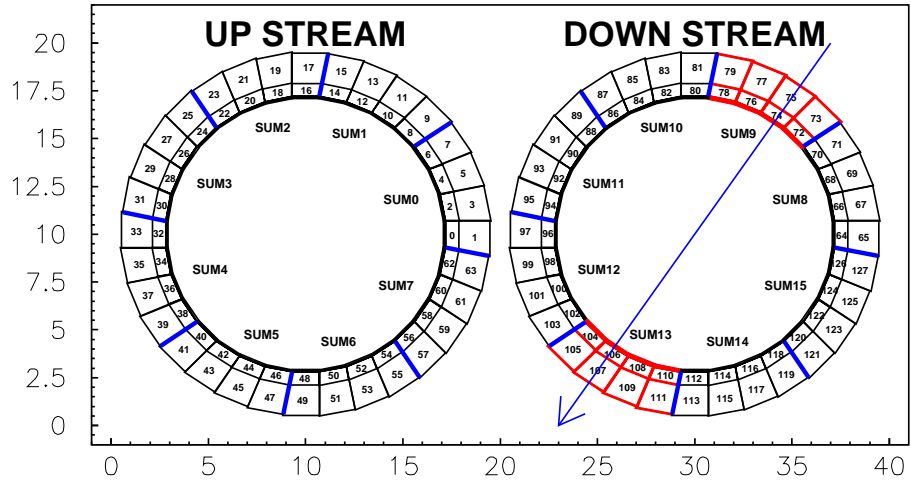


図 4.2: クラスター

宇宙線トリガーは下流側のクラスターの対面どうしの coincidence

$$(sum8 \times sum12) + (sum9 \times sum13) + (sum10 \times sum14) + (sum11 \times sum15)$$

を用いた。本解析では、電荷量と時間の測定に各 PMT の ADC と TDC データを使用している。測定時間、日時、Run number、データ量、を以下に示す。

Run#	測定時間 (spill)	Event 数	データ量 (kByte)
2878	2878	849523	7020490
2879	2422	855084	7065670
2880	2519	900572	7435330
2881	2506	896824	7410110
2882	2520	902264	7461960
2883	2514	899814	7429690
2884	2517	894380	7400410
2885	194	18151	921220
2886	2377	851843	7027440
2887	2414	862152	7125350

表 4.1: 解析データの基本情報

## 4.4 解析結果

### 4.4.1 粒子の入射位置の算出

上流側と下流側の TDC の時間差をとると図 4.3 に示すように、モジュールの edge が見られる。時間差は ns scale に換算してある。

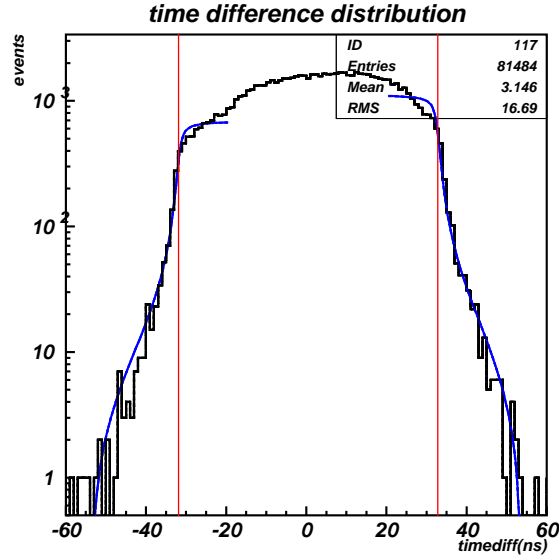


図 4.3: TDC の時間差の分布 (module#17)  
時間差の-方向が上流、+方向が下流になっている

この edge を求めるために以下に示す関数で fitting した。

$$function = P1 \times \arctan(x - P2) + P3 \quad (4.1)$$

P1:normalization factor

P2:edge position

P3:offset

この fitting で得られた edge からのモジュールの長手方向の中心位置、シンチレーション光の WLS ファイバー中での伝搬速度が得られる。伝搬速度を求める式を以下に示す。

$$\text{伝搬速度} = \frac{\text{モジュールの長手方向の長さ (cm)}}{(\text{edge(上流)} - \text{edge(下流)})} \quad (4.2)$$

この式により求められた伝搬速度の分布を図 (4.4) に示す。

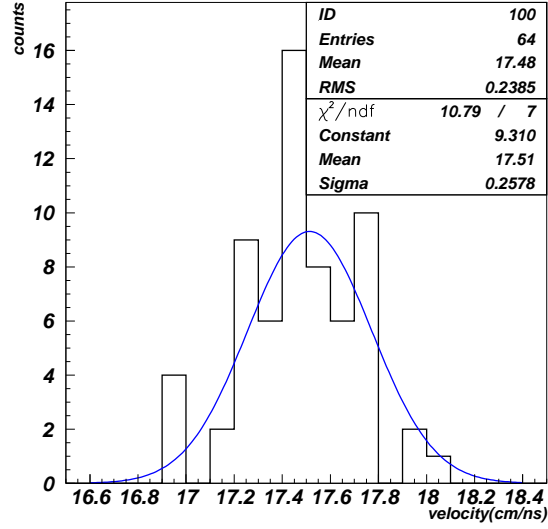


図 4.4: シンチレーション光の伝搬速度の分布

解析の結果、64 個のモジュールに対し、平均速度は  $v = 17.51 \pm 0.26 \text{ cm/ns}$  であった。この値は、Front Barrel および MB の Bench Test[2] の結果の値と良く一致している。比較表を表 (4.2) に示す。

	モジュール名	伝搬速度 (cm/ns)
Bench Test	FB	$17.5 \pm 0.1$
	MB	$17.7 \pm 0.1$
本解析	MB	$17.5 \pm 0.3$

表 4.2: Bench Test と本解析の伝搬速度の比較

#### 4.4.2 Event selection

次に Event の選別を行う。この選別により粒子の通過距離が一定の event を選択し、電荷量をエネルギー換算する際、粒子の通過距離でエネルギーを規格化することを目的としている。粒子の通過距離を一定にするため、シンチレータに対して垂直に粒子が入射した Event のみとなるように選別した。条件は、自分自身の他に対面モジュールに signal があること、それぞれの両側のモジュールに signal がないこととした。両側のモジュールに signal がないことを要求すると宇宙線粒子の強度は水平方向ではほとんどゼロである。イベントをできるだけ多く収集するように、長手方向の内側と外側の位置の差が対面を含めて 100cm 以内になるように要求した。図 (4.5) にその概略図を示す。長手方向の粒子の通過位置の差が 100cm とすると入射角度は、鉛直方向を  $0^\circ$  として最大  $67.7^\circ$  になる。シンチレータの粒子通過距離は最大で 8.1% のばらつきを持つ。

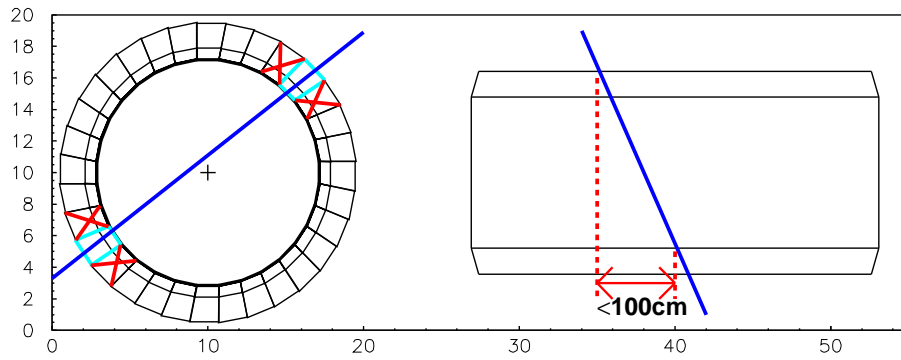


図 4.5: 入射宇宙線粒子の選別  
宇宙線粒子がモジュールに対して垂直に通過するイベントを選んでいる

図 (4.6) に選別された各 module の event 数の分布を示す。鉛直方向を  $0^\circ$  とした場合地上付近では宇宙線粒子の天頂角分布はおおよそ  $\cos^2\theta$  に比例していることが分かっている。

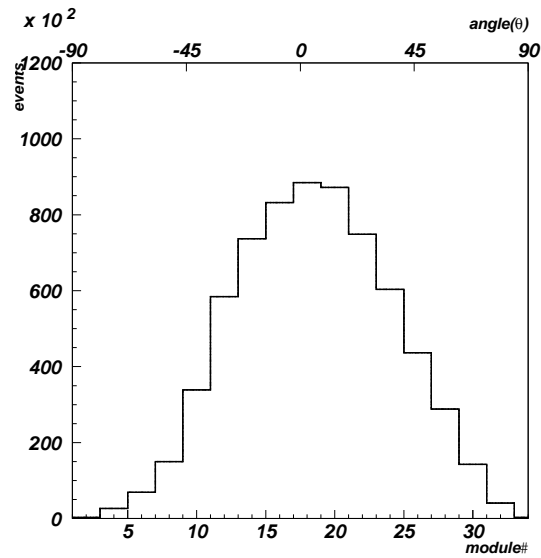


図 4.6: 選別された event 数の分布  
module#は図 (4.2) と対応



### 4.4.3 Attenuation の補正

ファイバー内を伝搬中にシンチレーション光は減衰してしまうため、宇宙線粒子が同じエネルギーをプラスチックシンチレータに落としても、入射位置により、出力される光量が異なる。エネルギー較正には光量からエネルギーを求めるため、粒子入射位置に依存しないように ADC を補正する必要がある。

はじめに上流側と下流側の PMT で測定された光量を図 (4.7) に示す。

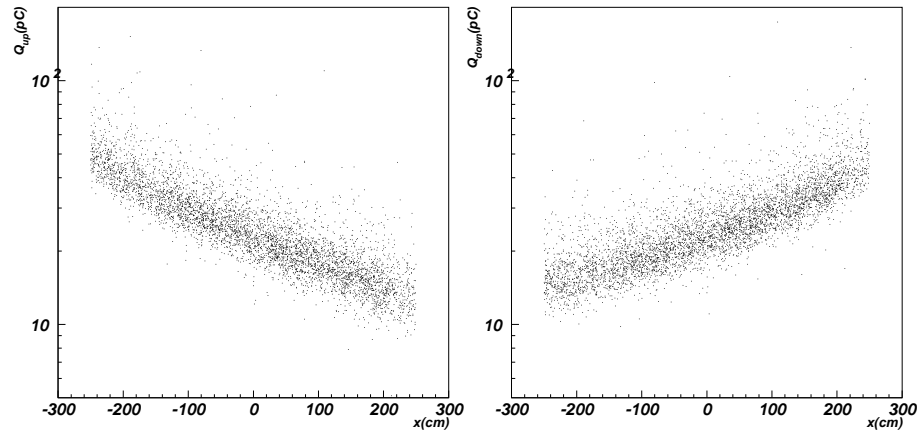


図 4.7: 光量の入射粒子位置依存性 (module#17)  
左が上流、右が下流の光量

それぞれの光量  $Q$  は以下の式で近似できる。

$$\begin{aligned} \text{減衰光量 } Q_{up} &= A \times \exp\left(\frac{-x_{up}}{\lambda + \alpha x_{up}}\right) \\ \text{減衰光量 } Q_{down} &= B \times \exp\left(\frac{-x_{down}}{\lambda + \alpha x_{down}}\right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

$A$ : normalization factor

$\lambda$ : 減衰長

$\alpha$ : 減衰補正係数

$x$ : 入射位置から PMT までの距離

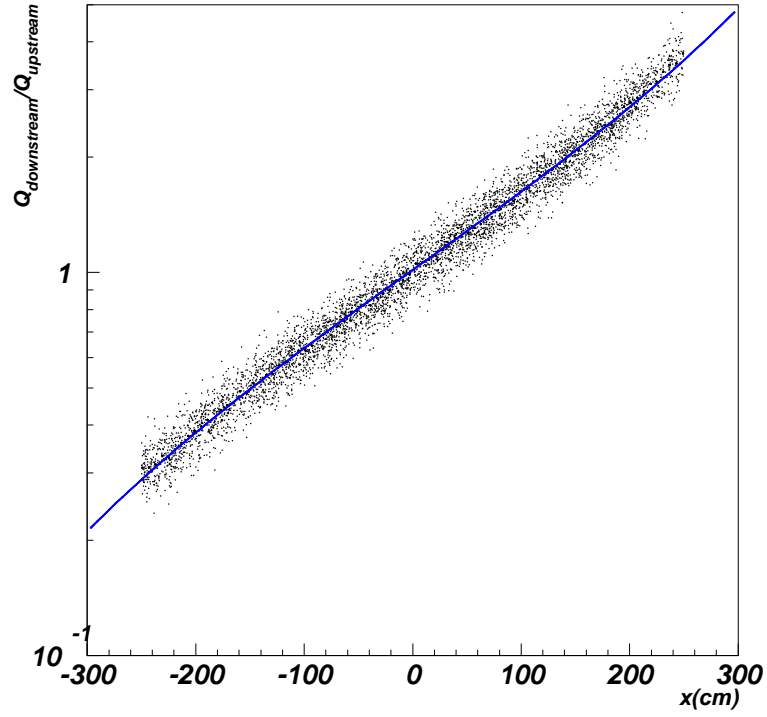


図 4.8: 光量の比の位置依存性

入射粒子の損失エネルギーが小さいと TDC の閾値を越えるのに時間差が生じる。これは、同一粒子でも上流と下流で光量と位置の関係がずれることを意味している。これを解決するため上流側と下流側の光量の比をとることで入射粒子のエネルギーに依存せず、入射位置にのみ依存するようにした (図 4.8)。

fitting 関数として式 (4.3) の比をとり、次の式を使っている。

$$\text{減衰光量の比 } R = A' \times \frac{Q_{down}}{Q_{up}} \quad (4.4)$$

また、得られたパラメータ  $\lambda$ 、 $\alpha$  を使い減衰光量を補正するための式は

$$\text{減衰補正後の光量 } Q' = Q / \exp\left(\frac{-x}{\lambda + \alpha x}\right) \quad (4.5)$$

となる。

減衰補正後の ADC 分布、補正前と補正後の光量のヒストグラムの比較、fitting で得られたパラメータ  $\lambda$ 、 $\alpha$  の分布を次に示す。

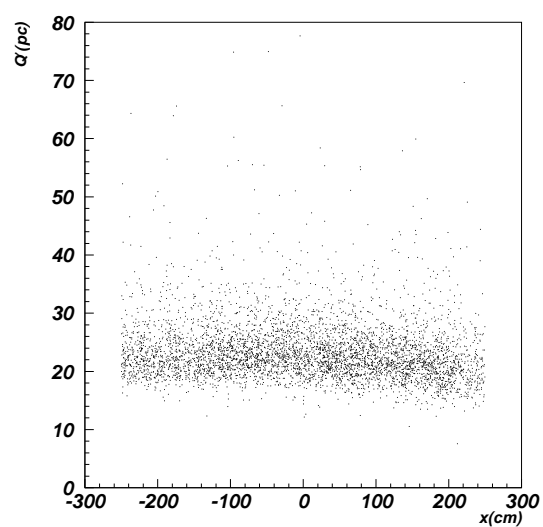


図 4.9: 補正後の換算光量と  $x$  の相関

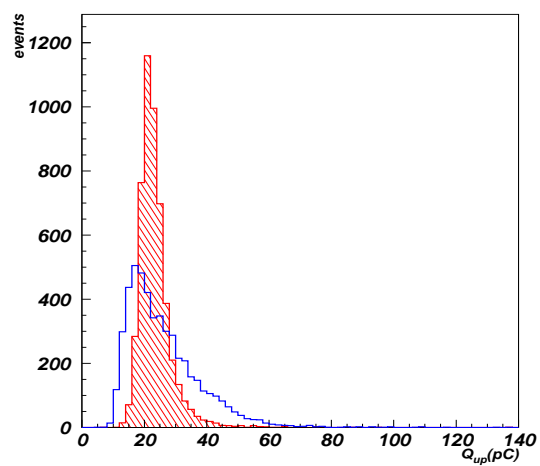


図 4.10: 減衰光量補正前 (白) と補正後 (斜線) のヒストグラム

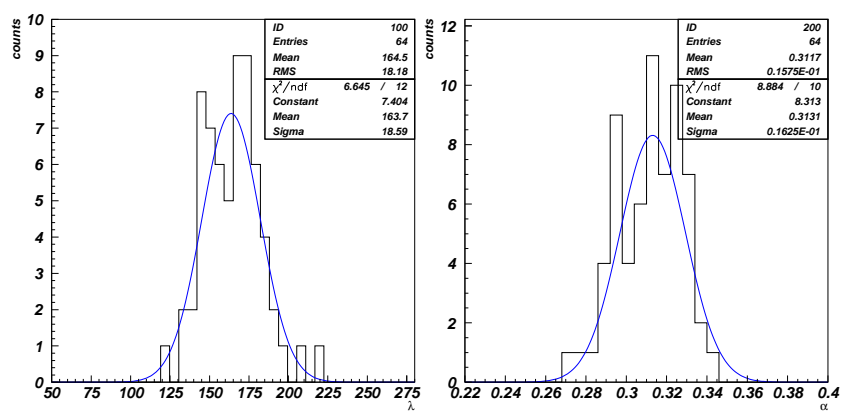


図 4.11:  $\lambda$ (左) と  $\alpha$ (右) の分布

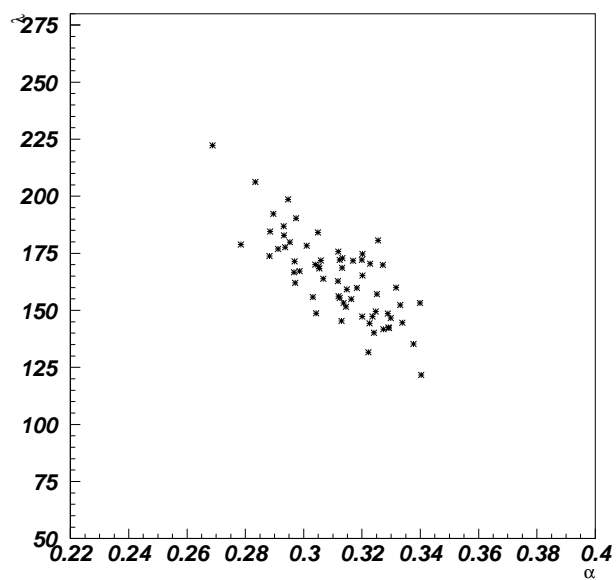


図 4.12:  $\lambda$  と  $\alpha$  の相関

fitting の結果、減衰長  $\lambda$  は平均で  $163.7 \pm 18.6 \text{ cm}$ 、減衰係数は平均で  $0.313 \pm 0.016$  となった。また、減衰長と減衰係数に負の相関がみられた。

#### 4.4.4 エネルギーの較正

荷電粒子の物質内での損失エネルギーは Bethe-Bloch の式 (4.6) で近似できる [5]。

$$-\frac{dE}{dX} = (4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2 / A \beta^2) \left\{ \ln \left[ \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right] - \beta^2 \right\} \quad (4.6)$$

ここで  $N_0$  はアボガドロ数、 $Z$  と  $A$  は、媒質の原子番号と質量数、 $z$  と  $v = \beta c$  は荷電粒子の電荷と速度、 $m_e$  は電子の質量、 $r_e$  は電子の古典半径で  $2.8 \text{ fm}$  であり、 $I$  は実効電離ポテンシャルである。

宇宙線粒子の場合  $\beta \sim 1$  だから、式 (4.6) を使うとプラスチックシンチレータに落とすエネルギーは約  $1.998 \text{ MeV/cm}$  となる。プラスチックシンチレータの素材はポリスチレンとした。前節のようにして垂直入射を選別したため減衰を補正された値は、1 層  $0.5 \text{ cm}$  のプラスチックシンチレータの MB において内側 15 層では  $14.98 \text{ MeV}$ 、外側 30 層では  $29.97 \text{ MeV}$  のエネルギーを落とすことになる。損失エネルギーを  $E_{dep}(\text{GeV})$  とすると、図 (4.10) の補正後の ADC のピーク値  $Q'(pC)$  使って次のようにエネルギー較正係数  $G(\text{GeV/pC})$  が得られた。

$$E_{dep} = G \times Q' \quad (4.7)$$

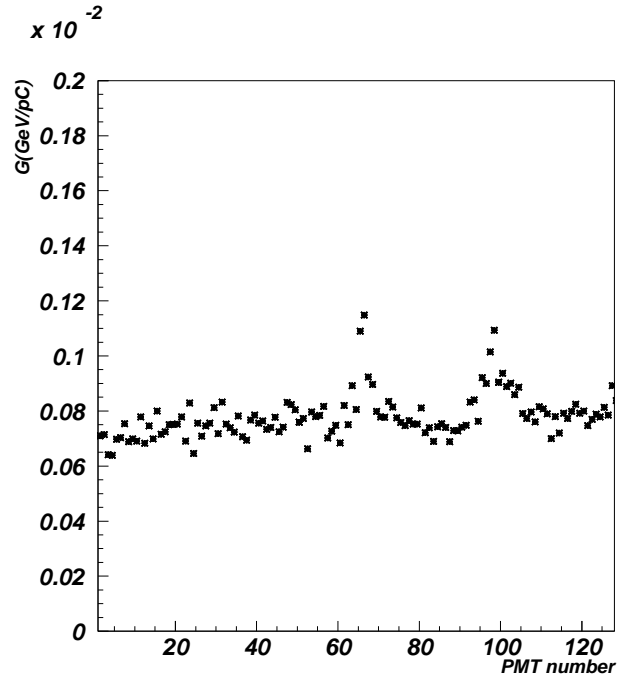


図 4.13: 全 PMT のエネルギー較正係数の分布

エネルギー較正係数のばらつきは約 12.7%であった。PMT number 64、65、96、97 付近<sup>1</sup>のずれは、本実験初期に合わせた値が、宇宙線の統計が小さいデータで計算されているため、誤差が大きくなった影響が現れている。

## 4.5 結果と考察

MB への入射粒子の光量を測定しエネルギー換算するため、宇宙線粒子を用いて、attenuation の補正、エネルギー較正を行った。一般的に光の減衰を求めるためには、減衰長の短い成分と長い成分に分かれた式を用いるが、本解析では減衰のパラメータを基本減衰長  $\lambda$  に位置依存の係数  $\alpha$  を加えた式を採用した。次に、 $\lambda$ 、 $\alpha$  を用いて減衰を補正し、エネルギー較正係数を求めた。これらのパラメータと測定光量、入射位置によりエネルギーが求められることになる。減衰補正では上流と下流の光量にそれぞれ fitting するのではなく比をとることにより粒子のエネルギーの依存性をなくし、精度のよい fitting をすることができた。得られたパラメータ  $\lambda$ 、 $\alpha$  を用いて、減衰を補正し、エネルギー較正係数をもとめたが、ばらつきが 12.7%と大きく信頼性に欠けるため、今後は  $\pi^0$  run のデータを用いて詳細なエネルギー較正を行う必要がある。また、エネルギー較正の正確性を確認するため第 6 章で  $K_L$  の再構成を行い、 $K_L$  の不変質量をどれくらい正確に求められるか検証する。

<sup>1</sup> 図 (4.2) を参照

## 第5章 宇宙線粒子による性能評価

ここでは宇宙線粒子を使った性能評価について議論する。まず、前章で求めた宇宙線粒子の損失エネルギーに対する分解能を求める。次に、TDC の時間差を使って得られる MB の長手方向の位置が、どれくらいの精度で求められるか検証する。

### 5.1 エネルギー分解能

前章で得られた宇宙線粒子の損失エネルギーについて、attenuation の補正後のヒストグラムを示す。

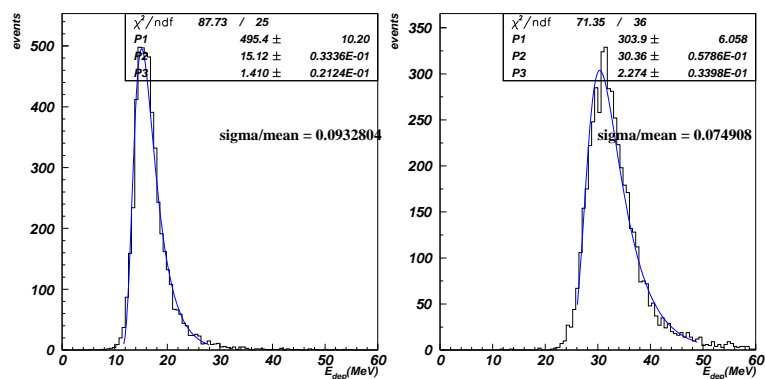


図 5.1: 内側 15 層 (左) と外側 30 層 (右) の損失エネルギーのヒストグラム

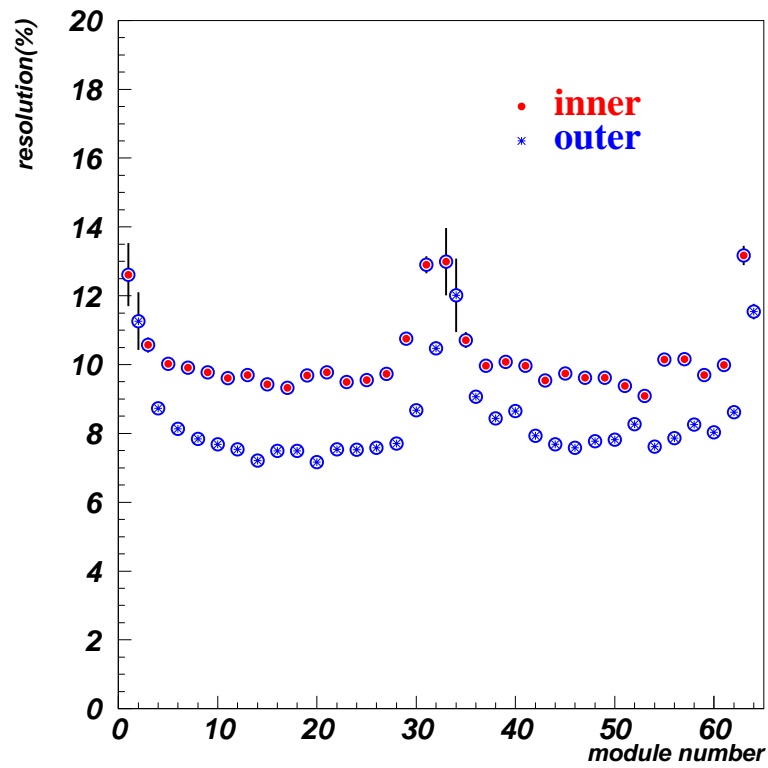


図 5.2: 各 module のエネルギー分解能  
内側で約 15MeV、外側で約 30MeV の損失エネルギーに対応している

損失エネルギーが大きいため、外側が内側に比べてエネルギー分解能がよくなっている。また、module number 1、32 付近で分解能が悪くなっているのは宇宙線粒子の統計が小さいため、損失エネルギーの誤差が大きくなり、それが分解能に反映されているためである。



## 5.2 位置分解能

前章で述べたように、MB の長手方向の位置は上流と下流の TDC の時間差を使って求められる。ここでは、求められた時間差がどれだけの精度を持っているか、宇宙線の tracking をシミュレーションすることによって宇宙線を tracking することによって検証する。まず、MB のサイズをほぼ再現し、MB の内側、外側、対面の内側、外側のモジュールを作成した。次に長手方向 40cm 以内にガウス分布を作るようにランダムで宇宙線を降らせた。このときのガウス分布の sigma は内側で 11.2cm、外側で 8.7cm としている。これは MB 単体で実験したときの位置分解能の値である [2]。

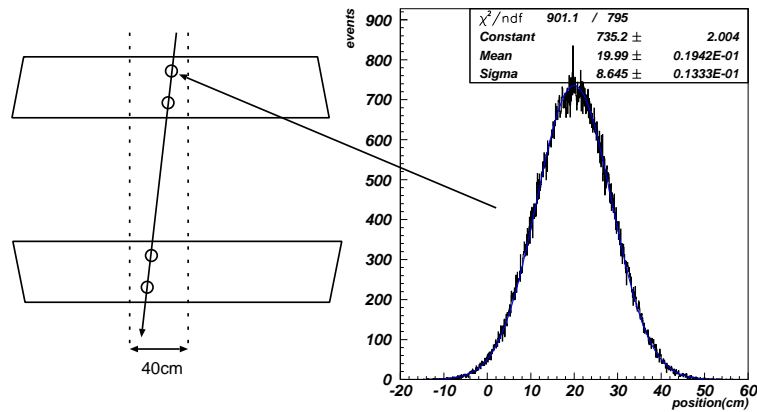


図 5.3: シミュレーションのイメージ図

この tracking 1event に対し、MB の内側、外側、対面の内側、外側の合計 4 点の位置を算出し、最小二乗法により宇宙線の軌跡を求めた。tracking の位置と実際の各点の位置の差を求めると図 (5.4) のようになる。

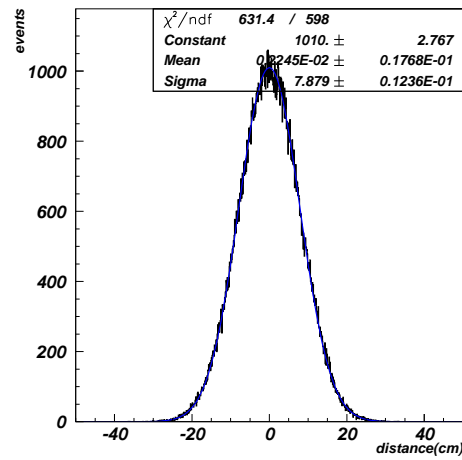


図 5.4: tracking と実際の点との差  
(シミュレーションの場合)

各 4 点の sigma は内側 7.85cm、外側 9.14cm、対面の内側 7.82cm、外側 9.37cm となり、平均で内側 7.83cm、外側 9.25cm となった。

つぎに実際の宇宙線データを使い、同様に 40cm 以内の宇宙線を選別し、tracking した。このとき各 4 点の両側のモジュールには signal がないことを要求し、クリアな event のみを選んだ。tracking の位置と実際の点の位置の差を図 (5.5)(5.6) に示す。

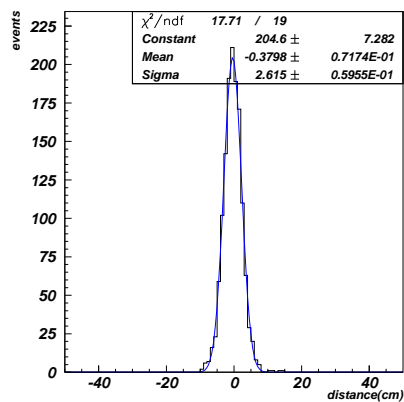


図 5.5: tracking と実際の点との差  
(実際の宇宙線データ)

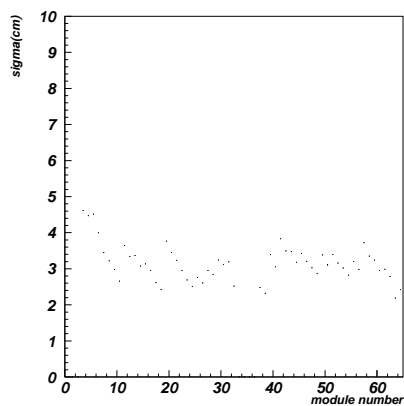


図 5.6: 各モジュールの tracking と実際の点との差  
統計の少ないモジュールは組み込んでいない

MB の長手方向の位置分解能  $\sigma_{pos}$  はシミュレーションから得られたの  $\sigma_{sim}$ 、実際の宇宙線データから得られた  $\sigma_{data}$  とすると次のように計算できる。

$$\text{内側} \quad \sigma_{pos} = \frac{11.2}{\sigma_{sim}} \times \sigma_{data} \quad (5.1)$$

$$\text{外側} \quad \sigma_{pos} = \frac{8.7}{\sigma_{sim}} \times \sigma_{data} \quad (5.2)$$

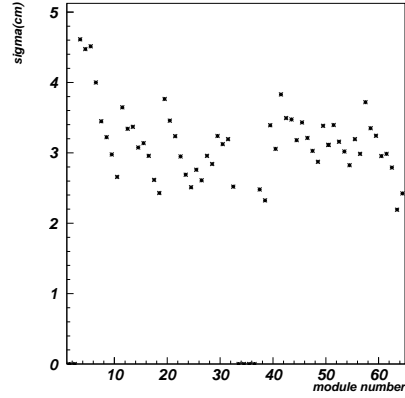


図 5.7: 各モジュールの位置分解能  
統計の少ないモジュールは組み込んでいない

結果、宇宙線粒子の tracking による位置分解能は平均  $3.79 \pm 0.85 \text{ cm}$  となった。これは、時間に換算すると約 217ps となる。

## 第6章 $K$ 中間子イベントの再構成

### 6.1 再構成の目的

第4章では、MBの入射宇宙線粒子の光量の位置依存性を補正するパラメータの導出と、粒子の損失エネルギーに換算できるパラメータの導出を行った。この章では、本実験中にMBのvetoをはずしたビームデータを使用してMBに光子が入射した $K_L$ の崩壊イベントから $K_L$ 中間子を再構成する。この解析の目的は、MBを使った $K_L$ の不変質量の精度を見ることで、エネルギー較正で使用したパラメータが正しいかどうかを評価することである。

### 6.2 実験データ

本実験データでは、veto counterであるMBに入射した一定以上のエネルギーをもつイベントはデータとして残らない。ここでは、ビームを使ったMBの入射光子の応答の解析をするため、MBのvetoを外したtrigger modeでデータを収集した。

Run#	測定時間 (spill)	Event 数	データ量 (kByte)
3118	500	72430	3059740
3133	984	153376	6347130
3134	1117	170449	7039290
3135	142	12606	367249
3181	1329	207626	8924160
3182	1326	208825	8983070
3183	1043	172216	7065160

表 6.1: 解析データの基本情報

### 6.3 解析結果

ここでは、MBを用いた $K_L$ の再構成の解析を行う。解析ではCsIに $5\gamma$ 、MBに $1\gamma$ 入射したイベントを使用する(図(6.1))。CsIについては入射位置、入射エネルギーはすでに解析用プログラムが製作されており、これを利用する[3][4]。

5 個の光子が CsI で観測されるイベントは  $K_L$  の崩壊モードでは、 $K_L \rightarrow 3\pi^0$  (崩壊分岐比  $21.05 \pm 0.23\%$ ) 以外にありえない ( $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  もあるが崩壊分岐比が  $< 5.6 \times 10^{-6}$  でまだ観測されていない)。したがって、5 個の光子の位置とエネルギーが正確に測定されれば、崩壊の運動学より、残りの 1 個の光子のエネルギー、運動量が決められる。また、MB で残り 1 個の光子が測定できれば、 $K_L$  の質量を  $6\gamma$  より再構成することもできる。図 (6.1) はそのイメージ。

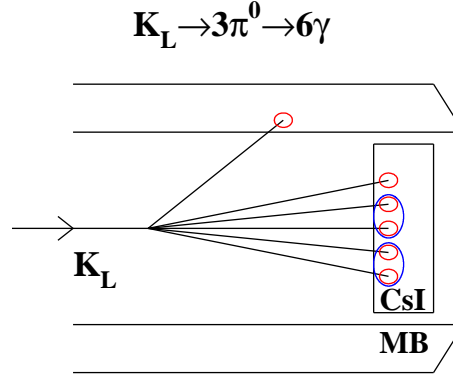


図 6.1: 今回解析するイベントの例  
 $K_L$  は 3 つの  $\pi^0$  に崩壊し、すぐに (飛程  $\sim 25\text{nm}$ ) 6 つの  $\gamma$  に崩壊する。  
 その後 5  $\gamma$  が CsI で 1  $\gamma$  が MB に入射したイベントを使用

解析で使用するデータは、CsI と MB の signal のみで、CsI については入射位置、入射エネルギーはプログラムで計算されており、これを利用する [3][4]。

### 6.3.1 $\pi^0$ の崩壊位置の算出

はじめに、CsI に入射した 5 つの光子のうち 4 つを選び、2 つの  $\pi^0$  を再構成する。まず、5 つの光子の中から 2 つを選び、残り 3 つの光子から 2 つを選ぶ組合せ (合計 15 通り) を考える。CsI に入射した光子は、エネルギーと入射位置が分かっている。そして、 $K_L$  ビームは十分に collimate されているため、ビーム軸上で崩壊すると考えられるので、2 つの光子から構成されていた  $\pi^0$  の質量を仮定 ( $135\text{MeV}$ ) すると、崩壊位置が算出できる (付録 A を参照)。残りの 2 つの光子についても同様に崩壊位置を算出する。2 つの  $\pi^0$  の崩壊位置の差を全 15 通りについて計算し、崩壊位置の差が最も小さいものを選ぶことで、適切な光子の組合せを抽出できる。この光子の組合せから得られた 2 つの  $\pi^0$  の崩壊位置の分布を図 (6.2) に示す。崩壊位置は 2 つの  $\pi^0$  の平均値を用いた。

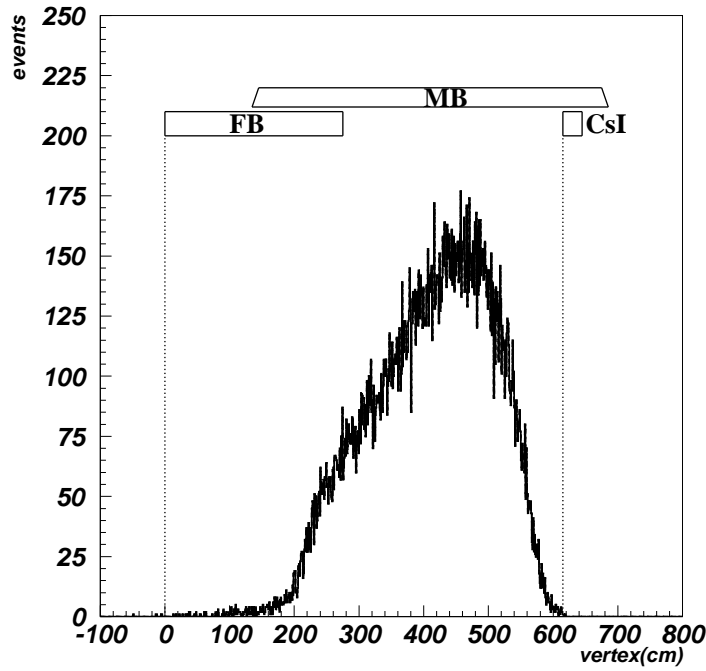


図 6.2:  $2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$  の崩壊位置の分布  
 2つの  $\pi^0$  の平均値を崩壊位置としている  
 (注:FB の前面を 0 としている)

### 6.3.2 MB への入射エネルギーの算出

つぎに MB に入射した光子の入射エネルギーを求める。MB に入射した光子は、電磁シャワーを起こし電子・陽電子が損失したエネルギーに対応する電荷量が出力される。 $K_L^0$  の再構成には MB への入射光子のエネルギーが必要となるが、MB は鉛とプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造であるため、出力される電荷量はプラスチックシンチレータでの損失エネルギーに比例する。そこで入射粒子のエネルギーと損失エネルギーの割合をシミュレーションで求める必要がある。シミュレーションは GEANT4 を利用し、実際の MB の構造であるプラスチックシンチレータと鉛のサンドイッチの積層を再現し、入射エネルギーを変化させて MB に光子を入射し、入射エネルギーと損失エネルギーの比を求めた。図 (6.3.2) に入射エネルギーが 0.1GeV と 0.5GeV の場合の損失エネルギーに対する比を示す。

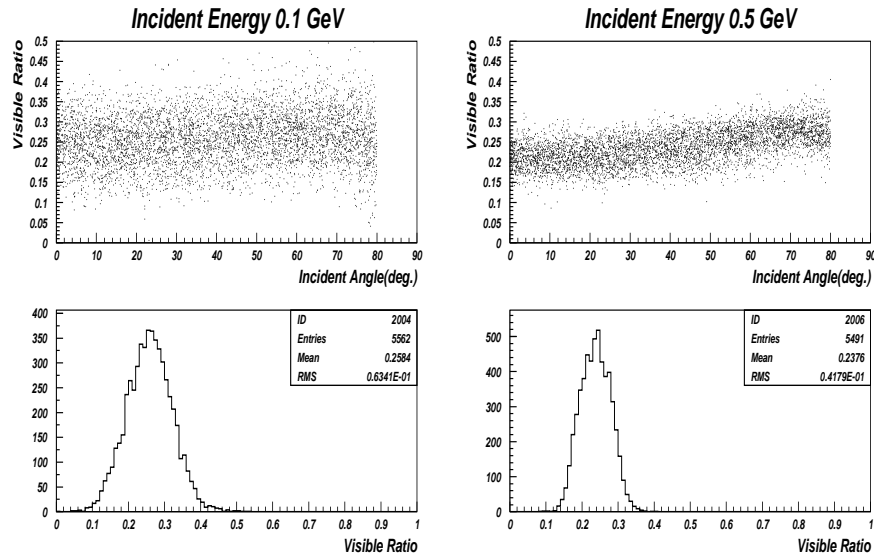


図 6.3: 損失エネルギーと入射エネルギーの比 (入射エネルギー 0.1GeV (左)、0.5GeV(右))

シミュレーションの結果、入射エネルギーが 0.1GeV のとき 0.2584、0.5GeV のとき 0.2376 となった。ここでは、鉛直方向に入射した光子の角度を  $0^\circ$  としている。  $90^\circ$  近くになると損失エネルギーの割合が大きくなるのは、MB の鉛の厚さが内側で 0.1cm、外側で 0.2cm であるため、光子が鉛を通過する距離がシンチレータ (内側、外側とも 0.5cm) を通過する距離に比べて少なくなるためである。この後の解析では、入射エネルギーと損失エネルギーの比は一定値の 0.24 として計算をおこなった。



### 6.3.3 $K_L$ 中間子の再構成

次に、シミュレーションの結果から得られた入射光子のエネルギーと損失エネルギーの割合を使って、MBに入射した光子のエネルギーを求めた。その結果を図(6.4)に示す。

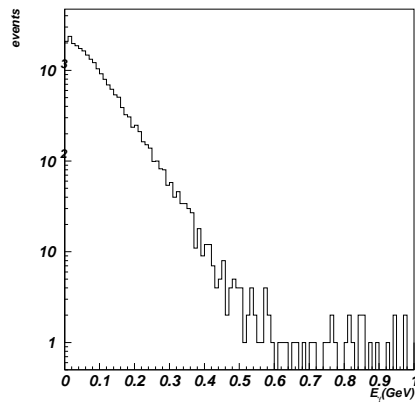


図 6.4: MB に入射した光子のエネルギー分布

光子の入射エネルギーはほとんどが 0.2GeV 以下で、エネルギーの大きいものは約 0.6GeV までの分布を示した。

入射光子はシャワーの広がり方が 3 モジュール以内のイベントを選択し、エネルギーの重みつき平均から  $\phi$  位置を算出している。 $z$  方向の位置は上流と下流の PMT の信号の時間差により求めた。図(6.5)に MB に入射した光子の  $z$  方向の位置を示す。FB の先端を 0 としている。

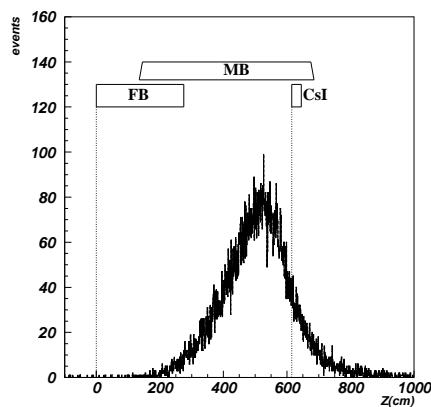


図 6.5: MB に入射した光子の位置

MB の領域から外れているイベントは入射エネルギーが低く、time walk による時間のずれの影響が大

きいためであると考えられる。これらのイベントはこの後の解析から外している。

2つの $\pi^0$ の崩壊位置とMBに入射した光子と残りのCsIに入射した光子から成る $\pi^0$ の崩壊位置が同じであるとする、MBとCsIに入射した2つの光子の座標から $\pi^0$ の崩壊角度 $\theta$ が算出できる。また、崩壊角度とMBに入射した光子1つとCsIの光子の入射エネルギーがわかっている、以下の式により $\pi^0$ の質量が算出できる。

$$m_{\pi} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \quad (6.1)$$

$m_{\pi}$  :  $\pi^0$  の質量  
 $E_1$  : MB への入射エネルギー  
 $E_2$  : CsI への入射エネルギー  
 $\theta$  : 2つの光子の崩壊角度

次に、2つの $\pi^0$ から算出した崩壊位置とMB+CsIから算出した崩壊位置の差を図(6.6)に示す。崩壊

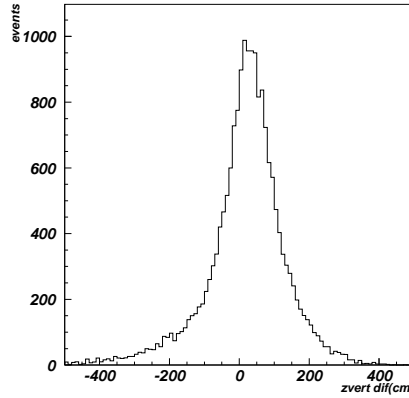


図 6.6: 2つの $\pi^0$ からの崩壊位置とMB+CsIからの崩壊位置の差

位置の差が0よりずれているイベントはMBの位置分解能がCsIに比べて悪いことと、エネルギーの低い光子によりtime walkの影響がでていると考えられる。

$K_L$ の再構成ではMBよりCsIの方が位置分解能、エネルギー分解能が良いため、2つの $\pi^0$ から得られた崩壊位置を使用する。また、MBに入射したエネルギーは0.1GeV以上のイベントのみを使用している。他の検出器によるaccidentalをなくすためcc02は1MeV以上、cc03は3MeV以上、FBは5MeV以上、cc04は10MeV以上、cc05は10MeV以上、cc06は10MeV以上のイベントをカットしている。

次に、MB の光子 1 つと CsI の光子 1 つから算出された  $\pi^0$  の質量の分布を図 (6.7) に示す。

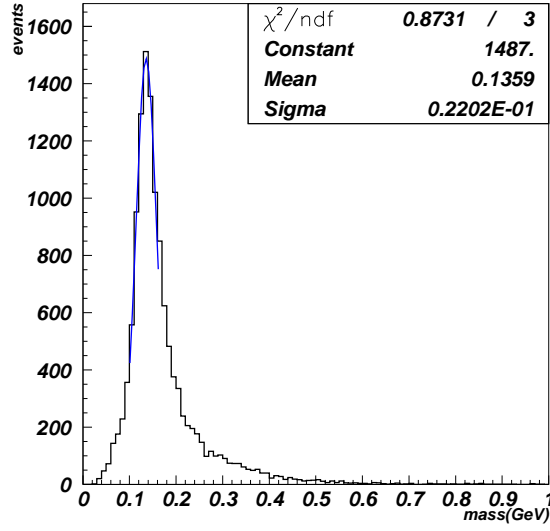


図 6.7: MB の光子 1 つと CsI の光子 1 つで算出された  $\pi^0$  の質量

PDG の値の 0.1349MeV とほぼ同じであるが、 $\pi^0$  の質量がずれているイベントは、 $\pi^0$  を構成する光子の組合せのミスによるものだと考えられる。

以上から、6 つの光子の入射位置  $(x_i, y_i, z_i)$  とエネルギー  $E_i$  が計算できたことになる。これらの情報から、6 つの光子それぞれの運動量が計算できる。

$$P_{xi} = \frac{E_i \cdot x_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}}, P_{yi} = \frac{E_i \cdot y_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}}, P_{zi} = \frac{E_i \cdot z_i}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}}$$

また、6 つの光子から構成される K 中間子の運動量、エネルギーは以下の式で求まる。

$$P_K = \sum_{i=1}^6 \sqrt{P_{xi}^2 + P_{yi}^2 + P_{zi}^2} \quad (6.2)$$

$$E_K = \sum_{i=1}^6 E_i$$

運動量  $P_K$  とエネルギー  $E_K$  が算出できたので式 (6.3) により  $K_L$  の質量  $M_K$  が計算できる。

$$M_K = \sqrt{E_K^2 - P_K^2} \quad (6.3)$$

こうして求めた CsI(5 $\gamma$ ) と MB(1 $\gamma$ ) で再構成された K 中間子の質量と、比較のために作成した CsI のみ (6 $\gamma$ ) で再構成された K 中間子の質量をそれぞれ図 (6.8)、図 (6.9) に示す。

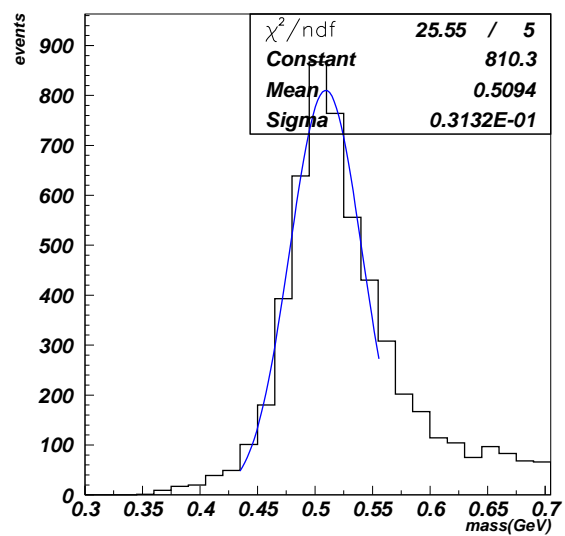


図 6.8: CsI と MB で再構成された K 中間子の質量

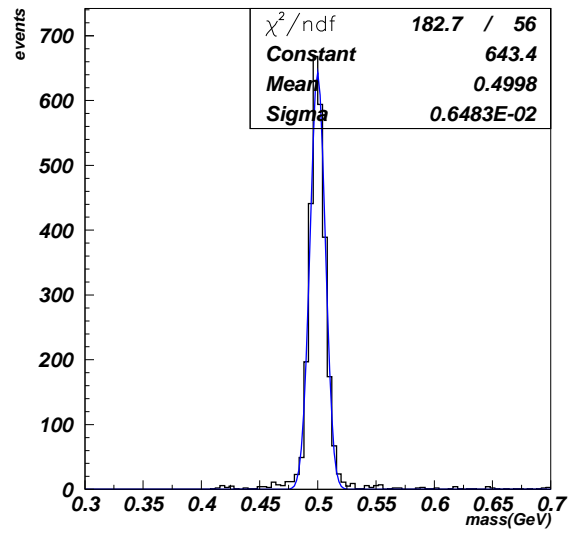


図 6.9: CsI のみ再構成された K 中間子の質量

MB と CsI を使用して K 中間子を再構成した結果、MB+CsI では K 中間子の質量は  $0.5094\text{GeV}$ 、シグマは  $0.0313\text{GeV}$ 、CsI のみでは質量は  $0.4998\text{GeV}$ 、シグマは  $0.0064\text{GeV}$  となった。K 中間子の質量について、MB+CsI で得られた質量が PDG( $0.4976\text{GeV}$ ) と差が大きくなったのは MB の位置分解能、エネルギー分解能が低いこと、そのため 6 つの光子の組合せが実際とは違ってしまったためだと考えられる。光子の組合せの問題については、さらに詳細な解析により解決できると考えられるので、今後の課題である。

## 6.4 結果と考察

宇宙線粒子の解析で得られたエネルギー較正係数の正確性を検証するために  $K_L$  の再構成を行った。その結果、CsI で  $6\gamma$  の入射の場合、 $M_{K_L^0} = 499.8\text{MeV}$ 、 $\sigma = 0.006\text{MeV}$  となり、CsI で  $5\gamma$ 、MB で  $1\gamma$  の入射の場合は  $M_{K_L^0} = 509.4\text{MeV}$ 、 $\sigma = 0.031$  が得られた。CsI の  $6\gamma$  での  $K_L^0$  再構成と CsI $5\gamma$ MB $1\gamma$  での再構成では MB がエネルギー分解能、位置分解能が悪いため、 $\sigma$  が大きくなっている。今後すべきこととして、 $\gamma$  の組合せから得られる vertex の算出、シミュレーションにより得られた入射エネルギーごとの損失エネルギーの割合等をもっと詳細に解析することにより正確に  $K_L$  の再構成が可能となると考えられる。

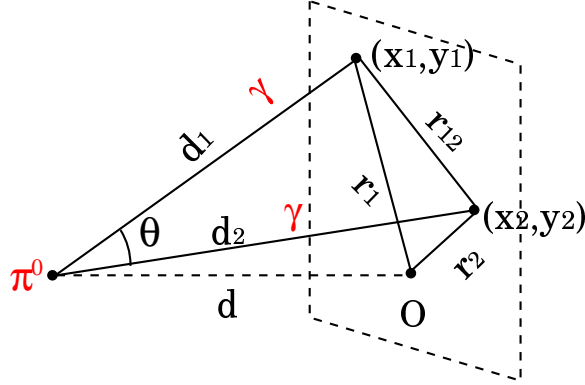
## 第7章 結果と今後の課題

2004年2月から約5ヶ月間、KEK-PS 12GeV シンクロトロンを用いて、稀崩壊  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  分岐比測定実験が行われた。本論文では、Photon Veto 検出器である MB についてこの実験中に収集された宇宙線データを用いてエネルギー較正を行い、その正確性を確認するため  $K_L$  ビームデータを用いて  $K_L$  の再構成を行った。以下その結果をまとめる。

- ファイバー内を伝搬する光子の減衰を補正したエネルギー較正係数を求めることができた。これにより、入射粒子の位置に依存しないエネルギーを算出することが可能になった。
- MB モジュールの宇宙線粒子の損失エネルギーに対するエネルギー分解能は内側約 15MeV に対して、平均  $10.0 \pm 1.3\%$ 、外側約 30MeV に対して、平均  $7.9 \pm 0.5\%$  である。
- 宇宙線で求めたエネルギー較正係数、光の減衰係数を使って  $\pi^0$ 、 $K_L^0$  の質量を算出した。その結果、 $M_{\pi^0} = 135.9 \text{ MeV}$ 、 $\sigma = 0.02 \text{ MeV}$ 、 $M_{K_L^0} = 509.4 \text{ MeV}$ 、 $\sigma = 0.03$  が得られた。PDG の  $K_L^0$  質量との誤差はそれぞれ 0.58%、0.10% である。

解析の結果、MB を使用して  $K_L$  を再構成できた。しかし、MB の位置分解能、エネルギー分解能等による性能と、 $K_L$  の vertex 算出の解析方法などにより誤差が大きくなってしまった。エネルギー較正の手順は確立されたが、その評価としては今後さらに詳細な解析が必要となる。また、エネルギー較正は一次近似として有効だが、今後はアルミ板標的を置いて生成された  $\pi^0$  粒子を用いて、MB 各モジュールの正確なエネルギー較正の値を求める必要がある。

## 付 録 A $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ の崩壊位置の算出方法



$2\gamma$  の位置  $(x_1, y_1), (x_2, y_2)$  と入射エネルギー  $E_1, E_2$  が既に得られているとすると、以下の計算方法により  $\pi^0$  の崩壊位置が算出できる。ここで  $\pi^0$  の崩壊点は  $z=0$  軸上にあると仮定している。文字は上図に対応。

$$\begin{aligned} m_\pi^0 &= 2E_1E_2(1 - \cos\theta) & r_{12}^2 &= d_1^2 + d_2^2 - 2d_1d_2\cos\theta \\ \cos\theta &= 1 - \frac{m_\pi^0}{2E_1E_2} & \text{and } d_1 &= \sqrt{r_1^2 + d^2}, d_2 = \sqrt{r_2^2 + d^2} \\ & & r_1^2 + r_2^2 - r_{12}^2 &= 2(x_1x_2 + y_1y_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (r_1^2 + d^2)(r_2^2 + d^2)\cos^2\theta &= \left(d^2 + \frac{r_1^2 + r_2^2 - r_{12}^2}{2}\right)^2 \\ d^4(1 - \cos^2\theta) - d^2(r_{12}^2 - (r_1^2 + r_2^2)(1 - \cos^2\theta) + (x_1x_2 + y_1y_2)^2 - r_1^2r_2^2\cos^2\theta) &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{or } a \cdot d^4 - b \cdot d^2 + c &= 0, \quad \text{where} \\ a &= (1 - \cos^2\theta), \quad b = r_{12}^2 - (r_1^2 + r_2^2)(1 - \cos^2\theta), \\ c &= (x_1x_2 + y_1y_2)^2 - r_1^2r_2^2\cos^2\theta. \end{aligned}$$

$$d^2 = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (1)$$

## 関連図書

- [1] T.Inagaki et al, Proposal of an experiment at the KEK 12GeV proton synchrotron “Measurement of the  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ ”, *KEK Internal*96 – 13, pp.1-94, 1996
- [2] 阿久根洋平、宇宙線粒子による  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索実験 (E391a) 用中央部粒子検出器の性能評価、修士論文、佐賀大学、2004
- [3] M.Doroshenko, Momentum calibration for T510, E391a Technote TN133, 2002
- [4] 藤岡洋一、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  崩壊探索実験 (E391a) における CsI カロリメーターのエネルギー較正、修士論文、佐賀大学、2003
- [5] Konrad Kleinknecht、粒子線検出器-放射線計測の基礎と応用-
- [6] 渡辺大晃、 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  分岐比測定実験のための全吸収型電磁カロリメーターの光子非検出効率の測定、修士論文、佐賀大学、1998
- [7] S.Ajimura et al, Measurement of the photon detection inefficiency of calorimeters between 185 and 505 MeV, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*435, pp.408-422, 1999
- [8] 吉田浩司、中性 K 中間子稀崩壊実験のためのサンドイッチ型検出器と新型光電子増倍管の開発、学位論文、山形大学、2004
- [9] 吉田浩司、中性 K 中間子稀崩壊実験のためのサンドイッチ型検出器と新型光電子増倍管の開発、学位論文、山形大学、2004



# 謝辞

院生の後半はほとんど KEK に滞在していたため山形にはあまりいませんでしたが、山形大学の先生方には様々なことを教えて頂きありがとうございました。加藤静吾先生、学部長という忙しい立場にありながらゼミを通して、核物理の理論、実験についての基礎を教えてくださいました。岩田高広先生には本論文のテーマを提案して頂き、また、様々な角度から解析の方向についてご指摘頂きました。吉田浩司先生にはゼミを通して検出器についての知識を教えてくださいました他、山形に帰った際には的確な助言により解析のつまづきが解消されたこともありました。田島靖久先生からは、本論文の作成にあたり、終止適切かつ熱心な助言を賜わり、丁寧に指導してくださりありがとうございました。

KEK の奥野英城先生には、FB の製作当初から MB の解析、論文の手直し等様々なところで助言を頂きました。渡辺丈晃さんには解析のほとんどを見て頂き、また私の解析が遅くなっても最後までつき合っただけで下さりありがとうございました。稲垣隆雄先生、Lim 先生、小松原健先生、Misha さんにはミーティング等で助言を頂き、次のステップにつなげることができました。大阪大学の菅谷頼仁先生には解析の問題点等をご指摘頂きとても参考になりました。KEK に常駐されている大阪大学の坂下健さん、京都大学の隅田土詞さんには解析だけでなく、その物理についても鋭い指摘を頂きありがとうございました。

また、同学年の川村知行くんは別の実験に参加しており、違った視点で解析についてのアドバイスをもらいました。佐賀大学の石橋正二郎くん、大阪大学の石井裕康くん、小松成亘くん、西宣彦くんとは解析の他にプライベートな面でも討論したり、助け合ったりして KEK での日々が充実するものになったと思います。

KEK に 2 年近く滞在するという、これまでの生活にはなかった環境の変化を体験することにより、また出会った人々の影響により、抽象的ではありますが、人として幾らか成長することができたのではないかと思います。院生になってからの 2 年間で学んだことは人生においても生かされると思います。このような貴重な生活をいっしょ過ごして下さったみなさん、それをサポートしてくださった山形大学の先生方、最後に本当にありがとうございました。