FNAL KTeV 実験用
γ線検出器 –Collar Anti–
の研究開発

大阪大学理学部物理学科長島研究室
花垣和則

平成 7 年 2 月 9 日

概要

中性 K 中間子系において直接的 CP の破れを探索する KTeV (E832) 実験が、米国フェルミ国立加速器研究所で計画準備されている。この実験は、CP 非保存のパラメータϵ'/ϵを 1×10^{-4}の精度で測定する超精密実験である。その精度を達成するためには、捕獲率に対する系統誤差 0.02%以下が要求されている。

今回私が研究開発を行なった Collar Anti(CA) と呼ばれるγ線検出器は、系統誤差を 0.02%以下におさえるために必要不可欠な検出器である。その検出器に要求される性能をシミュレーションを用いて考察し、その性能を満たすべく設計を行なった。さらに、期待通りの性能が得られるかをビームテストで評価した。その結果、十分期待通りの性能を発揮しており、E832 実験で使用できることがわかった。

目 次

1 序論 **7**

1.1 CP 非保存 7
1.2 KTeV 実験 8
1.2.1 E832 実験と E799-II 実験 8
1.2.2 E832 実験の検出器 8
1.2.3 電磁カロリメータ 11
1.3 Collar Anti とは 11
1.3.1 Collar Anti の役割 11
1.3.2 CA に対する要請 15

2 CA の設計 **18**

2.1 CA の幅 18
2.2 CA の構造 19
2.3 シミュレーションによる設計 19
2.3.1 γ線の入射地点 20
2.3.2 コンバーターの厚さ 21
2.3.3 コンバーターの材質 25
2.3.4 シンチレーターの厚さ 28
2.3.5 CA の層の数 29
2.3.6 トリガーの種類 30
2.4 アクセプタンスの比 R からの制限 31
2.4.1 幅の精度 32
2.4.2 CA に設定する閾値の精度 34
2.4.3 電磁カロリメータからの反跳粒子 36

3 ビームテスト **39**

3.1 ビームテストの目的 39
3.2 検出器 40
3.2.1 セットアップ 40

3.2.2 ガスチェレンコフカウンター 42
3.2.3 トリガー 42
3.2.4 SSD 検出器 44
3.3 シンチレーターの光量 46
3.3.1 シンチレーターとファイバー 46
3.3.2 光量の測定 48
3.3.3 シンチレーターの光量からの制限 51
3.4 Collar Anti の電子に対する検出効率 53
3.4.1 CA の電子に対する検出効率の測定方法 53
3.4.2 CA の端の見つけ方 54
3.4.3 CA の電子に対する検出効率 57
3.4.4 モンテカルロシミュレーションとの比較 60
3.4.5 シンチレーターの光量と CA の電子に対する検出効率 62
3.4.6 電子に対する CA の検出効率と閾値 67
3.4.7 層数の違う CA の検出効率の比較 69
3.5 考察 71
3.6 まとめ 73

4 結論 74

A 対称性と CP 非保存 75
A.1 対称性 75
A.1.1 空間反転変換 75
A.1.2 荷電共役変換 75
A.1.3 CP 変換 76
A.2 中性 K 中間子 76
A.3 CP の破れ 77
A.3.1 間接的 CP 非保存 78
A.3.2 直接的 CP 非保存 80
A.3.3 標準理論における CP 非保存の取り扱い 81

B E832 実験の特徴 85

図 目 次

1.1 KTeV 検出器 10
1.2 pure CsI 結晶の電磁カロリメータ 12
1.3 電磁カロリメータと CA 13
1.4 CA の役割 14
1.5 電磁カロリメータでのγ線の入射位置 ($K_S \to \pi^0\pi^0$モード) 16
1.6 K_L, K_Sの崩壊地点の違い 17

2.1 32GeVγ線の CsI 結晶でのエネルギー損失 19
2.2 $K_S \to \pi^0\pi^0$と $K_L \to \pi^0\pi^0$とのアクセプタンスの違い 21
2.3 シミュレーションを行なう際のγ線の入射位置 22
2.4 1層めのタングステンの厚さの関数としての CA (1層構造) の検出効率 23
2.5 1層めのタングステンの厚さの関数としての CA (2層構造) の検出効率 24
2.6 2層めのタングステンの厚さの関数としての CA (2層構造) の検出効率 24
2.7 3層めのタングステンの厚さの関数としての CA (3層構造) の検出効率 25
2.8 コンバーターの材質による CA の検出効率の違い 27
2.9 シンチレーターの厚さの関数としての CA の検出効率 28
2.10 CA に設定する閾値の違い 29
2.11 総数の違う CA の検出効率の比較 30
2.12 CA に入射するγ線とカロリメータに入射するγ線のエネルギー分布 ($K_L \to \pi^0\pi^0$) 32
2.13 R の CA の幅への依存性 33
2.14 CA に設定する閾値の関数としての R 34
2.15 CA に入射しなかった粒子の CA へのエネルギー損失 37
2.16 バックスプラッシュがある時とない時の R の比較 38

3.1 ビームテストに用いた検出器の配置 41

3.2 電子トリガーの時とπ中間子トリガーの時の Pbg のエネルギー分布 . 43
3.3 ビームテストに用いたトリガーロジック 44
3.4 SSD 検出器の配置 45
3.5 シンチレーターの溝の形状 47
3.6 ペデスタルの ADC 分布 49
3.7 1p.e の ADC 分布 49
3.8 B (上図) と BB(下図) のシンチレーターの ADC 分布 50
3.9 シンチレーター部分とファイバー部分の光量の差 51
3.10 CA の端の見つけ方 (エッジカウンターの検出効率) 54
3.11 2 本のエッジカウンターのエネルギー分布 55
3.12 エッジカウンターの検出効率 56
3.13 CA の端の見つけ方 (CA の検出効率) 56
3.14 CA の端の見つけ方 (2 番目の方法) 57
3.15 2GeV 電子に対する CA (3WBCBC) の検出効率 58
3.16 2GeV 電子に対する CA (3WBCBC) の検出効率 59
3.17 2GeV 電子に対する CA (3WBCBC) の両端での検出効率 60
3.18 ビームテストとシミュレーションの粒子の入射角度分布 61
3.19 2GeV 電子に対する CA(3WBCBC) の検出効率の実験とシミュレーションとの比較 62
3.20 1GeV 電子に対する CA(3WBCBC) の検出効率の実験とシミュレーションとの比較 63
3.21 シンチレーターのビームに対する設置の仕方 63
3.22 シンチレーターの光量 (ADC 分布) 64
3.23 シンチレーターの光量 (ADC 分布) 65
3.24 1GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率とそのシミュレーション結果 66
3.25 2GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率とそのシミュレーション結果 66
3.26 2GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率 (閾値を 6 MIPs 相当に設定) とシミュレーションとの比較 67
3.27 閾値の関数としての CA(3WBC) の電子に対する検出効率 (端から $150\mu m$ の地点) 68
3.28 閾値の関数としての CA(3WBC) の電子に対する検出効率 (端から $500\mu m$ の地点) 68
3.29 2GeV 電子に対する 1 層、 2 層、 3 層構造の CA の検出効率 69
3.30 2GeV 電子に対する CA の検出効率の層数の違いによる差 70
3.31 ペデスタル事象数の和 71
3.32 シンチレーター BC において、全体の光量と端での光量の違い 72

A.1 $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$における各種変換 77
A.2 $K^0 - \bar{K^0}$ 混合による CP 非保存に対する主な寄与を与える図 83
A.3 強い相互作用と電磁相互作用によるペンギン図 84

表 目 次

2.1 CA の検出効率を最大にするコンバーターの厚さ 25
2.2 材質の違いによる CA の検出効率の差 26
2.3 ３種類の材質の放射長とモリエール半径 26
2.4 μ粒子の 90%を落とす閾値でのγ線に対する検出効率 31
2.5 閾値に必要な精度 35

3.1 １０スピルあたりのトリガー頻度 (2GeV) 43
3.2 実験に使用した光電子増倍管 H1161P の特性 47
3.3 色々な形状のシンチレーターの１ MIP に対する光量 50
3.4 任意の閾値に対して必要なシンチレーターの光量 52

B.1 E832 実験で要求される崩壊二重比 r に対する系統誤差 86

第 1 章

序論

現在、高エネルギー分野における大きな課題として、CP 非保存の問題がある。この問題を解決すべく、米国フェルミ研究所 (FNAL) では KTeV 実験を計画、準備している。この章では、KTeV 実験について説明する。

1.1 CP 非保存

1964 年、 V.L.Fitch, J.W.Cronin らが中性 K 中間子の崩壊の中に、CP 変換[1]に対する対称性を破る事象 (CP 非保存) を発見した [1]。中性 K 中間子は、長寿命で CP 変換に対して-1 の固有値をもつ粒子 (CP=-1) と、短寿命で CP 変換に対して+1 の固有値をもつ粒子 (CP=+1) との 2 種類が存在し、崩壊の前後で、それら 2 粒子の CP 変換での固有値は保存されている (CP 不変性) と考えられていた。つまり、CP=+1 の粒子は、CP=+1 の固有状態であるπ中間子 2 個に、CP=-1 の粒子は、CP=-1 の固有状態であるπ中間子 3 個に崩壊すると思われていた。ところが、長寿命の中性 K 中間子 (CP=-1) が、CP=+1 の状態である$\pi^+\pi^-$へ崩壊する事象が発見されたのである。この事実は、世界中の高エネルギー関係者に衝撃を与えた。

それ以来、数多くの実験が行なわれ、今述べた$\pi^+\pi^-$への崩壊以外にも、中性 K_L 中間子系での$\pi^0\pi^0$への崩壊、準レプトン崩壊、干渉効果その他によって CP 非保存は観測された。しかし、中性 K 中間子系以外では CP 非保存は観測されていないし、発見から３０年経った現在でも CP 非保存の起源は、完全には解明されていない。

CP 非保存には、２種類あると考えられている[2]。その一つめでは、CP=-1 の長寿命粒子に CP=+1 の成分がわずか (ϵだけ) ながら混じっており、長寿命粒子の中に混じりこんだ CP=+1 の成分が、π中間子 2 個に崩壊するので CP が破れていると考える。これは、" 間接的 CP の破れ" と呼ばれている。もう一つは、" 直接的 CP の破れ" と呼ばれているもので、CP=-1 の成分が崩壊を通して CP=+1 の状態に変

[1]CP 変換については、付録を参照。
[2]詳しくは、付録の中性 K 中間子系を参照。

化すると考えられている。これまでに、間接的 CP の破れは確認されているが、直接的 CP の破れの存在は確認されていない。これは、実験的にそれを検証できるほどの精度が達成されていないためである。

1.2 KTeV 実験

1.2.1 E832 実験と E799-II 実験

FNAL における KTeV 実験は、中性 K 中間子系において直接的 CP の破れを探索することを目的としており、１９９６年の初めに実験開始予定である。直接的 CP の破れを探索するためのアプローチは２つあり、E832 実験と E799-II 実験との２つをあわせて KTeV 実験と呼ぶ [2]。ちなみに KTeV 実験の KTeV とは、$\dot{K}aon \quad at \quad \dot{T}\dot{e}\dot{V}atron$ [3]の略である。

直接的 CP の破れを探索する１つめの方法は、直接的 CP の破れの大きさをϵ' として、ϵ'/ϵを測定し直接その大きさを求める方法である。実験的には次式の左辺の各崩壊幅を測定することにより、ϵ'/ϵが得られる。

$$r \equiv \frac{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \to \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)} = 1 + 6(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$$

この方法でϵ'/ϵを 1×10^{-4}の精度で求める実験が、E832 実験である。標準理論の予言値が $(2 \sim 10) \times 10^{-4}$ [3] なので、1×10^{-4} の精度が達成できれば、CP 非保存が標準理論の枠組みの中か否かが確認できることになる。

もう１つの方法は、直接的 CP の破れが大きいと予想される K_Lの稀崩壊の探索である。例えば、$K_L \to \pi^0 e^+ e^-, K_L \to \pi^0 \mu^+ \mu^-, K_L \to \pi^0 \nu \bar{\nu}$などでは直接的 CP の破れの大きさが、間接的 CP の破れの大きさと同じ程度、あるいはそれよりも大きいと予測されている [4]。そこで、E799-II 実験では予想される分岐比 10^{-11}前後と同程度の感度を達成し、先に述べたような稀崩壊を発見することで直接的 CP の破れを探索しようとしている。

1.2.2 E832 実験の検出器

今回、研究開発を行なったγ線検出器は、E832 実験でのみ使用されるので、以後 E832 実験にしぼって話を進めていく。

E832 実験では 1.2.1節で定義した r を測定するために、$K_L \to \pi^+\pi^-, K_S \to \pi^+\pi^-, K_L \to \pi^0\pi^0, K_S \to \pi^0\pi^0$の各モードの事象数を数え上げる。まず、実験で

[3] TEVATRON とは、FNAL にある世界最高エネルギーの陽子反陽子加速器のことである。陽子と反陽子をそれぞれ 900GeV まで加速することができる。

使う中性 K 中間子の生成の方法、それから終状態の粒子のエネルギーその他の情報を観測する方法を順次説明していく。

中性 K 中間子は、陽子ビームを標的に照射すると、$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda$あるいは $\pi^- + p \to K^0 + \bar{K^0} + n$ などの強い相互作用によって生成される。電磁相互作用を起こすと中性 K 中間子以外の粒子が数多く生成されるので、効率よく中性 K 中間子を得るために、電磁相互作用はせず強い相互作用だけをする標的が望ましい。そのためには、定性的に標的は低い原子番号、高い質量数、高密度であればよい。そこで本実験では、標的としてベリリウムを使用する。

図 1.1は、E832 実験の検出器部分を示している (E799II 実験も E832 実験も基本的には同じ検出器を使用する)。検出器を上流から説明していくと、まずリジェネレーター[4]がある。E832 実験では、系統誤差をおさえるために[5] 2 本の K 中間子ビームを同時に使う。検出器は K 中間子の生成標的から十分離れているので、K_Sはすべて崩壊してしまい[6]、図 1.1の上流では 2 本の純粋な K_L ビームになっている。このうちの一方のビームをリジェネレーターに当てて、K_Sビームに再生する。次に、大きな崩壊領域がありここで K 中間子が、$\pi^+\pi^-$あるいは$\pi^0\pi^0$に崩壊する。その$\pi^+\pi^-$の運動量を崩壊領域の下流にあるドリフトチェンバーで測定し、さらにその下流の電磁カロリメータでエネルギーを測定する。π^0はすぐに (寿命 :8.4×10^{-17}sec) 2 個のγ線に崩壊するので、$\pi^0\pi^0$に崩壊するモードで観測するのは合計 4 個のγ線である。その 4 個のγ線のエネルギーと場所は電磁カロリメータで測定する。崩壊領域の外側などには、γ線に対するアンタイカウンターが数多く設置され、γ線 4 個だけの事象を数え上げるようにする。よって、測定する終状態は$\pi^+\pi^-$、4γの 2 通りである。それらの終状態の粒子の運動量、エネルギー、位置などの情報から事象の再構築を行ない、始状態の粒子が中性 K 中間子であると確認できたら (具体的には始状態の粒子の不変質量が中性 K 中間子に一致したら)、その事象を対応するモードの事象数に加えていく。こうして各モードの事象数を数え上げた後、検出器のアクセプタンス[7]、中性 K 中間子の数から崩壊幅に換算して、r の値を得る。

この実験での主要なバックグラウンド事象は、$K_L \to \pi e \nu (K_{e3})$ と、$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$ で、これらの事象を信号と区別するために、必要な条件を以下に記す。K_{e3}では、πと e の運動量とエネルギーを測定する。この際、e を間違ってπと見なしてしまわないために、電磁カロリメータのエネルギー分解能の高さが必要になる。また $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$では、観測するのは 6 個のγ線で、この 6 個のγ線をもれなく観測するためには高性能のアンタイカウンターが不可欠になる。もし、 6 個のγ線を全部観測できず 4 個と見なしてしまうと $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$事象を $K_L \to \pi^0\pi^0$、あるいは

[4] K^0と$\bar{K^0}$の物質に対する強い相互作用での反応率の違いから、K_Lが物質と反応することによりK_Sに変化する。これを再生現象と呼び、そのために K_Lと反応させる物質をリジェネレーターという。

[5] 1.2.3節を参照

[6] K_Lと K_Sの寿命はそれぞれ $K_L : 5.17 \times 10^{-8}$sec, $K_S : 0.89 \times 10^{-10}$sec

[7] 検出器の捕獲率のことをアクセプタンスという

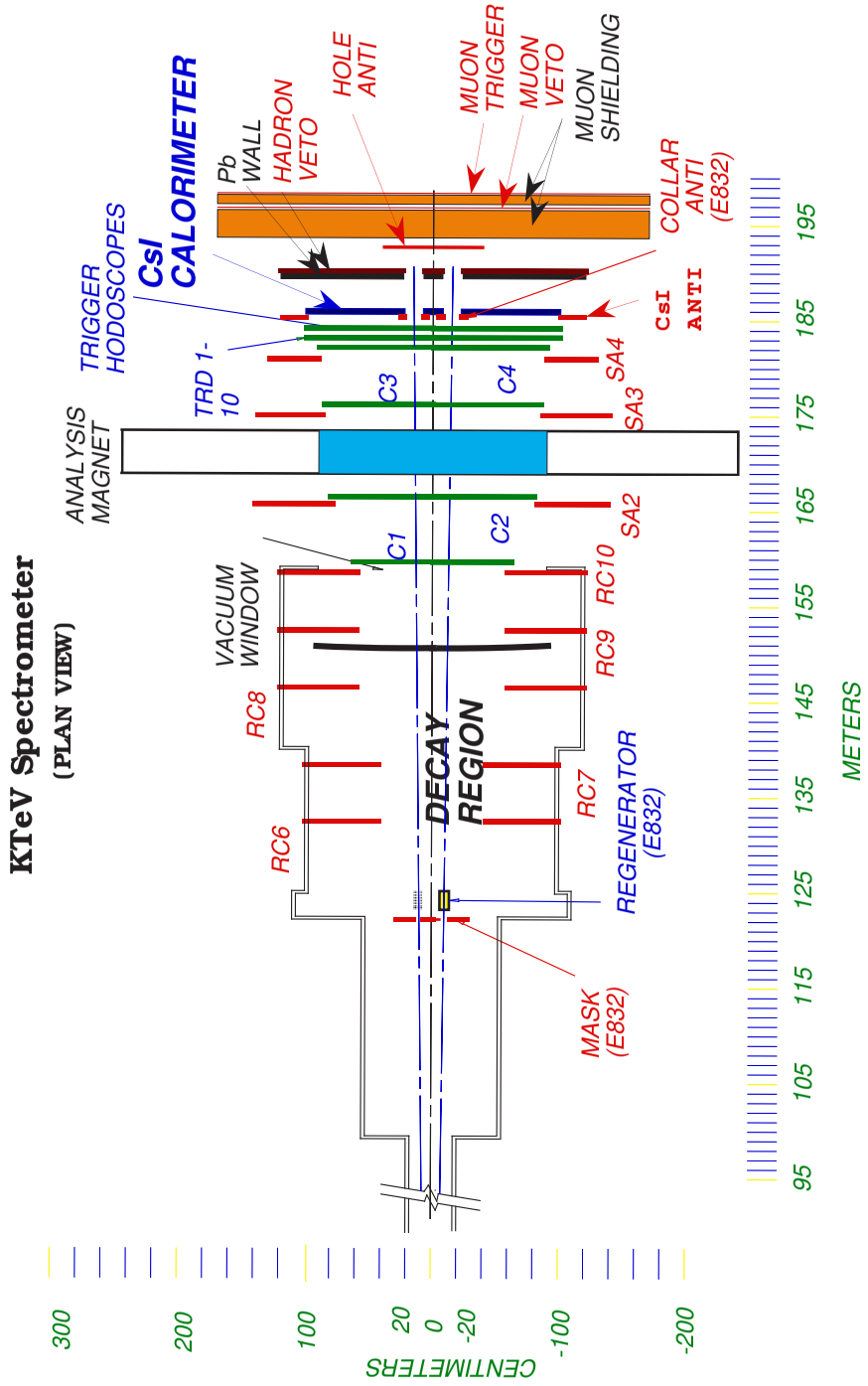
KTeV Spectrometer
(PLAN VIEW)
CsI CALORIMETER
Pb WALL
HADRON VETO
HOLE ANTI
MUON TRIGGER
MUON VETO
MUON SHIELDING
COLLAR ANTI (E832)
CsI ANTI
TRIGGER HODOSCOPES
TRD 1-10
ANALYSIS MAGNET
C1
C2
C3
C4
SA2
SA3
SA4
VACUUM WINDOW
RC6
RC7
RC8
RC9
RC10
DECAY REGION
REGENERATOR (E832)
MASK (E832)
CENTIMETERS
300
200
100
20
0
-20
-100
-200
METERS
95
105
115
125
135
145
155
165
175
185
195

図 1.1: KTeV 検出器

$K_S \to \pi^0\pi^0$として数え上げてしまう。この 2 つのバックグラウンドを抑えないと、$K_L \to \pi^+\pi^-, K_S \to \pi^+\pi^-, K_L \to \pi^0\pi^0, K_S \to \pi^0\pi^0$の事象数を正しく数えることができなくなってしまい、r の値が正確に測定できない。1.2.1節で述べたように、本実験の目的はϵ'/ϵを 1×10^{-4}の精度で測定することにあるので、これらのバックグラウンド事象をおさえるのは非常に重要である。

1.2.3 電磁カロリメータ

$\pi^0\pi^0$に崩壊するモードでは終状態が４個のγ線で、このモードにおける観測量は、４個のγ線の電磁カロリメータでの入射位置とエネルギーだけである。この情報から事象の再構築を行なうのだが、なんらかのバイアスがかかっていると正しい再構築が行なえなくなる。この系統誤差をエネルギースケールからの系統誤差と呼び、E832 実験では、この誤差は0.02%を目標としている。その目標を達成するためには、電磁カロリメータは 1%以下のエネルギー分解能と、1mm 以下の位置分解能が必要となる。KTeV 実験で使う電磁カロリメータには、今述べたように、非常に高い分解能が要求されている。そのため、pure-CsI の結晶と、0.5%以内の線形性をもつ光電子増倍管を用いて、目標とする分解能を達成する。この電磁カロリメータの分解能の高さも本実験の特色の１つといえる。

電磁カロリメータの CsI 結晶は、カロリメータの外側では $5cm \times 5cm \times 50cm$、内側では $2.5cm \times 2.5cm \times 50cm$ の大きさで、それぞれ約１０００個、約２０００個づつが積み重ねられて全体で $190cm \times 190cm \times 50cm$ の大きさの電磁カロリメータとなっている。ビーム軸方向の長さ 50cm は、CsI の２７放射長に相当する (図 1.2)。その電磁カロリメータには、図 1.2 に描かれているように、２つのビームホールがある。中性 K 中間子、あるいは中性子ビームが直接電磁カロリメータに入射し、欲しい事象を隠してしまうのを防ぐために、この２つのビームホールが存在する。ビームホールは、大きさが $15cm \times 15cm$ で、ホールの内側はステンレス鋼で CsI 結晶を支えている。

1.3 Collar Anti とは

今回、研究開発を行なったγ線検出器がなぜ E832 実験に必要なのか、その役割について、この節では説明する。

1.3.1 Collar Anti の役割

1.2.3節の最後で述べたように、系統誤差を 0.02%以下におさえるために電磁カロリメータには、エネルギー分解能 1%以下、位置分解能 1mm 以下という高い分解能が要求されている。ところが、カロリメータの中で電磁シャワーが発達していく過

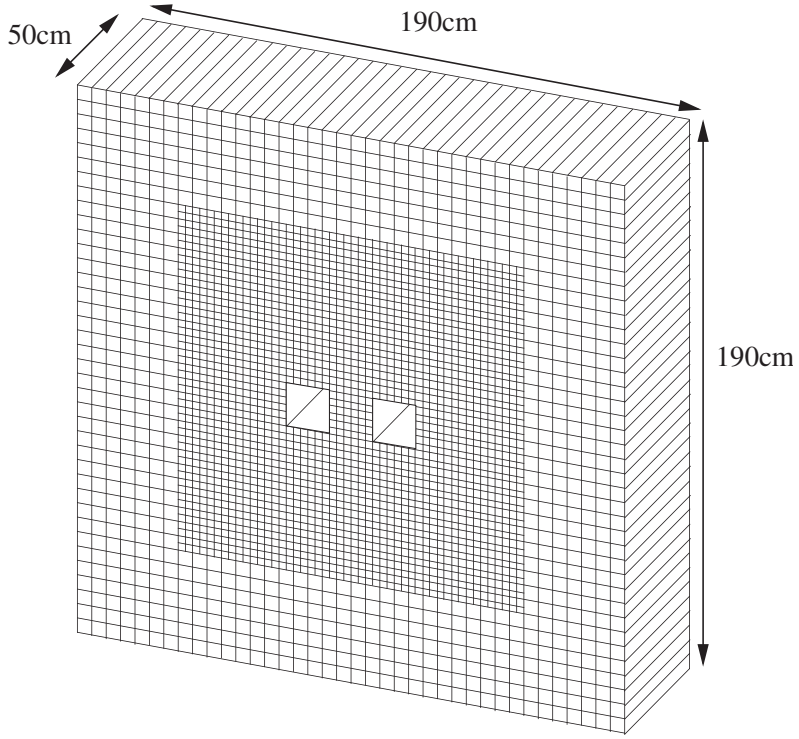

図 1.2: pure CsI 結晶の電磁カロリメータ

程で、エネルギーがビームと垂直方向に広がっていくので、ビームホール付近の事象は、そのエネルギーの大部分または一部分を失ってしまう。こういう事象はエネルギー分解能、位置分解能ともに低く、目標としている分解能を得ることができない。そこで、ビームホール付近に入射した事象を捨てるために、ビームホールの直前かつ周囲にγ線に対するアンタイカウンターを図 1.3に示すように設置する。これが、今回私が研究開発を行なった Collar Anti(CA) である。

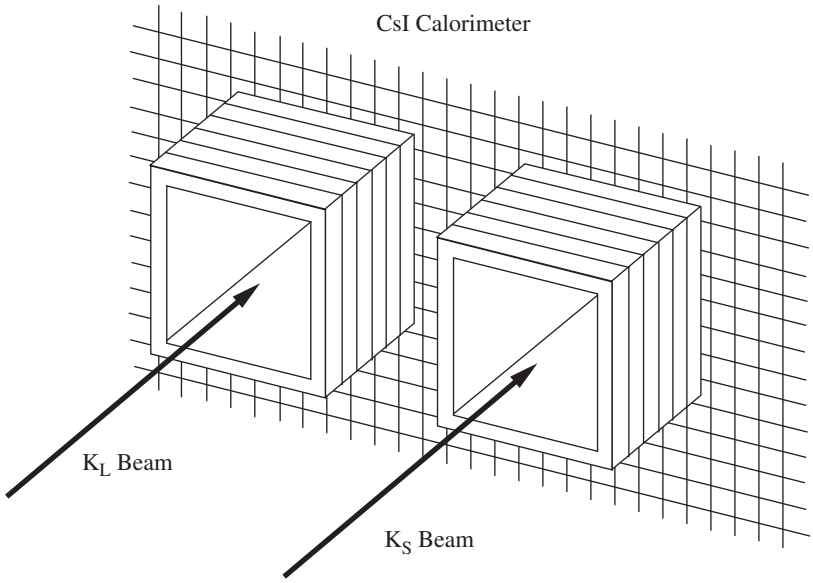

図 1.3: 電磁カロリメータと CA

図 1.4 に示すように、CA の後ろにある電磁カロリメータは、CA のない部分に入射した粒子のエネルギーをもれなく測定するために存在する。こうすれば、CA の外側に入射した粒子に対するエネルギー分解能は目標とする値を達成し、かつ目標値を達成できないビームホール付近の事象は捨てることができる。

CA を設置しなくてもビームホール付近の事象を捨てる方法は存在するが、それらの方法では、E832 実験の目標値、系統誤差 0.02%以下を達成できない。その理由を以下で説明する。

CA の幅は 1.5cm (1.5cm である理由は 2.1節で説明する) で、ビームホールから 1.5cm 以内の領域に入射した事象は捨てる。単に、ビームホールから 1.5cm 以内の領域を何らかの物質で覆って、γ線が電磁カロリメータに入射しないようにすれば、電磁カロリメータで観測する粒子に対する分解能は目標値を達成できるはずである。しかし、この方法ではビームホールから 1.5cm 以内の領域に粒子が入射しても、検出することができないので、$K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$などのバックグラウンド事象を識別でき

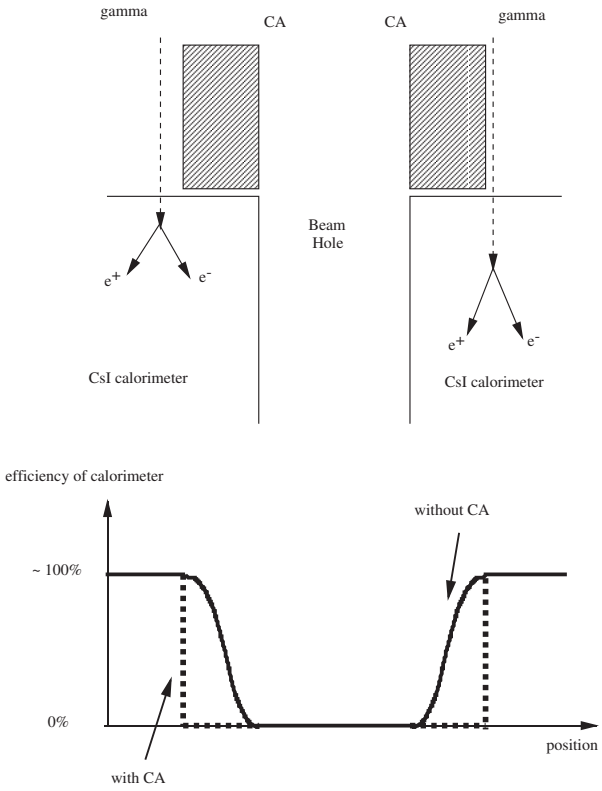
gamma
CA
CA
gamma
Beam
Hole
e+
e-
e+
e-
CsI calorimeter
CsI calorimeter
efficiency of calorimeter
without CA
~ 100%
0%
position
with CA

図 1.4: CA の役割

ない。例えば、検出不能のその領域に 2 個のγ線が入射し、残りの 4 個のγ線が電磁カロリメータで観測されたとすると、合計 6 個のγ線、つまり$\pi^0\pi^0\pi^0$が終状態にもかかわらず、$\pi^0\pi^0$を終状態として観測してしまう。そこで、バックグラウンド事象と信号とを区別するためには、CA を設置し、電磁カロリメータ上に不感領域を作らないことが必要となる。

γ線の入射位置を測定し、ビームホールから 1.5cm 以内の事象を捨てる、という方法もあるが、これは次に述べる理由から使えない。まず、電磁カロリメータの位置分解能では、アクセプタンスを必要な精度で求めることができない。第 3 章で述べるが、要求されるアクセプタンスの精度から CA の幅の精度は$\pm 100\mu m$ から$\pm 200\mu m$の必要がある。それに対して、電磁カロリメータの位置分解能は 1mm 程度なので、電磁カロリメータから測定した粒子の入射位置では、目標とするアクセプタンスの精度はとても達成できない。そこで、CA を設置することにより目標とするアクセプタンスの精度を得ようとしている。

もう 1 つの理由は、CA を設置して CA からの信号をトリガーに入れた方が統計的に有利になる点にある。事象頻度は、ビームの中心にいくにしたがって高くなるので、電磁カロリメータのなかではビームホール付近の事象頻度が最も高い (図 1.5)。それゆえ、一度データを収集してから解析を行ない 1.5cm 以内の事象を捨てるのでは、捨てるデータをたくさん収集することになるので、統計を蓄えるのに不利になる。CA からの情報は、最初からトリガー情報に入れて無駄なデータの収集は避けた方がよいということである。

1.3.2 CA に対する要請

E832 実験ではアクセプタンスに対する統計誤差 0.02%以下が目標である。すなわち、次に定義した R が$\Delta R \leq 0.02\%$ を満たす必要がある。

$$R \equiv \frac{A_L}{A_S}; \qquad A_L = Acceptance(K_L \to \pi^0\pi^0), \qquad A_S = Acceptance(K_S \to \pi^0\pi^0)$$

K_Lと K_Sは、その寿命の違いから崩壊地点の分布が大きく違う。図 1.6 は、モンテカルロシミュレーションによる $K_L \to \pi^0\pi^0$モードと $K_S \to \pi^0\pi^0$モードの時の中性 K 中間子の崩壊地点の分布である。崩壊領域が 100m から 160m の地点なので、長寿命の K_Lが崩壊する $K_L \to \pi^0\pi^0$モードでは、100m から 160m の地点で一定に崩壊している。それに対して、$K_S \to \pi^0\pi^0$モードは 125m 付近に鋭いピークがある。これは、標的から 125m の地点にリジェネレーターが設置されていて、その地点で K_Sは再生されるが、K_Sは短寿命のためにすぐに崩壊してしまうためである。

崩壊地点が違うことから、終状態が同じでも K_Lと K_Sとでは、そのアクセプタンスに大きな差が生じる (図 2.2)。そのため、CA の幅が変化すると A_L,A_Sともに変化するが、その変化の割合が違うために R も変化してしまう。このΔRが 0.02%以下という要請があるので、CA の幅の精度にも何らかの制限がつく。この制限がど

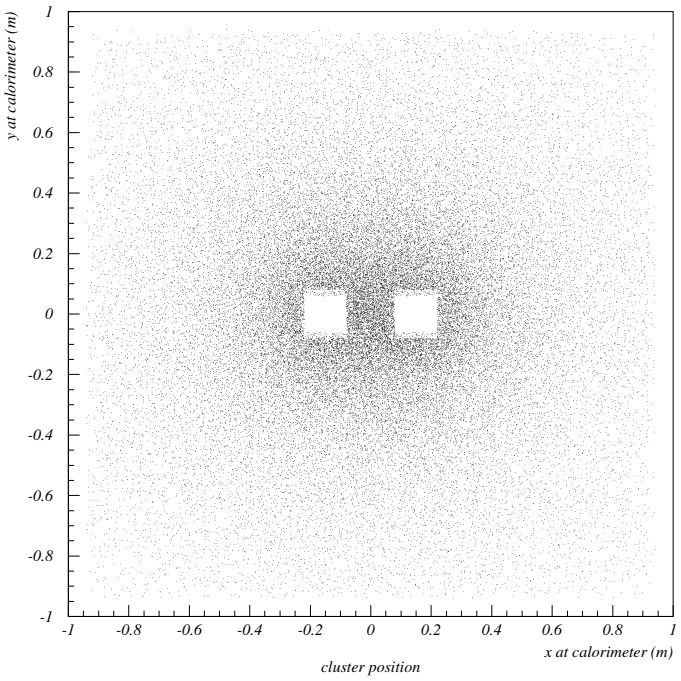

図 1.5: 電磁カロリメータでのγ線の入射位置 ($K_S \to \pi^0\pi^0$モード)

れくらいなのをモンテカルロシミュレーションによって調べるのが、今回の研究目的の一つである。

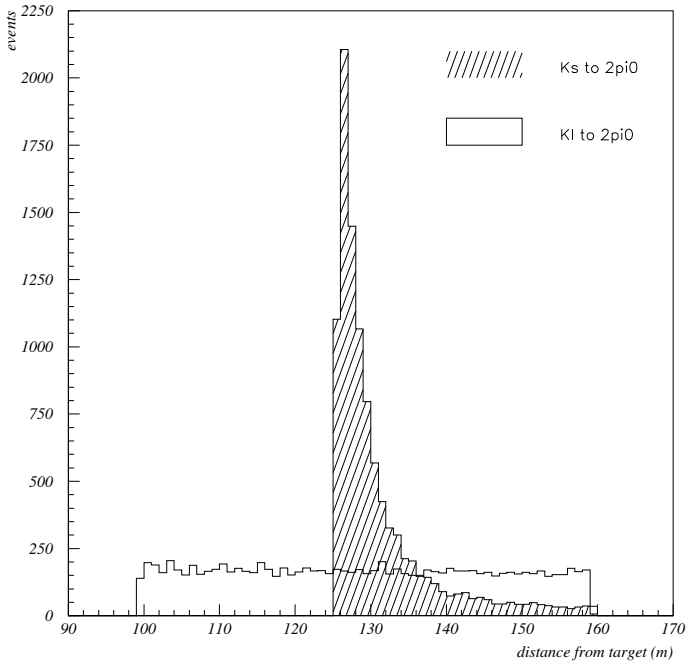

図 1.6: K_L, K_Sの崩壊地点の違い

電磁カロリメータのアクセプタンスを精度よく知るためには、カロリメータの端で検出効率が 1 から 0 に鋭く変化して欲しい。そこで、図 1.4 に示すように CA を設置することで、理想的な検出効率の場所依存性を得ようとしている。その図に描かれたような検出効率—CA のある時—を達成するためには、CA の検出効率がγ線の入射位置に依存しないで一様でなければならない。例えば、CA の端で CA の検出効率が低くなってしまうと、CA のない時の検出効率曲線に近づいてしまう。CA の中央付近での検出効率は、最適化された厚さをもつコンバーターを用いることによって 100%に近くなるので、CA の一様な検出効率を得るためには端での検出効率がなるべく高いことが必要十分になってくる。

以下の章では、端での高い検出効率を達成するためには、どのような構造が適しているのかをモンテカルロシミュレーションによって考察し、次に、実際にビームテストを行なった結果とシミュレーションとを比較検討していく。

第 2 章

CA の設計

この章では、CA の設計をどのような手順で行なったかを説明する。まず、電磁カロリメータのエネルギー分解能が 1%以下になるために必要な CA の幅を調べた。次に 1.3.2節で述べた要請を満たすための CA の形状をシミュレーションによって決定した。さらに、そのシミュレーションによって決めた CA の形状では、どれだけの精度が CA に要求されるのかを調べた。以下にそれらの結果を説明していく。

2.1 CA の幅

CA の幅は広い方がエネルギー分解能はよくなるが、幅を広くするとそれだけ電磁カロリメータの有効面積が狭くなるのでアクセプタンスを損する。つまり、統計を蓄えるという観点からは CA の幅はなるべく狭くしたいので、電磁カロリメータの分解能の目標値が得られる範囲内で、CA の幅は最小にする必要がある。ちなみに、$K^0 \to \pi^0\pi^0$モードでは、アクセプタンスが幅を 1.25cm から 1.5cm にするだけで 1.25cm のときの 97.4%、2.5cm にすると 1.25cm のときの 86.4%になってしまう。

そこで、CA をどれだけの幅にすれば、目標とするエネルギー分解能 1%以下を達成できるのかを GEANT [1]を使ってシミュレーションによって調べた。図 2.1は、γ線がある結晶に入射したときに、その結晶とそれに隣接する結晶に落としたエネルギーを表している。上がビームホールに 1 番近い結晶にγ線が入射したときで、下がそれ以外の結晶にγ線が入射したときのエネルギー損失である。γ線のエネルギーは 32GeV とした。これは、ビームホールに 1 番近い結晶に入射する平均のエネルギーである。それら 2 つの図を比較すれば、電磁カロリメータに入射してきた粒子のエネルギーが、ビームホールに近いとビームホールにしみ出しているのがわかる。

このように粒子の入射位置を変化させて、目標とする分解能 1%を達成できる地点を探った。結晶での粒子のエネルギー損失から入射粒子のエネルギーを求める際

[1]GEANT とは、粒子と物質との相互作用をシミュレートするプログラムである。このプログラムによって、粒子の物質中でのエネルギー損失などを調べることができる。

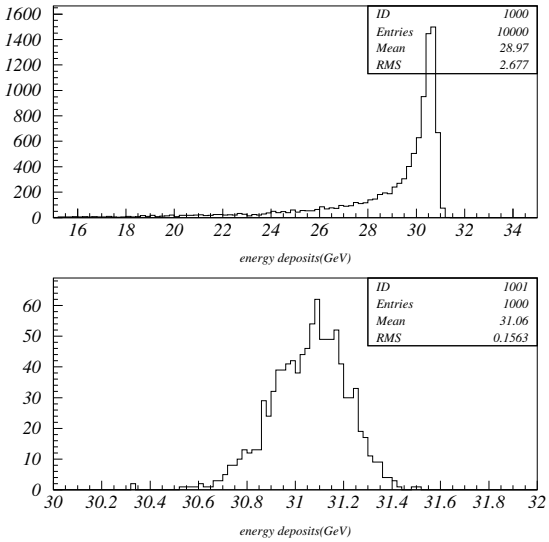

図 2.1: 32GeVγ線の CsI 結晶でのエネルギー損失。上はγ線がビームホールに 1 番近い結晶に入射したとき、下はそれ以外の結晶に入射したとき。

には、各結晶でのエネルギー損失から粒子の入射地点を知ることができるので、粒子の入射地点を補正に加えた。その結果、電磁カロリメータへの入射地点がビームホールから $1.5\mathrm{cm}$ 以上離れた事象については、エネルギー分解能 1%を達成していた。よって、CA の幅を $1.5\mathrm{cm}$ にしてビームホールから $1.5\mathrm{cm}$ 以内の事象は捨てることにする。

2.2 CA の構造

CA はγ線検出器であるので、基本的にはγ線のコンバーターと、コンバーターによって対生成された電子陽電子を検出するプラスチックシンチレーターからなっている。1.3.2節で述べたように、CA は端での検出効率の高さが重要なので端での検出効率を高くするために、コンバーター、シンチレーターというサンドイッチ構造とした。

2.3 シミュレーションによる設計

CA は、前節で述べたようなサンドイッチ構造であることから今回の CA の設計では、コンバーターの材質と厚さ、シンチレーターの厚さ、それからコンバーター、

シンチレーターという層を何層にするのかをシミュレーションを用いて決定した (シンチレーターの厚さはシミュレーションからだけでは決定できなかったが)。シンチレーターからの光の読み出しには光ファイバーを用いるが、光の読み出し部分は、CA を設計するためのシミュレーションでは考慮に入れていない。ビームテストを行なってその結果と、シミュレーションとの結果を比較する時には、今述べた点についても考慮に入れるが、それについては 3.4.4節でふれる。

2.3.1 γ線の入射地点

まず、検出効率を最大にするようなコンバーターの材質と厚さを調べるが、前の章で述べたように CA で重要なのは、中央付近での検出効率ではなく、端での検出効率なので、シミュレーションではγ線を CA の端に入射させる。そこで最初に、CA の端からどれくらいの地点に入射させたらよいのか、という目安を見つけるためのシミュレーションを行なった。

CA の検出効率は 100% でかつ、端で階段型関数的に 0% に落ちる理想的な場合について考える。この過程のもとに、CA の幅の関数として、アクセプタンスをシミュレーションによって調べた。中性 K 中間子の運動量は $20\mathrm{GeV}$ から $220\mathrm{GeV}$、崩壊地点は図 1.6に示されるように、標的からの距離で K_Lは約 $100\mathrm{m}$ から $160\mathrm{m}$、K_Sは約 $125\mathrm{m}$ から $160\mathrm{m}$ とした。$K_L \to \pi^0\pi^0, K_S \to \pi^0\pi^0$どちらのモードも終状態は$\pi^0\pi^0$なので、４個の$\gamma$線を電磁カロリメータで観測し、$\gamma$線に対するアンタイカウンターが鳴らなかった事象を捕獲事象とした。それぞれの場合のアクセプタンスを CA の幅の関数として図 2.2に示した。

２つのモードでの傾きが一致していれば、アクセプタンスそのものが変化しても、その比をとることで最終結果には無関係であり、CA の幅の精度に対する制限もゆるいものになる。しかし、図 2.2から、ほんのわずかではあるが傾きの違いが読みとれる。これこそが前の章で述べたΔRをもたらす。両者の傾きは、$K_L \to \pi^0\pi^0$のときに $0.0172(1/\mathrm{cm})$、$K_S \to \pi^0\pi^0$のときには $0.0207(1/\mathrm{cm})$ であった。この傾きから R を CA の幅 (W) の関数として、CA に要求される幅の精度を計算すると、現在の仮定 (CA の検出効率が階段型関数) のもとで、$\Delta R \leq 0.02\%$のためには、$\Delta W \leq 100\mu m$ の必要があることがわかった。

つまり CA は、端から $100\mu m$ の地点での検出効率が中央付近と変わらなければ、幅 $100\mu m$ の不定性が許される。そこで、コンバーターの材質と厚さを決める際には、図 2.3 に描くように、γ線は CA の端から $100\mu m$ の地点に入射させた。電磁カロリメータの閾値は $1\mathrm{GeV}$ なので、それ以下のエネルギーには反応しなくても構わないことから、入射γ線のエネルギーは $1\mathrm{GeV}$ とした。設計にあたってのシミュレーションでは断わりがない限り、端から $100\mu m$、$1\mathrm{GeV}$ のγ線を入射させている。

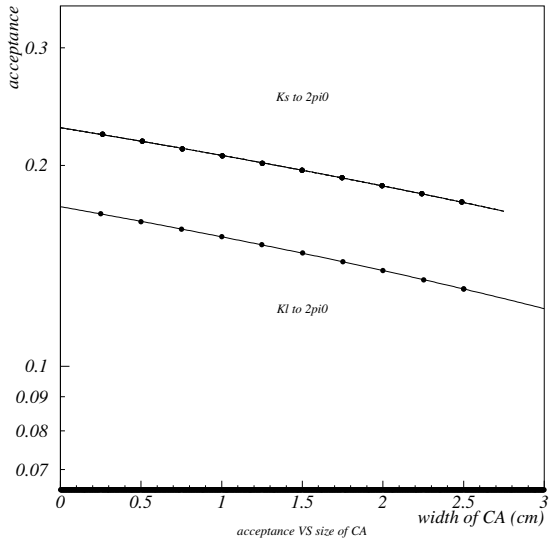

図 2.2: $K_S \to \pi^0\pi^0$ と $K_L \to \pi^0\pi^0$ とのアクセプタンスの違い

2.3.2 コンバーターの厚さ

この節では、前節で決めた状況で検出効率が最大になるようなコンバーターの厚さを決定していく。コンバーターの材質としては、加工できること、放射長、価格などから実際の実験に使用できるものとして、鉛、タングステン、銅の 3 種類を考える。まず、それぞれの材質について最大の検出効率になるような厚さを調べ、その次に、 3 種類の材質どうしの検出効率を比較する。

最初に、タングステン、そのすぐ後ろに厚さ $1\mathrm{cm}$ のプラスチックシンチレーターを置き、プラスチックシンチレーターでのエネルギー損失が最大になるようなタングステンの厚さを調べた。ここではシミュレーターとして $\mathrm{EGS4}$ [2]を使用した。プラスチックシンチレーターでのエネルギー損失にある閾値を設定して、その閾値を超えるエネルギー損失のあった事象数の、γ線を入射した事象数に対する割合を検出効率と定義する。この節での閾値は、$2\mathrm{MeV}$ とした。

$$\text{検出効率} \equiv \frac{\text{閾値を超えるエネルギー損失のあった事象数}}{\gamma\text{線を入射した事象数}}$$

その結果を図 2.4に示す。縦軸が検出効率で、横軸がタングステンの厚さである。そ

[2]GEANT 同様、粒子と物質との相互作用をシミュレートする。GEANT と違う点は、GEANT は電磁相互作用以外の相互作用についてもシミュレーションを行なえるが、$\mathrm{EGS4}$ で取り扱う相互作用は電磁相互作用に限られる。

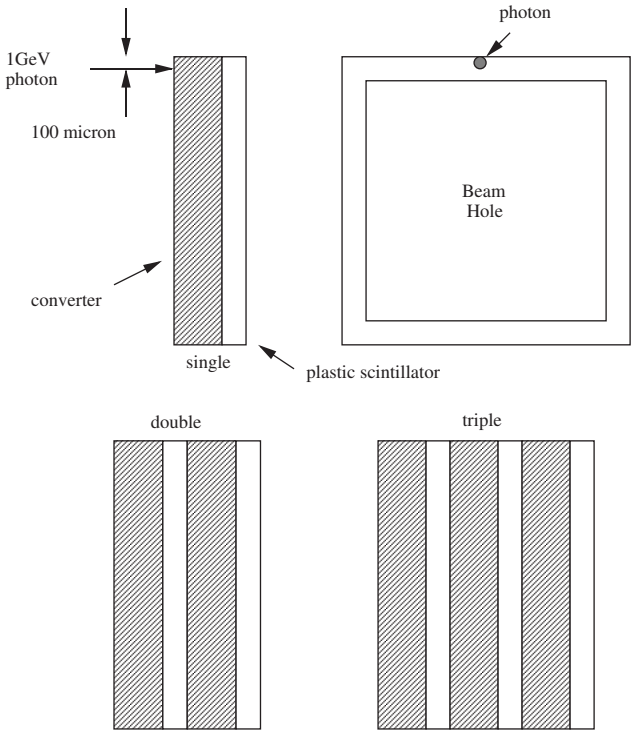

図 2.3: シミュレーションを行なう際のγ線の入射位置

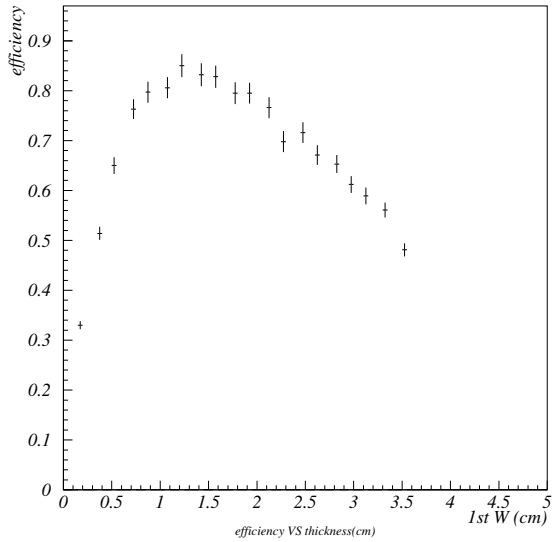

図 2.4: 1 層めのタングステンの厚さの関数としての CA (1 層構造) の検出効率点と点との間隔はタングステンの放射長の半分に対応している。

の図からわかるように、厚さ 1cm から 1.5cm にピークがある。

次に 2 層のものについて調べるが、 1 層では厚さ 1cm から 1.5cm のときに検出効率が最大になったので、第 2 層の厚さを 1cm に固定し、第 1 層の厚さを変数として検出効率を調べた。その結果が図 2.5 で、厚さ 1cm にピークがある。そこで、 1 層めのタングステンの厚さを 1cm に固定し、 2 層めのタングステンの厚さを変数として調べた (図 2.6)。すると、やはり 1cm の厚さの時が最も検出効率が高かった。 2 層構造の CA では、タングステンの厚さはそれぞれ 1cm が最適ということである。

さらに、最適化された 2 層構造の CA の後ろにもう 1 層加えた。その加えた層の厚さの関数として検出効率を図 2.7 に示す。検出効率は、ほとんど 3 層めのタングステンの厚さには依存していないが、ここではとりあえず 1cm と決めておく。

このとき注意が必要なことは、エネルギー損失に設定した閾値は単純に一定値を用いて、シンチレーターの厚さを考慮していない。つまり、今までに見せた図では、単に変数となっている厚さがどれだけの時に検出効率が最大となっているかを示していて、層の数が違っている時には、比較することができない。 1 層のものは 1 層のもの、 2 層のものは 2 層のものでそれぞれ検出効率最大となる厚さを調べ、あとで層の数が違うものどうしの比較を行なう。これは、2.3.5節で述べる。

以上より、検出効率を最大にするタングステンの厚さは、 1 層構造では 1cm、 2 層構造でもそれぞれ 1cm ずつ、 3 層構造も 1cm ずつということがわかった。同様

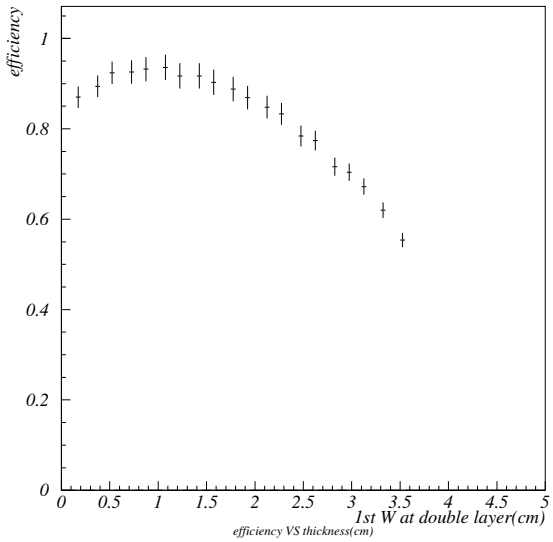

図 2.5: 1 層めのタングステンの厚さの関数としての CA （2 層構造) の検出効率

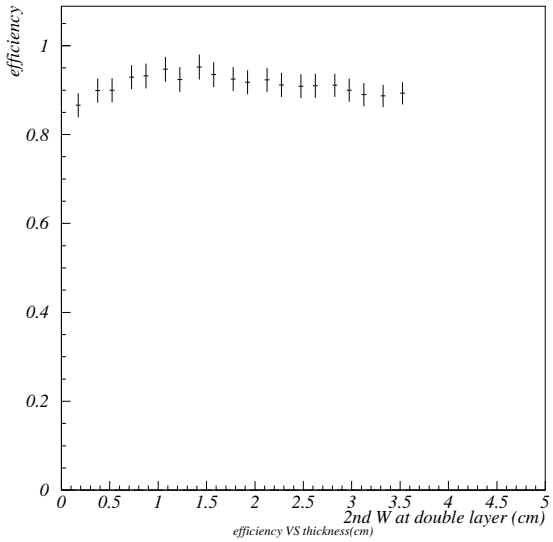

図 2.6: 2 層めのタングステンの厚さの関数としての CA （2 層構造) の検出効率

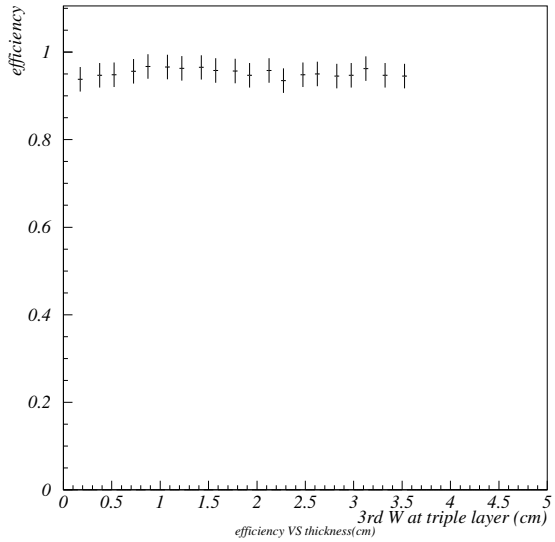

図 2.7: 3 層めのタングステンの厚さの関数としての CA (3 層構造) の検出効率

材質	1 層構造 (cm)	2 層構造 (cm,cm)	3 層構造 (cm,cm,cm)
タングステン	1	1, 1	1, 1, 1
鉛	2	1.6, 2	1.6, 2, 2
銅	4.5	3.5, 4	3.5, 4, 3.5

表 2.1: CA の検出効率を最大にするコンバーターの厚さ

の作業を繰り返して鉛と銅について調べた結果と、タングステンについての結果を表 2.1にまとめておく。

2.3.3 コンバーターの材質

検出効率を最大にするコンバーターの厚さは決まったので、今度は 3 種類の材質のなかで、どの物質がコンバーターとして最適なのかを考察していく。前節でコンバーターの厚さを決めた手順は、最適化した厚さをもつ CA の後ろにさらに層を増やしていったので、多層構造になるにしたがって検出効率が高くなることはあっても、低くなることはない。そこで、材質の比較をするのにそれぞれの物質の 3 層構造のものどうしを比べる。

表 2.8は、 3 層構造の CA において、 3 種類の物質をコンバーターとしたときの

材質	検出効率
タングステン	0.97
鉛	0.94
銅	0.87

表 2.2: 材質の違いによる CA の検出効率の差

材質	放射長 (cm)	モリエール半径 (cm)
タングステン	0.35	0.7
鉛	0.56	1.23
銅	1.43	1.14

表 2.3: ３種類の材質の放射長とモリエール半径

検出効率の最大値をまとめたものである。その表が示すように、最適化した３層構造のもの同士の中では、コンバーターの材質としてタングステンが CA の検出効率を最大にする。

そこで、タングステンがコンバーターの材質として最適である理由について考察する。コンバーターの材質による検出効率の差を示しているのが図 2.8で、１層構造の CA についてコンバーターの厚さの関数として検出効率を描いた。その図 2.8からわかるように、コンバーターの材質の放射長でスケールさせても CA の検出効率は、コンバーターの材質によって異なる。この理由は、γ線の入射位置が CA の端から $100\mu m$ という端に近い地点だからだと考える。電磁シャワーのエネルギーの横方向への広がりに対して十分幅の広い材質の中央にγ線を入射させれば、検出効率はそれぞれの物質の放射長にスケールすると予想する。しかし、γ線の入射位置が端なので、シャワーがシンチレーターに到達する前に CA の端から横にもれてしまうものもある。よって、ここで重要となる変数は、放射長よりもむしろモリエール半径になっている (表 2.3)。

図 2.8 と表 2.3を比較すると、タングステンのモリエール半径が最小なのと、検出効率が最大であるということは理解しやすい。ところが、鉛と銅については、銅のほうがモリエール半径は小さかったのに検出効率は鉛のほうがよかった。γ線の入射地点もモリエール半径にスケールさせれば、３種類の材質で同様の検出効率が得られるはずなので、γ線の入射位置が端から $100\mu m$ という地点では、放射長との兼ね合いから図 2.8 のような結果になり、単純にモリエール半径と検出効率とは反比例していなかったと考えている。モリエール半径、放射長それぞれからだけでは検出効率は導きだせず、シミュレーションを行なったのは正しい方法だといえる。

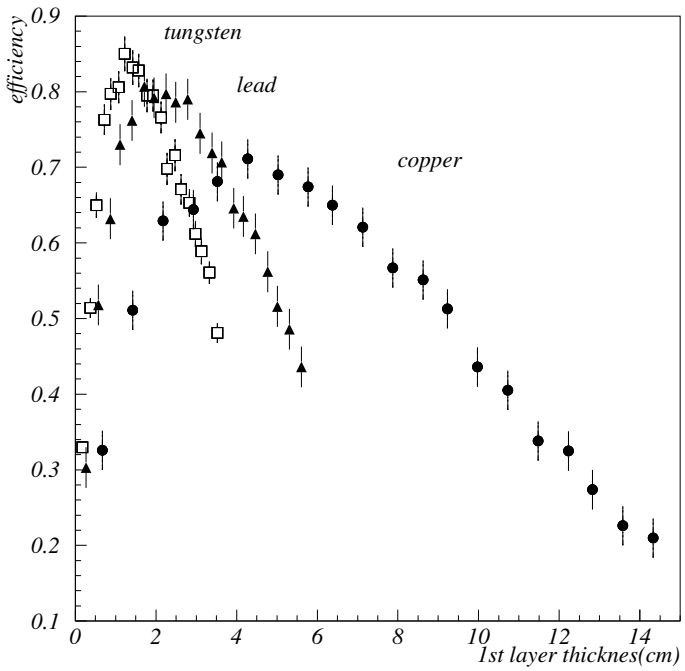

図 2.8: コンバーターの材質による CA の検出効率の違い。各点と点との間隔はそれぞれの物質の放射長半分になっている。

以上より、コンバーターとしてはタングステンを用い、その厚さは 3 層構造以下ならばそれぞれの層で 1cm にするのが最も CA の検出効率を高くする方法であることがわかった。

2.3.4 シンチレーターの厚さ

シンチレーターの厚さが変われば、同じエネルギーをもつ荷電粒子でもエネルギー損失が変わってしまうので、シンチレーターの厚さを決めるには、その厚さに応じて閾値を変化させなければならない。そこで、これからは閾値の単位として minimam ionizing particle (MIP) 何個分に相当するかを用いる。1MIP がプラスチックシンチレーター 1cm に落とすエネルギーを 1.83MeV [6] として、何 MIP 相当のエネルギーかを閾値とする。例えば、1cm の厚さのシンチレーターでは 3MIP の閾値といえば 5.49MeV のエネルギー損失を意味し、0.5cm の厚さのシンチレーターでは 3MIP の閾値は 2.75MeV のエネルギー損失を意味する。

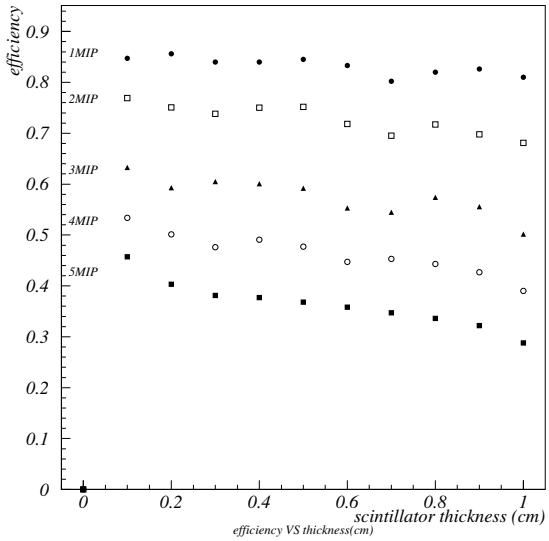

図 2.9: シンチレーターの厚さの関数としての CA の検出効率

上のように決めた閾値を設定し、シンチレーターの厚さを変化させて CA の検出効率を調べた。コンバーターの材質はタングステンで、そのすぐ後ろにシンチレーターを置いた 1 層構造の CA でシミュレーションを行なった。シンチレーターの厚さの関数として検出効率を求めた結果が図 2.9である。閾値はそれぞれ図の上の点から 1MIP、2MIP‥5MIP 相当である。この図から、検出効率はシンチレーターの厚

さにはほとんど依存していないことがわかる。しかし 2.4.2で述べるが、シンチレーターの発光量に対する制限はあるので、その制限を満たすための最低の厚さは実験によって調べなければならない。その結果は、3.3で述べる。

2.3.5 CA の層の数

この節では CA の層の数を考察していくが、そのシミュレーションでは厚さ 1cm のタングステンの後ろに厚さ 0.5cm のシンチレーターを重ね合わせた構造をもつものどうしを比較していくことにする。

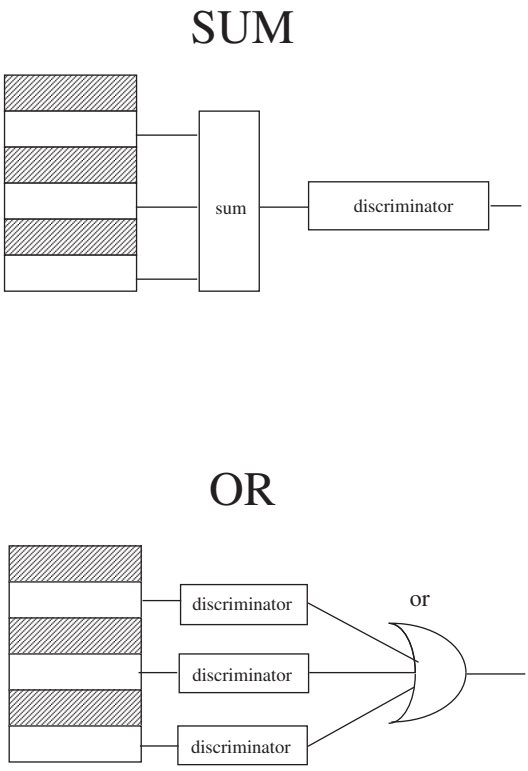

図 2.10: CA に設定する閾値の違い

多層構造の CA の閾値の設定は、図 2.10に示す OR トリガーと呼ぶ方法で行なった。そのトリガーのかけ方では、それぞれの層に閾値を設定し、少なくとも 1 つの層が閾値を超えれば、信号として検出される。たとえば、0.5cm の厚さのシンチレーターに 1MIP の閾値というのは、どの層かによらず、1 層でいいから 0.915MeV 以上のエネルギー損失があれば信号検出を意味する (前述べたように電離損失は 1.83MeV/cm として計算)。

さて、今までと同様に CA の端から $100\mu m$ の地点に 1GeV のγ線を入射させ、閾値の関数として CA の検出効率を調べたのが図 2.11である。この図からわかるよ

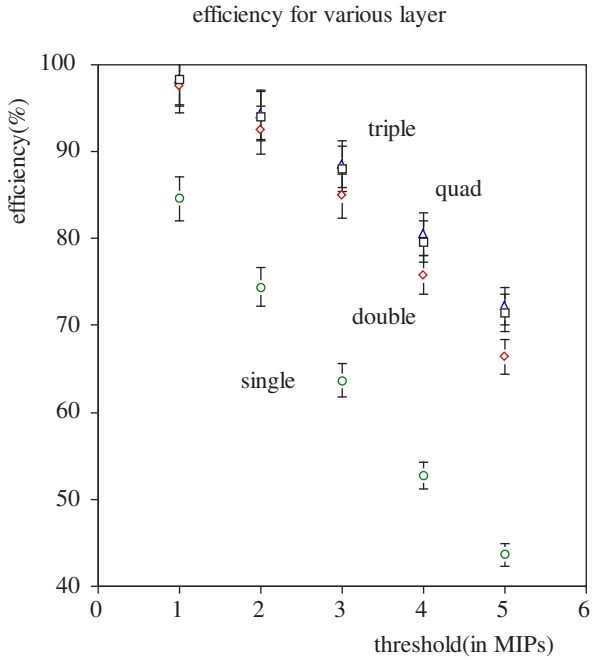

図 2.11: 総数の違う CA の検出効率の比較

うに、３層めまでは層数を増やせば検出効率も高くなったが、３層と４層ではその差はほとんどなかった。３層の CA ではタングステンの総量が厚さ 3cm で、8.6 放射長に相当する。この厚さのタングステンでγ 線がコンバージョンしない確率は約 1.7×10^{-5}なので、３層まででほとんどのγ線がコンバージョンしてしまい、４層めのタングステンは検出効率に影響を与えていないと考える。

図 2.11の結果から、３層の CA がもっとも最適であることがわかった。以上をまとめると、端での検出効率を最大にする CA は、コンバーターがタングステンで、厚さはそれぞれ 1cm の３層構造だということになる。

2.3.6 トリガーの種類

トリガーのかけ方は、前の 2.3.5節で説明した OR トリガー以外にも図 2.10に示す SUM トリガーという方法もある。SUM というのは、それぞれの層のエネルギー損失を足しあげてその値に閾値を設定する。0.5cm の厚さのシンチレーターに SUM の 1MIP という閾値では、１層ならば 0.915MeV 以上のエネルギー損失、２層ならばエネルギー損失の和が 1.83MeV を超えれば、信号検出ということになる。

γ線エネルギー	OR 効率 (%)	SUM 効率 (%)
1GeV	94.7	91.5
2GeV	99.4	99.1

表 2.4: μ粒子の 90%を落とす閾値でのγ線に対する検出効率

この節では、設計の最後として、トリガーのかけ方を OR にすべきか、SUM にすべきかをシミュレーションを用いて考察する。今までの節での電磁シャワーに関するシミュレーションは前に述べた通り、EGS4 を用いていたが、この節以降の電磁シャワーに関するシミュレーションでは GEANT をシミュレーターとして使った。

閾値のトリガーが OR と SUM ではどちらが検出効率を高くするのか比較するために、まず最初に、その比較のための閾値をそれぞれに設定しなければならない。単に、何 MIP か相当のエネルギー損失で閾値を設定すると、３層構造なので SUM トリガーの閾値は、OR トリガーの３倍にもなってしまう。そこで、基準となる閾値としてμ粒子のエネルギー損失を考える。数 GeV のμ粒子は、minimam ionizing particle として扱って差し支えない。この粒子が CA に入射してきた時に、入射粒子数の 90%を落とす閾値を基準値とした。こうすることで、例えば雑音を同じ量だけ落とし、かつ、検出効率はどちらが勝っているのかを比較できる。閾値を設定する際には、1GeV と 2GeV のμ粒子を CA の全面にランダムに入射させた。その結果、μ粒子を 90%落とす閾値は、OR トリガーでは各層に 2.22MeV、SUM トリガーでは３層の合計のエネルギー損失に 4.20MeV となった。次に、その様な閾値を用いて、OR トリガーと SUM トリガーによる CA の検出効率を調べた結果を表 2.4に示す。γ線は端から $100\mu m$ の地点に入射させた。

その表からわかるように、OR トリガー、SUM トリガーによる検出効率の差はほとんどないことがわかった。

まとめると、厚さ 1cm のタングステンをコンバーターとして、その後ろにプラスチックシンチレーターを重ねたものの３層構造が、端から $100\mu m$ の地点での CA の検出効率を最大にした。トリガーについては、OR、SUM ともに差はなかった。検出効率だけを考えるなら、シンチレーターの厚さによる差もなかった。

2.4 アクセプタンスの比 R からの制限

この節では、前節で決めた CA の形状ならばΔRの要請からどの程度の精度が CA に要求されるのかを、シミュレーションを用いて調べていく。その後、R の制限から問題となってくる電磁カロリメータからの反跳粒子について考察する。

2.4.1 幅の精度

2.3.1節で述べたように、γ線をどこに入射させるかの目安として、$\Delta R \leq 0.02\%$を満たすための$\Delta width$ をシミュレーションによって調べた。そのシミュレーションでは、CA の検出効率は100%を仮定し、端での反応も無限に精度がよく、100%だった検出効率が階段状に0%に落ち込むことを仮定していた。つまり、そのシミュレーションでΔRについて考える時には、実際の CA の反応というものは全く考慮に入れていなかった。今度は CA の形状が決まっているので、CA にγ線が入射してきた時の反応もシミュレーションに加えて、実際に CA を加工する際にどれだけの精度で作らなければならないかを調べた。

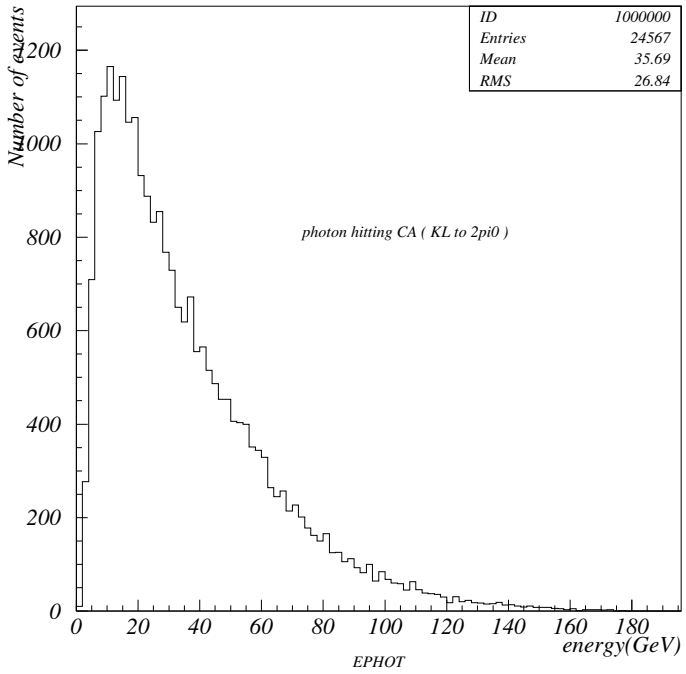

図 2.12: CA に入射するγ線とカロリメータに入射するγ線のエネルギー分布 $(K_L \to \pi^0\pi^0)$

まず最初に、シミュレーションによって実際の E832 実験での $K_L \to \pi^0\pi^0$ あるいは、$K_S \to \pi^0\pi^0$モードにおけるγ線の位置、角度、エネルギー分布を調べる。例えば、CA に入射するγ線は図2.12のようなエネルギー分布を持っており、この分布に従うγ線を CA に入射させ、電磁シャワーを発生させる。

このとき CA の形状は、前節で決めたように厚さ 1cm、幅 1.5cm のタングステ

ンをコンバーターとする 3 層構造で、シンチレーターの厚さは $0.5\mathrm{cm}$ とした。

この様に実際の $\mathrm{E832}$ 実験と同じ状況にして $K_L \to \pi^0\pi^0$ ならびに $K_S \to \pi^0\pi^0$ モードのγ線に対する CA の検出効率を調べた。そして、この検出効率と CA に入射してきた粒子数などから次の式でアクセプタンス (A) を求めた。

$$A = \frac{CA \text{ がない時の捕獲事象数} - CA \text{ に入射した粒子数} \times CA \text{ の検出効率}}{\text{生成した事象数}}$$

この式では、CA に入射してきた粒子を CA が検出しそこなうと、CA の存在する地点にγ線が入射してもそのγ線が CA で反応せず、電磁カロリメータに入射してしまうのと同じ状況になってしまう。つまり、CA がγ線を検出しそこねるとそれらの事象はすべて捕獲事象として数えてしまう。実際の実験では、CA が検出しそこなっても、電磁カロリメータの閾値を超えないこともあるし、事象の再構築を行なった場合中性 K 中間子にみえないこともある $(\mathrm{CA}$ のタングステンで電磁シャワーを作りエネルギーを落としていくので、電磁カロリメータでのエネルギー損失が小さくなる $)$。ここではそういった効果は考えず、CA に入射してきたγ線の捕獲は CA にのみ依存しているので、CA にとっては最も厳しい状況設定といえる。最も厳しい状況下で、CA に対する要請を満たしていれば、実際の実験で使用するのは問題ないはずである。

上の式から K_L, K_Sそれぞれについてアクセプタンス (A_L, A_S) を求めて、それらの比をとって $\mathrm{R}(=A_L/A_S)$ を算出する。CA の幅の関数として R を描いたのが図 2.13である。

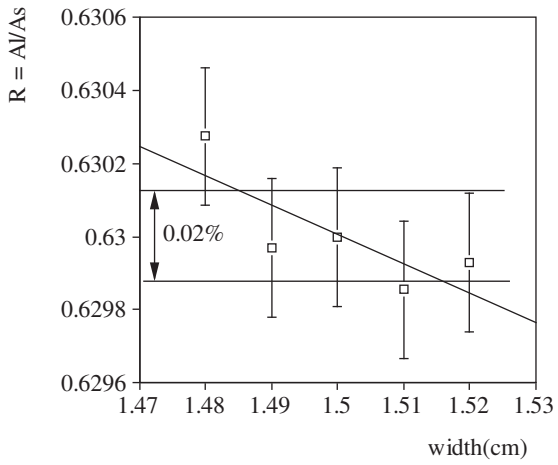

図 2.13: R の CA の幅への依存性。図中の矢印が幅 $1.5\mathrm{cm}$ の CA における $\Delta R \leq \pm 0.02\%$の範囲を表す。

その図から CA の幅が $150\mu m$ 変化すると、ΔRが 0.02%変わることがわかる。つまり、CA は幅 $1.5cm \pm 150\mu m$ 以内の精度で工作しなければならない。

2.4.2 CA に設定する閾値の精度

CA に設定する閾値を変えれば当然検出効率が変化する。すると、前節で定義したアクセプタンスも変化し、最終的にはK_LとK_Sのアクセプタンスの比である R も変動してしまう。そこでこの節では、閾値の変動をどこまでおさえれば$\Delta R \leq 0.02\%$になるのかをシミュレーションで考察する。

2.4.1節で幅の精度を求めたのと同じ方法でシミュレーションを行なった。閾値を SUM トリガーで設定したときの R を閾値の関数として描いたのが図 2.14である。ここで設定した閾値と入射γ線のエネルギーとの関係を見るために、入射γ線のうち

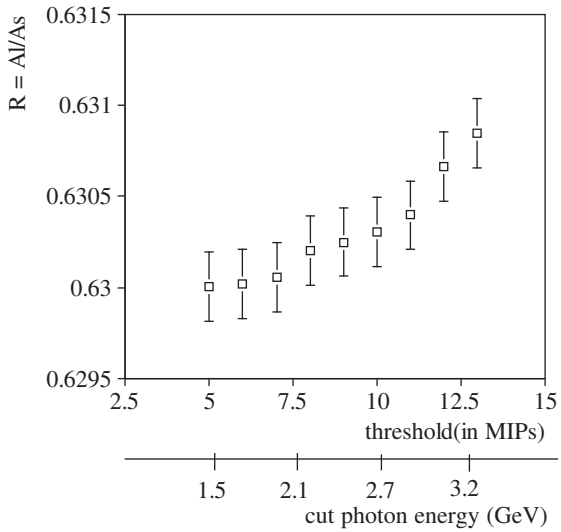

図 2.14: CA に設定する閾値の関数としての R

の 90%が CA のトリガーにかかるエネルギーを図 2.14の横軸にあわせて示しておく。例えば、SUM トリガーで 9MIP 相当の閾値を設定すると、2.5GeV の入射γ線のうちの 90%がトリガーにかかることになる。

図 2.14から、閾値 (E_{cut}) を高く設定するにしたがって、R に対する制限 ($\Delta R \leq 0.02\%$) からΔE_{cut}が小さく、すなわち必要な閾値の精度が厳しくなっていくのがわかる。これは、図 2.12が示すように、2GeV 付近のγ線はほとんど存在せず、γ線のエネルギーが高くなるにしたがってその数が増えていくためである。3GeV から 10GeV ぐらいまではエネルギーによって、入射γ線の数の変化が大きいので、このエネルギー領域のγ線に対して閾値を設定すると、必然的に閾値の精度の高いことが必要になってくる。

OR トリガーについても同様にして、表 2.5に$\Delta R \leq 0.02\%$を満たすのに必要なE_{cut}の精度をまとめた。

SUM トリガー閾値 (MIP 相当、MeV)	精度 (%)
7, 16.5	23
8, 19.2	17
9, 22.0	14
10, 24.1	10
11, 30.2	6.4
12, 32.9	5.0
13, 35.7	4.6
OR トリガー閾値 (MIP 相当、MeV)	精度 (%)
13, 11.9	29
15, 13.7	11
17, 15.6	9.0
19, 17.4	7.8
21, 19.2	7.3
23, 21.0	6.6
25, 22.9	6.1

表 2.5: 閾値に必要な精度

閾値を表の範囲にした理由は、低い方については次の 2.4.3で述べるバックスプラッシュと呼ばれる現象から$\Delta R \leq 0.02\%$を満たすための閾値が決まってくる。高い方は、E832 実験の前に行なわれた E731 実験の閾値にほぼ等しい。しかし、E832 実験では E731 実験に比べて、中性 K 中間子ビーム中に含まれる中性子その他の雑音源が少ないので E731 実験のときより高い値に設定する必要はない。

その表 2.5から、設定する閾値によって必要な精度が変わってくることがわかる。よって、閾値を設定する際にはこの表から必要な精度を調べて、その精度を満たすだけの光量が得られる厚さのシンチレーター、トリガーのかけ方を使わなければならない。

ある任意の閾値に対して、シンチレーターの厚さ、トリガーのかけ方に制限のつくことがわかった。シンチレーターの発光量がわかれば、表 2.5からその制限についてもわかるので、3.3.2でシンチレーターの光量を測定し、シンチレーターの厚さやトリガーのかけ方の制限について考察する。

2.4.3 電磁カロリメータからの反跳粒子

次に残る問題として、電磁カロリメータからの反跳粒子による偽信号の問題がある。CA には入射していないが、電磁カロリメータで反跳された粒子が CA のシンチレーターにエネルギーを与え、CA としては信号を検出してしまうという事象が存在する。これは、実質的に CA の端をぼやけさせ、かつ幅が広くなったのと同じ効果をもつ。以下では、このような事象をバックスプラッシュと呼ぶことにする。

図 2.15 には、CA の外側 1.25cm 以内の地点で電磁カロリメータに入射したγ線のシンチレーターへのエネルギー損失を示した。シンチレーターの厚さは 0.5cm で、３枚のシンチレーターへのエネルギー損失の和で表示した。わずかながらバックスプラッシュをしている事象の存在が、その図から確認できる。1MeV 付近にピークがあるのは、シミュレーションの計算上の問題で、実際にはそのピーク付近の事象がもっと低エネルギー側へ移動しているはずである。

このバックスプラッシュ事象により、CA に入射していないγ線が CA で検出され、バックスプラッシュのないときとは違った値をアクセプタンスとみなしうる。すると K_Lと K_S、それぞれのアクセプタンスもずれるので、それらの比 R もバックスプラッシュのない時の値からずれたものとなってしまう。R のそのずれがどれくらいになるのかをシミュレーションで調べた。前節と違うのは、CA のすぐ後ろに CsI 結晶が置かれている点である。CsI 結晶の大きさは、$2m \times 2m \times 0.5m$ とした。

このようにしてシミュレーションを行ない、CA に入射していないにもかかわらず CA で検出された事象数を数え上げ、R に直した結果を 2.16に示した。上が、バックスプラッシュのない時の R、下がバックスプラッシュがある時の R を CA に設定する閾値の関数として描いた。$\Delta R \leq 0.02\%$が満たすべき要請なので閾値を 5MIPs 相当以上に設定すれば、バックスプラッシュ事象を考慮に入れる必要のないことが

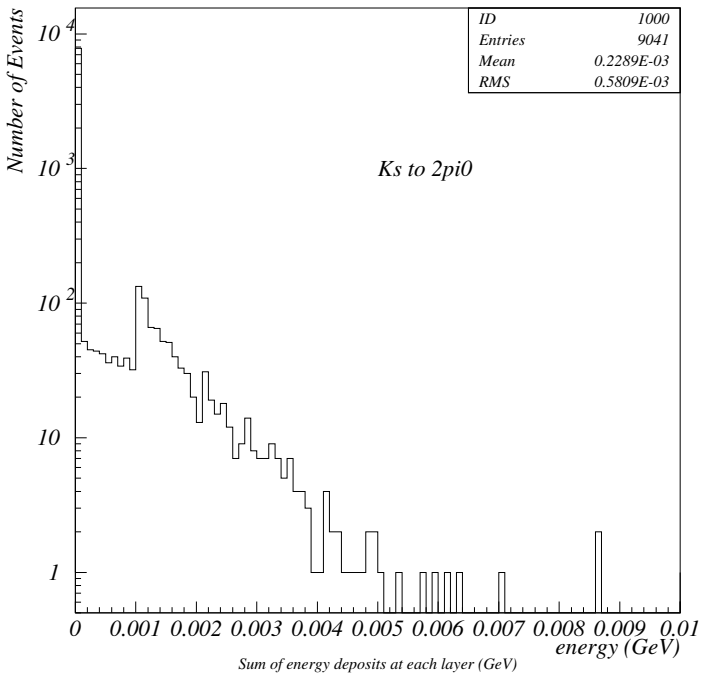

図 2.15: $K_S \to \pi^0\pi^0$モードにおいて CA に入射しなかったγ線の CA へのエネルギー損失。３枚のシンチレーターへのエネルギー損失の和で表示。1MeV 付近にピークがあるのはシミュレーションの計算上の問題である。

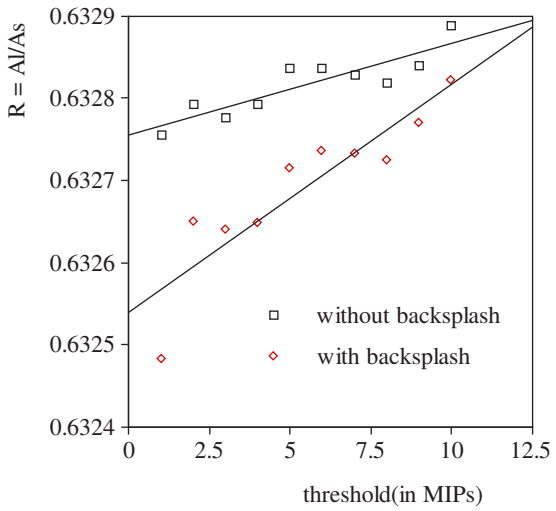

図 2.16: バックスプラッシュがある時とない時の R の比較

図 2.16からわかる。OR トリガーでも同様に、10MIPs 相当以上に閾値を設定すればバックスプラッシュ事象を考慮に入れなくてよい。

第 3 章

ビームテスト

平成 6 年 1 1 月 3 日から 9 日までの 1 週間、茨城県つくば市の高エネルギー物理学研究所 (KEK) の 12GeV 陽子シンクロトロン (PS) $\pi 2$ ビームラインで Collar Anti のビームテストを行なった。この章では、そのビームテストの目的、方法、結果を説明していく。

3.1 ビームテストの目的

今回のビームテストの目的は以下に示す 4 点である。

1. Collar Anti の電子[1] に対する検出効率をシミュレーションの結果と比較し、シミュレーション通りの性能を発揮しているかを調べる。2.4.1節から Collar Anti の幅を W とすると、$\Delta W \leq 150\mu m$ が必要であった。シミュレーションの検出効率と実測した検出効率が等しくなる地点の違いをΔDとすると、ΔDが $\Delta D > 150\mu m$ ならば、検出器としては実質的に$\Delta W > 150\mu m$ と同じことになってしまう。そこで、$\Delta D \leq 150\mu m$ となっているかどうかを調べる。

2. 電子に対する Collar Anti の検出効率が、シンチレーターの厚さ、層数、Collar Anti に設定する閾値など様々な変数を変えても、シミュレーションと一致している事を確認する。

3. モンテカルロシミュレーションによって、Collar Anti の幅、コンバーターの厚さ、材質などは決定したが、シンチレーターの厚さは決定していない。2.4.2節で説明したように、Collar Anti に設定する閾値に対して、設定された閾値はある精度をもたなければならない。設定する任意の閾値に対し、その精度を得られるだけの光量を出すシンチレーターの厚さがどれくらいかを調べる。

[1] なぜ、γ線ではなく電子に対する検出効率なのかは 3.2.1節で説明する

4. シンチレーターからの光は、ファイバーを使って光電子増倍管 (PMT) に読み出す。シンチレーターに溝を作り、そこにファイバーを通すので、読み出す光量はシンチレーターの溝の位置、通すファイバーの数などにも依存してくる。そこで、シンチレーターの溝の形状なども今回のビームテストで決定する。

以上の 4 点のためにテストを行なうが、測定する順序としては 3、4 を先に行ない、3 で Collar Anti に使用するシンチレーターの形状を決めてから、1、2 の目的のテストを行なう。2 の目的のテストは数多く行なったので、3.4節でテストの説明をするときに何を比較しているかをその都度述べることにする。このテストで使用した Collar Anti は、今まで説明してきたような額縁状のものではなく、幅 1.5cm 長さ 18cm の棒状のものである。このテストの結果がモンテカルロシミュレーション通りならば、本番の E832 実験で使用する額縁状のものを製作する。

3.2 検出器

前節で述べた 4 点についてテストを行なったが、この節ではそれらのテストに共通に用いた検出器について説明をしていく。

3.2.1 セットアップ

Collar Anti のテストを行なうにあたって、E832 実験のエネルギー領域のγ線を使用するのが理想的である。しかし、γ線では粒子の入射位置を $100\mu m$ の精度で求めることはできないので、そのかわりに、電磁シャワーをおこし、かつ位置を精度よく測定できる粒子として電子をテストに用いる。エネルギー的に、E832 実験のエネルギー領域になるべく近いエネルギーの電子を大量に出せるビームラインとして 12GeVPS の$\pi 2$ ラインの電子ビームを使った。陽子ビームは 4 秒間隔で注入され、その 4 秒の間に PS リング内のビームはすべて使われる (1 スピル 4 秒)。その陽子ビームが標的に当てられ、発生した 2 次粒子が磁石によって$\pi 2$ ラインに引き出されている。よって、$\pi 2$ ラインにも 4 秒間隔でビームが出ていて、そのうち実際にビームが出ている時間は約 1 秒から 2 秒だった。

前節で説明したビームテストの目的から、テストにおいて必要な情報を以下に述べる。

まず第 1 に、シンチレーターの光量、Collar Anti の検出効率の測定、どちらの測定においても具体的に観測するのはシンチレーターからファイバーで読み出した光なので、その光を測定するシステムが必要である。

第 2 に、前節の目的 1 (ΔDの測定)、2 (目的 1 のクロスチェック) のためには、粒子の入射位置と Collar Anti の検出効率の関係を調べなければならない。よって、粒子の位置を測定するシステムがいる。

第３に、Collar Anti の電子に対する検出効率を測定するが、そのテストで用いるビームにはπ中間子が混入していることが予想される。そこで、Collar Anti に入射する粒子は電子だけにしたいので、π中間子と電子とを区別するシステムも必要となる。

第４には、粒子が入射した際にデータを読み込むためのトリガー情報がいる。そのためのカウンターも必要である。

以上の４システムが今回のビームテストにおいて不可欠なシステムである。Collar Anti の電子に対する検出効率は電子の運動量に依存するので、電子の運動量も知るべき情報の１つとなる。しかし、今回のテストシステムでは運動量を測定せず、12GeVPS からビームを取り出す電磁石の磁場によって決定される運動量を、使用しているビームの運動量とした。KEK の発表している運動量の精度は$\Delta p/p$ が１％だった。今回のテストでは、1GeV と 2GeV のビームを使用した。

これら４システムの配置を図 3.1に示す。

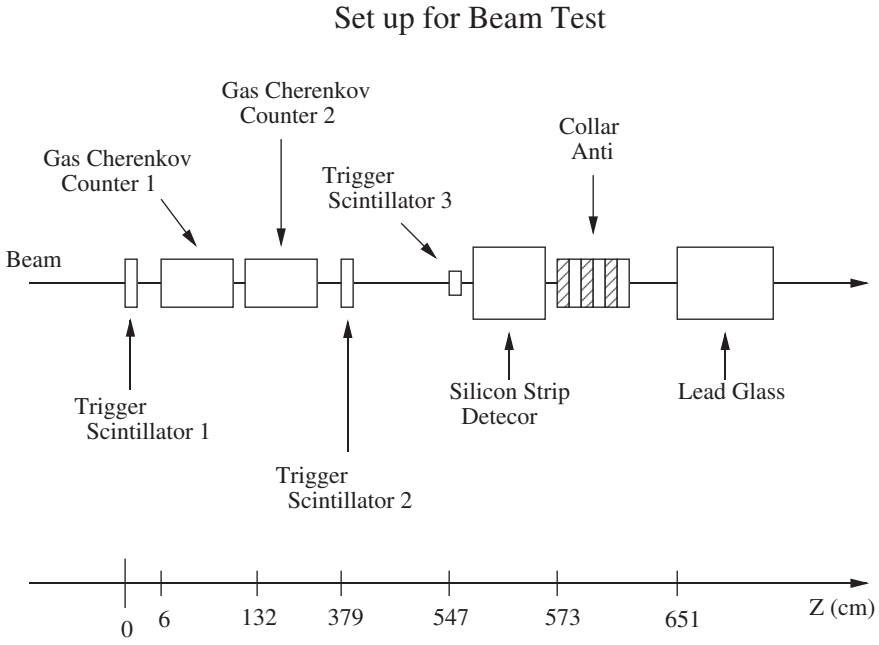

図 3.1: ビームテストに用いた検出器の配置

テストのセットアップの概略を説明しておく。図 3.1で Collar Anti と示してある部分に Collar Anti、あるいは光量を測定するシンチレーターを置き、ファイバーで光を読み出し、読み出した光を PMT で測定した。その信号をアナログ / デジタル変換器 (ADC) でデジタル信号に変換し、その信号をデータとして計算機で読み込み記録した。Collar Anti がある部分、ファイバー部分、PMT がある部分ともに

暗箱でおおって完全に遮光した。粒子が Collar Anti のどこに入射したかを同定するためのシリコンストリップ検出器 (SSD 検出器) は、Collar Anti の上流直前に設置した。ガスチェレンコフカウンター 1 (GC 1) とガスチェレンコフカウンター 2 (GC 2) で、電子とπ中間子を区別する。最下流に設置してある鉛ガラスチェレンコフカウンター (Pbg) は、Collar Anti のコンバーター ;タングステンをはずした測定の時に、2 台のガスチェレンコフカウンターの性能を評価するため使用した。トリガーカウンター 1 から 3 (T 1、T 2、T 3) は、粒子がチェレンコフカウンターと SSD 検出器を通った事象を選び、Collar Anti のシンチレーターからの光を読み出すためのトリガー信号を作る。以上がビームテストに使用したセットアップで、各検出器については次節以降で詳しく説明する。

3.2.2 ガスチェレンコフカウンター

ガスチェレンコフカウンターには、1.5 気圧の二酸化炭素ガスを注入した。この圧力でチェレンコフ光の出る運動量は、電子では 14MeV 以上、π中間子では 4GeV 以上である。よって、チェレンコフカウンターが鳴ることを要求すれば、電子のみを選びだすことができる。ガスチェレンコフカウンターに使用する PMT の高電圧は、2GeV の電子をオシロスコープを用いて選びだし、その電子に対する信号が-23mV の閾値を超えるように設定した。

電子に対するトリガーでは、2 台のガスチェレンコフカウンターが鳴ったことを要求した。このとき、電子トリガーで観測した粒子の中にどれくらいπ中間子が混じっているのかを Pbg を用いて評価した。図 3.2に、2GeV で電子トリガーの時の Pbg のエネルギー分布と、同じく 2GeV でπトリガーの時の Pbg のエネルギー分布 (斜線) を示す。2 つのトリガーでπ中間子のピークの高さが等しくなるように規格化してある。その図から、電子トリガーの時のビーム中に約 3%のπ中間子が混入していることがわかった。よって、これ以後電子トリガーと言った場合でも、その事象の中に 3%だけはπ中間子が含まれていることに注意しなければならない。

3.2.3 トリガー

各トリガーカウンターは、プラスチックシンチレーターと PMT からなっている。T 1 の大きさは、$11.2cm \times 10.6cm$、厚さ 1.5cm、T 2 の大きさは $5.0cm \times 5.5cm$ で厚さは 1.6cm、T 3 は大きさ $1.0cm \times 1.0cm$ で、厚さは 1cm である。SSD 検出器の有効領域は $1.28cm \times 1.28cm$ で、それより外側に粒子がやってきても意味がないので、SSD 検出器の直前に設置した T 3 は、小型にした。それらのカウンターに使用した PMT は信号の上昇速度が $2 \sim 3$ns で、トリガー頻度 (表 3.1) に比べて十分早い PMT なので、トリガーカウンターとして問題ない。T1、T2、T3 の高電圧は MIP—ここでは 2GeV のπ中間子—に対する信号の高さが約-100mV になるように設定し、ディスクリミネーターの閾値は、T 1 から T 3 ともに約-28mV とした。この

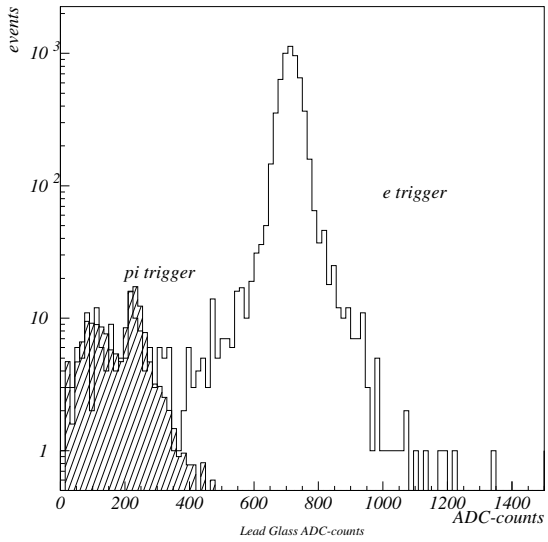

図 3.2: Pbg のエネルギー分布。斜線部分がπ中間子トリガーの時で、白抜き部分が電子トリガーの時の分布である。

トリガーカウンター	トリガー頻度
T1	567510
T2A	462034
T2B	440745
T3	39465
GC1	93913
GC2	85429

表 3.1: １０スピルあたりのトリガー頻度 (2GeV)

ようにして設定した各トリガーカウンターの１０スピルあたりのトリガー頻度を表 3.1にまとめておく (T 2はシンチレーターは１枚だが、それを２本の PMT で両のぞきにしている)。

トリガーロジックについては、ADC の gate を作るためのトリガーロジックを図

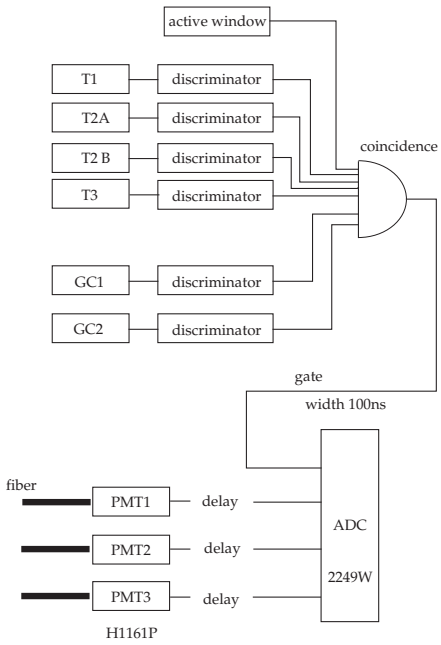

図 3.3: ビームテストに用いたトリガーロジック

3.3に示す (ADC は Lecroy2249W を使用)。測定する CA のシンチレーターからの光は光ファイバーで読みだし、その末端を暗箱のなかの PMT の光電面に接触するうように置いた。そして、PMT からの信号を ADC の gate に入れてデジタルに変換された信号を CAMAC から計算機に読み込んだ。アクティブウィンドー (AW) というのは SSD 検出器からの信号で、この信号を送っている時だけ SSD 検出器は有感となっている。SSD 検出器が有感の時に粒子が入射して初めてデータを読みだし始める。有感時間の割合は約 50%である。入射粒子としてπ中間子が欲しい時は、GC1、GC2 ともに使用せず、電子が欲しい時は GC １、GC ２両方からの信号をトリガーに加える。以後、GC １、GC ２ともにトリガーに入れた時を” 電子トリガー”、両方ともトリガーに入れていない時を”πトリガー” と呼ぶことにする。

3.2.4 SSD 検出器

SSD は、粒子が Collar Anti のどこに入射したかを知るための飛跡検出器である。片面シリコンストリップ検出器４枚を使用し、上流に x 方向、y 方向それぞれ１枚

ずつの 2 枚、下流にも x 方向、y 方向それぞれ 1 枚ずつの 2 枚というように設置した (図 3.4)。ストリップの間隔は $25\mu m$ で、読みだしは $50\mu m$ 間隔である。座標軸

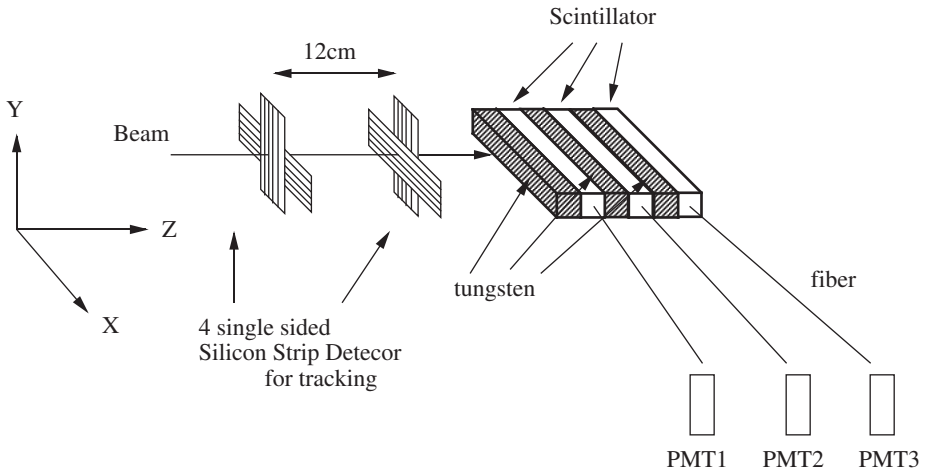

図 3.4: SSD 検出器の配置

はビーム軸方向を z 軸、鉛直上方を y 軸、それに対して右手系をなすように水平方向を x 軸と定義する。x 方向と y 方向、それぞれ独立に上流の入射地点と下流の入射地点を結び、その線を Collar Anti のある地点まで外挿することによって Collar Anti での入射地点を知る。

次に、1 枚の SSD 検出器について粒子の入射位置を識別する方法について説明する。1 枚の SSD 検出器は、２５６本のストリップから構成されている。粒子が n 番目と n+1 番目のストリップの間に入射したとすると、他のストリップに比べ n 番目と n+1 番目のストリップは大きな信号を出す。n 番目と n+1 番目の信号の大きさに比例する重みを掛けることによって、さらに n 番目のストリップと n+1 番目のストリップの間のどこに粒子が入射したかもわかる。$25\mu m$ 間隔のストリップで $50\mu m$ 間隔の読み出しだが、上のような方法から SSD 検出器の位置分解能は $8\mu m$ を達成する [7]。

以上に述べた方法で粒子が Collar Anti のどこに入射したかを同定するが、下流の SSD 検出器の多重散乱によって、得られた入射位置と実際の入射位置とは一致しなくなる。SSD 検出器 1 枚の厚さは約 $300\mu m$ で、SSD 検出器と Collar Anti との間隔は約 5cm である。すると、2GeV の荷電粒子は、SSD 検出器 1 枚につき Collar Anti の位置で約 $20\mu m$ の多重散乱をすることになる。上流と下流の 2 点を外挿することで Collar Anti の入射地点を決めるので、上流での多重散乱は入射地点の決定には影響してこない。下流の 2 枚の SSD 検出器での多重散乱の影響を受けるので、結局 2GeV の荷電粒子では $20 \times \sqrt{2}\mu m = 30\mu m$ の位置不定性がある。本実験で確

かめたい位置の精度は $100\mu m$ 程度なので、この $30\mu m$ の位置不定性を考慮に入れても SSD 検出器の位置分解能は十分と考える。

3.3 シンチレーターの光量

3.1節で説明した目的３ (光量の測定) と４ (形状の比較) のために、Collar Anti に使用するシンチレーターの光量を測定した。MIP が１個シンチレーターに入射した時の光量を基準として、違う形状のシンチレーターの光量を比較した。

Collar Anti のシンチレーターからの光はファイバーを使って読み出すが、その理由を以下に説明しておく。Collar Anti は電磁カロリメータの直前に設置されるので、Collar Anti 自身以外の物質量は、極力少なくしたい。そのために、シンチレーターの発光を検出するシステムを電磁カロリメータの外側に設置し、そこまで光を読み出さなければならない。その光の読み出しをファイバーを用いて行なう。

この節では、最初に、使用するシンチレーターの形状などを説明する。次に、シンチレーターの光量をどのような方法で測定し、その結果がどうなったかを述べる。Collar Anti の任意の閾値に対して必要とされる精度からシンチレーターの厚さ、トリガーのかけ方に制限がつくことは 2.4.2で述べた。そこで、シンチレーターの光量の測定結果から、実際にどのような制限がつくのかを最後に説明する。

3.3.1 シンチレーターとファイバー

シンチレーターはクラレ社の SCSN-88 を使用、放出する光の波長は 380nm である。大きさは $15mm \times 180mm \times 0.25mm$ でファイバーを通す溝がある (図 3.5)。その図に示す A から D までの４通りの形状をテストした。B と D はシンチレーター自体の形状は全く同じで、単にファイバーの数が違うだけである。実際に Collar Anti にシンチレーターを使用する時は、シンチレーターも額縁状でその角では、シンチレーターに通してあるファイバーも曲げてやらなければならない。すると、ファイバーは通常よりもシンチレーターの外側の端から離れてしまう。そこで、粒子がファイバーから離れた地点と、近くに入射した場合とでは、読み出した光量に差があるかを比較するために、D の形状を用意した。ファイバーはクラレ社の SCSF-B2 を使用した。このファイバーには 430nm の光を発する波長変換材が混入しており、シンチレーターから入った光が一旦波長変換材に吸収され、等方的に再発光される。この再発光された光がファイバー中を全反射して PMT に届く。ファイバーは中心部と外側で屈折率が異なっており、全反射しやすいようになっている。長さは 150cm、直径は 1mm のものを使用した。ファイバーで読み出した光を検出するのには、浜松ホトニクス社の H1161P という PMT を使った。その PMT の特性は表 3.2にまとめておく。この PMT は暗電流が少なく、かつ高増幅率なので光電子の数を数えるのに向いている。

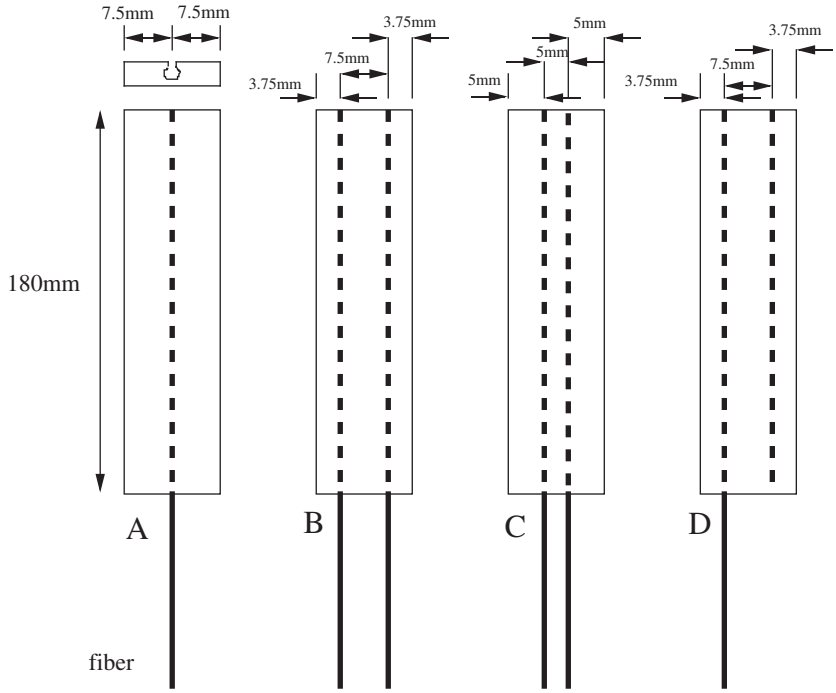

図 3.5: シンチレーターの溝の形状

品名	最大電圧 (V)	増幅率	上昇速度 (ns)
H1161P	2700	1.1×10^{-6}	2.6

表 3.2: 実験に使用した光電子増倍管 H1161P の特性

3.3.2 光量の測定

MIP 1個が入射してきた時のシンチレーターの光量を測定した手順と、その結果を順に説明していく。まず、全体のセットアップについて述べて、次に、光量の単位をどのように決めたかを述べる。そして、その単位をもとに、形状の違うシンチレーターの光量を比べた。

シンチレーターの光量を測定する際には、3.1の Collar Anti の部分をシンチレーターに置き換えて、他のセットアップはその図 3.1に示してあるのと同様で測定を行なった。3.2.1節で述べたように、シンチレーターからの光をファイバーで読みだし、PMT で検出した。この測定の時に、シンチレーターの幅は 15mm だが T3 の幅は 10mm しかなく、ホドスコープの SSD 検出器も有感幅は約 13mm なので、シンチレーターの幅全体にわたって光量を測定することはできなかった。そこでシンチレーターの幅について半分の領域で光量の測定を行なった。シンチレーターの形状は、A から C は対称なので中心から半分だけの測定で光量の測定には十分である。D については、粒子がファイバーから離れた地点に入射する場合を想定してテストを行なうので、ファイバーの通っていない半分側に粒子を入射させて、その光量を測定した。

MIP 1個がシンチレーターを通過した時のシンチレーターの光量を測定するにあたって、その光量の基準として PMT から光電子 (photoelectron;p.e) が何個放出されるかを単位とすることにした。以下、光量としては 1 p.e とか 2 p.e というように表記する。まず、光量の基準となる 1p.e が ADC の何カウントに対応するのかを調べた (図 3.6と図 3.7)。 ADC のペデスタルを測定しそれを gaussian で fit し、1p.e のピークをやはり gaussian で fit して、それらの中央値の差の ADC カウントを 1p.e の単位とした。 1 p.e の分布を得るには、ファイバーの末端を PMT の光電面から約 20cm ほど引き離して、読み出す光を弱めた。この方法で 1p.e の ADC カウントを求めたところ、ペデスタルより 8.8 カウント上だった。ペデスタルはテストごとに変化することもあるので、ビームがシンチレーターに入射していない時のデータを使って 1 回のテストごとに測定し直した。それでも大幅な変動はなく、26 カウント前後だった。

MIP として測定に用いたビームは 2GeVπ 中間子である。形状 B についてと、それの 2 枚重ね (BB と呼ぶことにする。以後も 2 枚重ねたものについては、同様の呼び方をする。) についての ADC 分布が図 3.8である。これらの分布図の平均カウントを 1p.e に対応する ADC カウント (今は 8.8 カウント) で割ってそれぞれの形状の 1 MIP に対する光量とする。それを色々な形状についてまとめたのが表 3.3である。この表からわかるように、シンチレーター 1 枚では B が、 2 枚重ねでも BB が最も光量が多かった。

次に、シンチレーターのファイバーが通っている部分と、シンチレーター部分の光量に差があるのか調べてみた。図 3.9 は、BB を測定した時のビームの分布である。上は何もカットをかけていない状態で、下は ADC カウントが 50 カウント以下

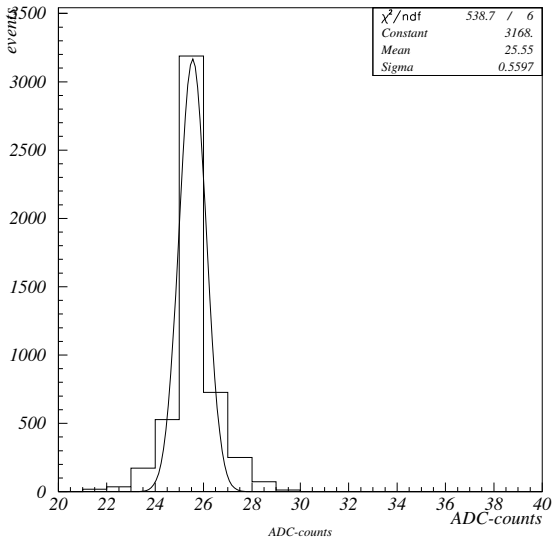

図 3.6: ペデスタルの ADC 分布

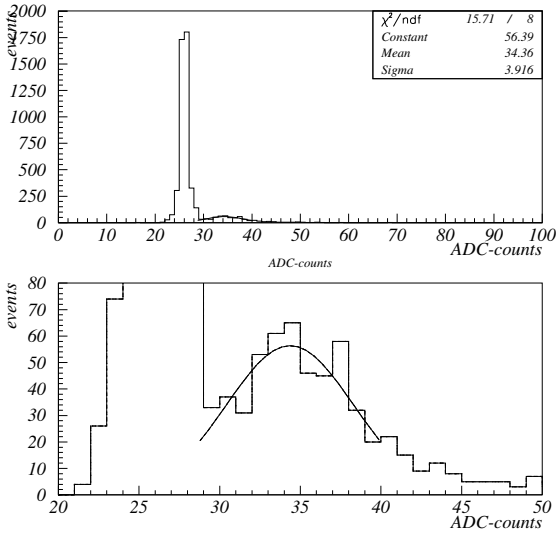

図 3.7: 1p.e の ADC 分布

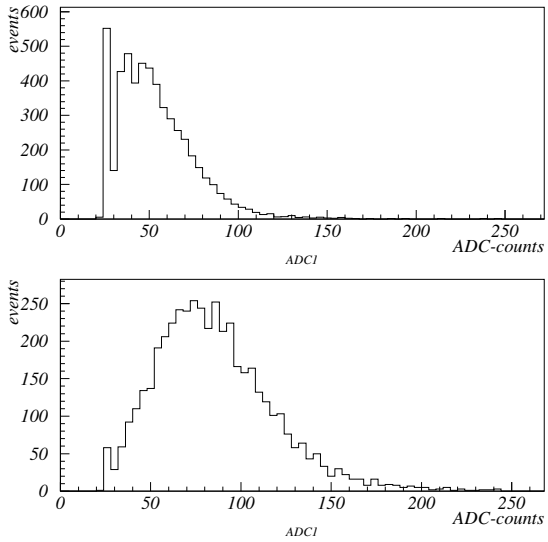

図 3.8: B (上図) と BB(下図) のシンチレーターの ADC 分布

形状	光量 (p.e)
A	2.2
B	3.2
C	2.8
D	2.1
AA	5.6
BB	6.8
AB	5.8
AC	5.3
BC	6.2

表 3.3: 色々な形状のシンチレーターの 1 MIP に対する光量

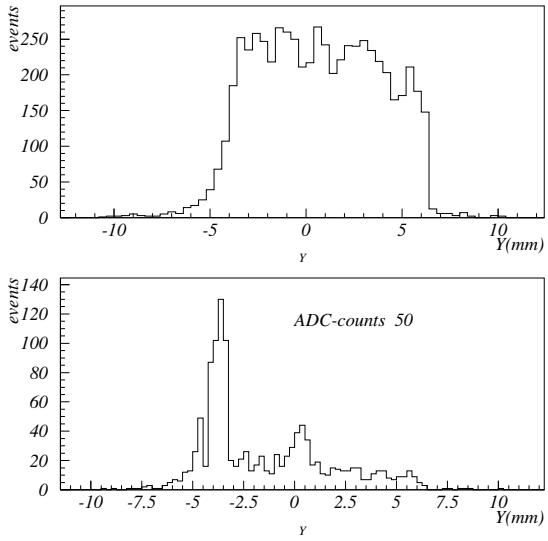

図 3.9: シンチレーター部分とファイバー部分の光量の差

の部分だけを表示した。その図の y=-3.5mm の地点から y=11.5mm の地点までにシンチレーターが設置してあり、y=0.25mm の地点にシンチレーターの溝に通してあるファイバーがある。図 3.9の下図をみると、y=0.25mm のちょうど、ファイバーが通っている部分にピークのあることがわかる。そこで、このピークのある部分の光量と、そうでない部分の光量を比べてみたところ、ファイバー部分は、シンチレーター部分の約 70% しか光量がなかった。(y=-3.5mm の地点にピークがあるが、この部分より y の小さい地点にはシンチレーターがないため、ピークが表れた。)

Collar Anti の検出効率は粒子の入射地点に関して一様であってほしいので、上の結果から BB ではなく、次に光量の多かった BC のシンチレーターを Collar Anti のテストの時に使うことに決定した。Collar Anti のテストの時は、粒子を Collar Anti の端に入射させてテストを行なうが、このときファイバーが粒子の入射位置に近い時と遠い時での変化を調べるために、D タイプのシンチレーターも Collar Anti のテストに使用することにした。

3.3.3 シンチレーターの光量からの制限

2.4.2節で述べたように、Collar Anti に任意の閾値を設定すると、それに伴ってその閾値に対して必要な精度が決まってくる。すると、その精度を得るためにはシンチレーターの光量にも制限がついてくる。この節では、その制限について調べる。

まず、表 2.5で必要とされる精度を達成するための光量を考えてみる。例えば、

SUM トリガー閾値 (MIP 相当)	必要な精度 (%)	必要な光量 (p.e)
7	23	0.9
8	17	1.4
9	14	1.9
10	10	3.3
11	6.4	7.3
12	5.0	11
13	4.6	12
OR トリガー閾値 (MIP 相当)	必要な精度 (%)	必要な光量 (p.e)
13	29	0.9
15	11	5.5
17	9.0	7.2
19	7.8	8.6
21	7.3	9.0
23	6.6	10
25	6.1	11

表 3.4: 任意の閾値に対して必要なシンチレーターの光量

Collar Anti の SUM トリガーでの閾値 10MIPs 相当では、閾値の精度 10% が必要になっている。その閾値のときに１００個の光電子があれば、統計誤差 10%なので必要な精度を達成するには十分である。 (ただし、閾値の精度 10%という場合は閾値の中央値が 10%以上変動してはならないことを意味しているので、かならずしも 10%の分解能を必要としているわけではない。ここでは、簡単のために十分条件について考えている。) SUM トリガーで１００個の光電子が必要ということは、１枚のシンチレーターで 33.3 個の光電子が発生すればよい。今、閾値は 10MIPs 相当であるから、シンチレーターを 1 MIP が通過した際に 3.3 個の光電子を発生すればシンチレーターの光量としては十分ということになる。

上記のようにして、任意の閾値に対して必要な光量 (1MIP あたりの光電子数) を求めた。その結果を表 3.4にまとめた。

この表 3.4が 3.1節の目的３ (光量の測定) の答えとなっている。シンチレーター BC は 1 MIP が通過した際に 6.2 個の光電子を発生するから、SUM トリガーでは閾値を１０ MIPs 相当よりも低く、OR トリガーでは１３ MIPs 相当よりも低く閾値を設定する必要がある。BC、BC と重ねた厚さ 10mm のシンチレーター (BCBC) では 1 MIP が通過したとき、BC の 2 倍の光量すなわち 14.4 個の光電子が発生するはずだから、表 3.4にのっている閾値ならば、どこに設定してもよいことになる。

また、目的４　(シンチレーターの形状の決定) に対しては、光量が多く、かつ発光量に場所依存性が少ないという 2 点から、形状 BC を Collar Anti のシンチレーターとして使用する、というのが答えである。

以上の結果から、Collar Anti のテストの時には、形状 BC のシンチレーターを使用した。さらに、発光量の多い BCBC もテストに使用し、BC と BCBC のときの Collar Anti の電子に対する検出効率の違いを調べた。また、Collar Anti のタングステンで粒子が電磁シャワーを作った際に、ファイバーから遠い部分に粒子が入射する時と、近い部分に入射する時では光量にどれぐらい差があるのかを調べるために、形状 D のシンチレーターもテストに使った。

3.4　Collar Anti の電子に対する検出効率

3.1節で述べた目的１　(ΔDの測定) のために、Collar Anti の検出効率の場所依存性を調べた。特に重要なことは、シミュレーションと実測した検出効率との違い ΔDを精度よく求めることなので、Collar Anti の端がどこなのかを正確に知らなければならない。そこで、この節では最初に Collar Anti の電子に対する検出効率の測定方法と、Collar Anti の端の見つけ方の説明をする。そして、その方法で調べた結果とシミュレーションの結果を比較してΔDについての考察を行なう。そのとき使ったシンチレーターは 3.3節の結論から BC または BCBC とした。

以上が電子を使って Collar Anti の検出効率を測定した第 1 の目的だが、目的 2 (目的 1 のクロスチェック) のために調べた点もあるので、それらの説明を次に行なう。

絶対的な光量の違いが Collar Anti の検出効率に影響を与えているのかを調べるために、BC と BCBC のシンチレーターのときで、CA の電子に対する検出効率に差があるか比べた。次に、Collar Anti に設定する閾値を変化させて、Collar Anti の電子に対する検出効率と閾値との相関を調べた結果について説明し、さらにその結果とシミュレーションとを比較検討していく。最後に、テストを行なった Collar Anti はモンテカルロシミュレーションから最適化した 3 層構造だが、データとしては 1 層構造、 2 層構造についての解析を行なえるだけのデータがあるので、 1 層構造、 2 層構造と 3 層構造の電子に対する検出効率の比較を行なって、本当に 3 層構造が優れていることを示す。

3.4.1　CA の電子に対する検出効率の測定方法

まず、どのような方法で CA の電子に対する検出効率の測定を行なったかを説明する。3.1節の目的のために CA の幅の方向　(y 軸方向) の関数として CA の検出効率を測定する　(x 軸と y 軸は図 3.4で定義した)。よって、x の情報は今回のビームテストを通して使用していない。

CA の電子に対する検出効率 (eff) は、以下のように定義した。

$$eff \equiv \frac{n}{m}$$

ただし、n は電子の入射地点を $50\mu m$ 刻みに区切り、その区間内に入射した電子の数とする。m はその区間に電子が入射した事象のうち、CA に設定した任意の閾値を超えた事象数とする。目的 1 で調べたいのは$\Delta D \leq 150\mu m$ であるということ、また、3.2.4節で述べたように、SSD での多重散乱のために 2GeV の電子で約 $30\mu m$、1GeV の電子では約 $60\mu m$ の入射位置不定性がある点から、電子の入射地点の決定を y 軸に沿って $50\mu m$ 刻みにする事は適当であると考える。

3.4.2 CA の端の見つけ方

電子に対する CA の検出効率の場所依存性を示す図において、CA の端の地点がどこかを知る必要がある。そこで、CA の端の位置を探し出す方法について説明する。

方法 1 CA の端がどこかを見つけるために、エッジカウンター (EC) と呼ぶプラスチックシンチレーターを使った。この EC を CA に並べて設置し、EC の検出効率が落ちる場所を調べることで CA の端を見つけた。EC は大きさが

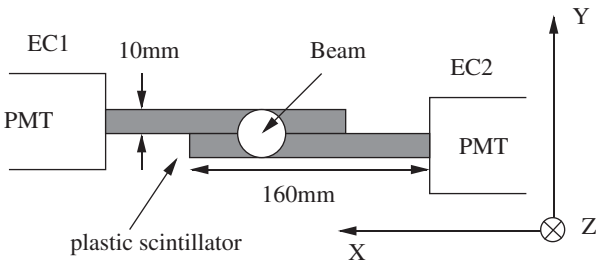

図 3.10: CA の端の見つけ方 (エッジカウンターの検出効率)

$10mm \times 15mm \times 160mm$ の角柱状のプラスチックシンチレーターを浜松ホトニクス社の H1161 という PMT に直接接着したものである。まず、CA を設置する前にこの EC 2 本を用意 (EC 1、EC 2) し、図 3.10 に示すように、2 本の EC を隙間なく向かい合わせて、その接触している面がビーム軸に重なるように設置する。このとき、2 本の EC の増幅率によらず、π中間子に対する検出効率の y 依存性が対称になるように以下の方法で EC の閾値を設定した。2 本の EC での 2GeV のπ中間子のエネルギー損失は図 3.11のような分布だった。この分布のピークとペデスタルの差 (ave) をそれぞれで求めて、ペデス

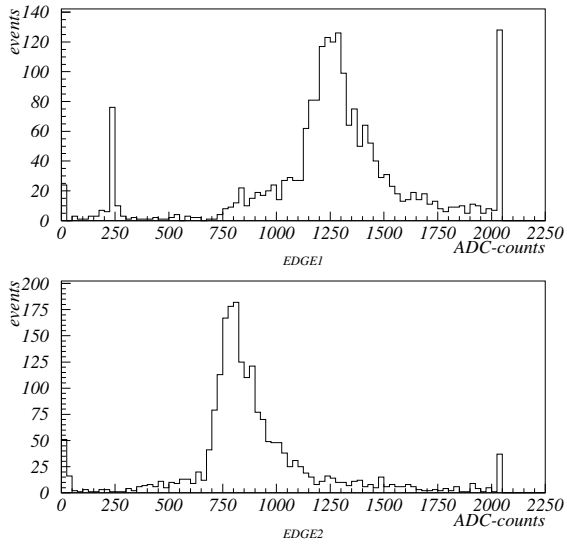

図 3.11: ２本のエッジカウンターのエネルギー分布

タルから ave カウントの約 75%上のカウントを閾値とした。結局、設定した閾値は EC １では６５０カウント、EC ２では１０００カウントだった。

このようにして閾値の決まった EC の接触している面の中心にπ中間子を入射させる。すると、２本の EC の検出効率の場所依存性の曲線は図 3.12 のようになった。図 3.12から、π中間子に対する EC １と EC ２の検出効率は y=-$0.225(\mathrm{mm})$ の地点を中心に対称になっていることがわかる。そこで、この地点を EC １と EC ２との境界面と考える。そして、２つの EC のπ中間子に対する検出効率が 50%となる地点の間隔は $0.45\mathrm{mm}$ なので、境界面は EC の検出効率が 50%となる地点から $0.225\mathrm{mm}$ 離れた所として決めることができる。

次に、この EC の１本を CA に置き換える。２本の EC の場合と同様に隙間なく接触させ、その面をビーム軸に持っていく。こうして、EC と CA の検出効率を測定すると、図 3.13 のような曲線が得られるはずである。EC の検出効率が 50%の地点から $0.225\mathrm{mm}$ 離れた地点が EC と CA の境界面のはずなので、この地点を CA の端とみなす。

厚さ約 $8\mu m$ のアルミニウムマイラーフィルムで EC のプラスチックシンチレーター部分を包んである。そこで実験においては、EC と EC の間にはマイラー２枚分、EC と CA の間にはマイラー１枚分しか間隔がないことをセットアップを変える度に確認した。

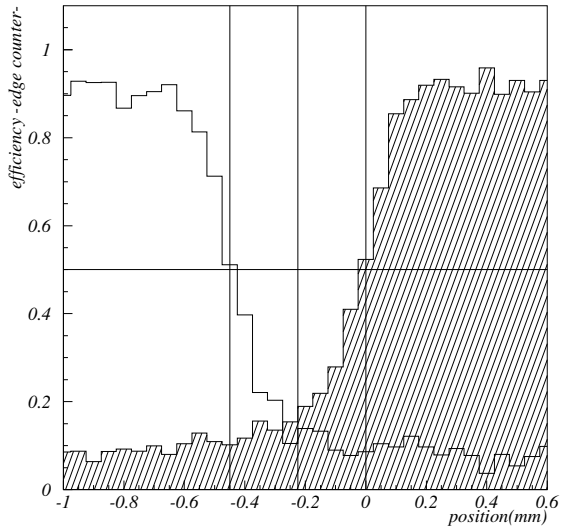

図 3.12: エッジカウンターの検出効率

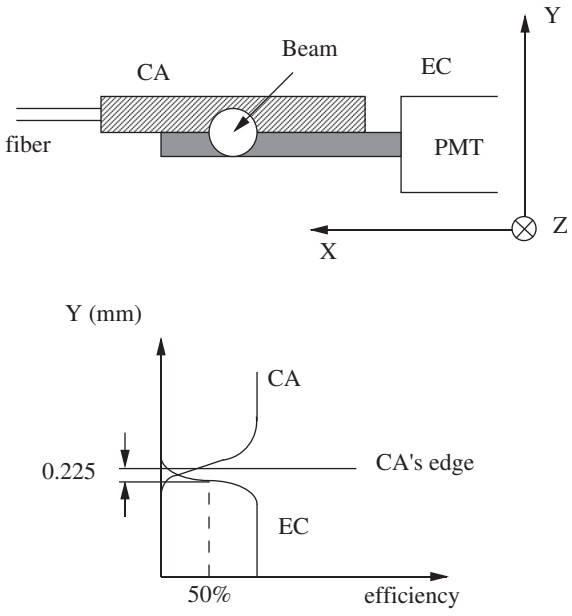

図 3.13: CA の端の見つけ方 (CA の検出効率)

方法 2 クロスチェックとしてもう 1 つの方法でも CA の端がどこなのかを調べた。
それは、CA の検出効率は幅の方向 (y 方向) に対して対称だから、両方の端

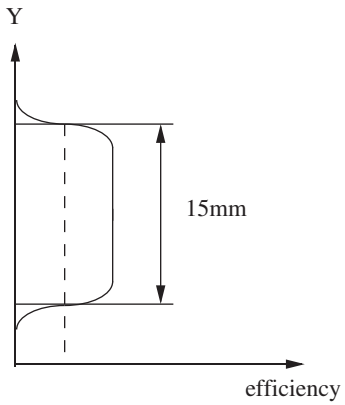

図 3.14: CA の端の見つけ方 (2 番目の方法)

で検出効率が等しくなった地点を CA の真の端と見なす (図 3.14) 方法である。ただし、この方法では、CA の幅が 15mm に対して SSD 検出器の有効幅が約 13mm しかないので、次に記すようにスペーサーを使って 2 度にわたって測定しなければならない。最初に、CA の上の端をビームの中心に設置して電子に対する CA の検出効率を調べる。次に、CA の下に CA の幅と同じ厚さ 15mm のスペーサーを挿入し、CA の下の端がビームの中心に来るように設置する。この様にして CA の電子に対する検出効率を上下両方の端で調べた。そのため、スペーサーの精度と、タングステンの工作精度に大きく影響され不定性が大きいので、あくまで方法 1 のクロスチェックとして方法 2 は使用する。実際に使用したタングステンの精度は幅 15mm に対して$\pm 0.05mm$ で、スペーサー (厚さは 15mm) の精度は$\pm 0.15mm$ だった。

3.4.3 CA の電子に対する検出効率

CA の電子に対する検出効率の測定は、タングステンのすぐ後ろに BC を置いたものの 3 層構造 (3 WBC と呼ぶ) と、タングステンのすぐ後ろに BCBC と配置したものの 3 層構造 (3 WBCBC と呼ぶ) の 2 種類について行なった。この節では、3 WBCBC について説明し、3 WBC との比較については後の 3.4.5節で行なう。

CA の検出効率測定においては、1GeV と 2GeV の電子を入射粒子として用いた。CA に接触するように配置した EC の検出効率の測定においては、次に述べる理由から 1GeV と 2GeV のπ中間子を入射粒子として用いた。電子をそのまま使用すると、EC と接触している CA のタングステン部分で電子が電磁シャワーを作り、そ

のシャワーがビームと垂直方向に広がり、EC にエネルギーを落としていく。その結果、粒子が CA に入射した地点でも EC の検出効率が下がらず、CA と EC との境界がわからなくなる。よって、CA に並べて設置してある EC の検出効率を測定するときには、π 中間子トリガーを用いた。

CA には、3 層の OR トリガーと SUM トリガーでそれぞれ 3MIPs 相当のエネルギー損失を閾値として設定した。2GeV の電子に対する 3 WBCBC の検出効率を電子の入射地点 (y) の関数として図 3.15に示す。図 3.15から、CA は端から数 $100\mu m$

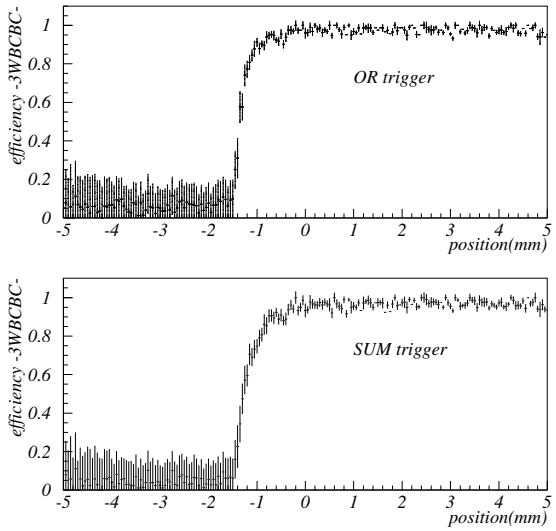

図 3.15: 2GeV 電子に対する CA (3WBCBC) の検出効率。上が OR トリガー、下が SUM トリガー。各点の縦棒は統計誤差を表す。

までの地点以外では、トリガーのかけ方によらず、電子に対してほぼ 100%近い検出効率をもっていることがわかる。また、OR トリガーと SUM トリガーとでは CA の端付近での検出効率に差があるが、これは 2.3.6節でも述べたように、単なる 3 MIPs 相当の閾値では、絶対的な閾値は SUM では OR よりも 3 倍も高い。

端付近を拡大して、CA の電子に対する検出効率を電子の入射地点の関数として示したのが図 3.16である。図の誤差棒のついた点が電子に対する CA の検出効率で、ヒストグラムがπ中間子に対する EC の検出効率を表している。このとき、CA の下に EC を設置したので、この図 3.16は CA の下の端での電子に対する検出効率を示している。3.4.2節で説明したように、EC の検出効率が 50%の地点から CA のある方向へ $225\mu m$ 進んだ地点 (y=-1.4) を CA の端とみなす。

クロスチェックとして、方法 2 でも CA の端を見つけた。2GeV の電子の時の検

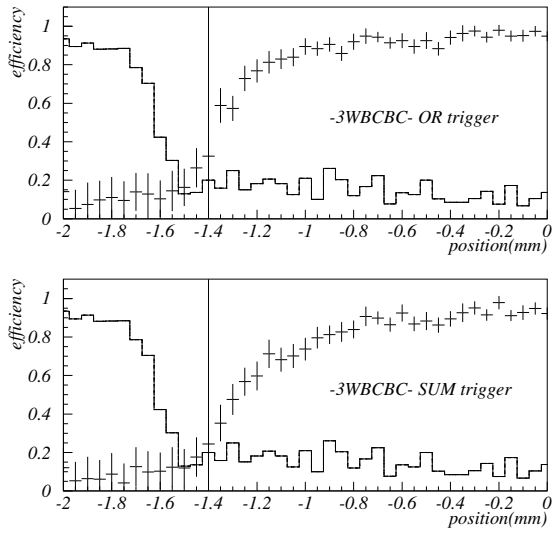

図 3.16: 2GeV 電子に対する CA (3WBCBC) の検出効率。上が OR トリガー、下が SUM トリガーで閾値を設定した。点についている縦棒は、統計誤差を示す。ヒストグラムは EC の検出効率。

出効率を CA の両端付近で測定した結果を 3WBCBC の OR トリガーについて表しておく。図 3.17の上図が CA の上の端がある部分、下図が下の端のある部分に対応している。そこで、図 3.17から、幅 15mm で検出効率の等しい地点を探した。電子

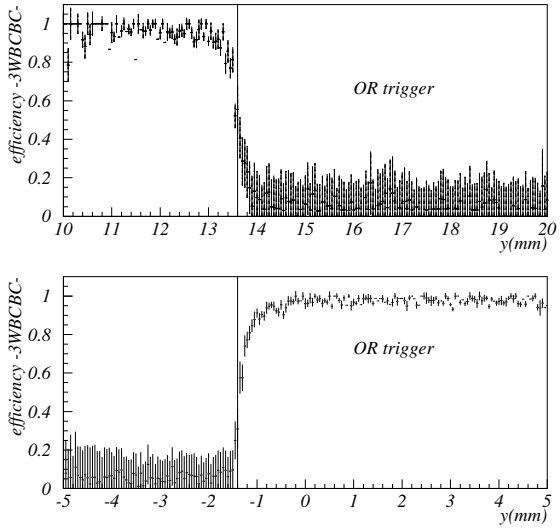

図 3.17: 2GeV 電子に対する CA (3WBCBC) の両端での検出効率。上図が CA の上の端、下図が下の端付近の検出効率。各点の縦棒は統計誤差を表す。

の入射地点が y=13.6mm の地点と、y=-1.4mm の地点では、検出効率が 40% と等しく、かつ、幅が 15mm となる。よって、その地点を方法 2 で見つけた CA の端とし、図 3.17の中に方法 2 で見つけた CA の端の地点に線を引いておいた。

以上のようにして、CA の端を 2 つの方法で探したが、どちらの方法でもほぼ同じ地点を CA の端と決定できた。よって、CA の端を探す 2 つの方法は間違っておらず、CA の端と決めた地点が本当の CA の端だと結論づける。

3.4.4 モンテカルロシミュレーションとの比較

ここでは、ビームテストの目的 1 (ΔDの測定) のために、電子に対する CA の検出効率について、実測した結果とシミュレーションの結果とを比較していく。最初に実験結果との比較のために行なったシミュレーションについて説明し、つぎに、実験結果とシミュレーション結果の比較について説明する。

まず、ビームテストの目的 1 のためには、実測した結果と比較するためのシミュレーションを行なわなければならない。設計のために行なったシミュレーションで

は入射粒子がγ線だが、CA の検出効率を測定したときに使った粒子は電子なので、電子に対する CA の検出効率をシミュレートする必要がある。また、設計の際にはγ線を CA の端から $100\mu m$ の地点だけに入射させていたが、CA の電子に対する検出効率の場所依存性を比較するために、CA の端から $50\mu m$ 刻みで 1mm の地点までの２０点でシミュレーションを行なった。使用したシミュレーターは GEANT である。さらに、ビームの入射地点は任意で問題ないが、ビームの入射角度は実験とシミュ

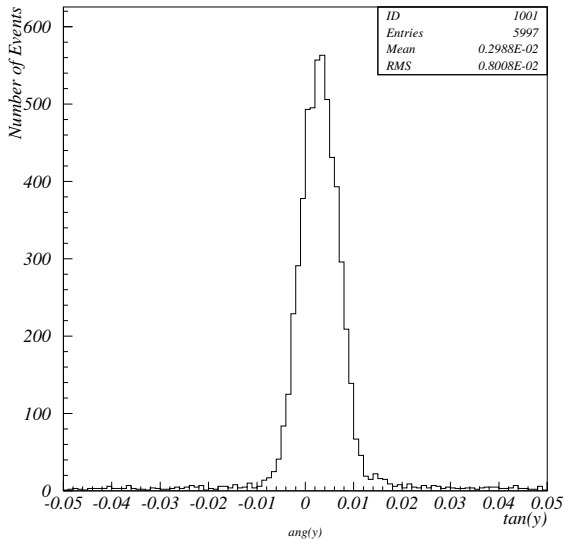

図 3.18: ビームテストとシミュレーションの粒子の入射角度分布

レーションで一致していないと検出効率に差が出ると予想する。例えば、CA の端にビームが入射した場合、入射角度によっては粒子のエネルギーが端からしみ出してしまうこともある。そこで、シミュレーションでは、実験での粒子の入射角度分布に従う乱数を発生させて、粒子を入射させた。図 3.18は、実験での粒子の入射角度分布を表しており、この分布に従う乱数を発生させた。シンチレーターの発光量についても、3.3.2節で実測した光量に基づいて、その発光量でのポアソン分布に従う乱数を発生させ、シンチレーターに１ MIP 相当のエネルギー損失があった時に、どれだけの光電子が出てくるかを考慮に入れてシミュレーションを行なった。実験と同様に３層の OR トリガーと SUM トリガーで３ MIPs 相当に閾値を設定した。

電子に対する CA の検出効率についてシミュレーションの結果と実験の結果を重ねたのが、図 3.19と図 3.20である。図 3.19は 2GeV の電子に対する CA の検出効率を、図 3.20は 1GeV の電子に対する CA の検出効率を表している。誤差棒のついているのが実験の結果で、黒の点がシミュレーションの結果である。誤差棒は、２項

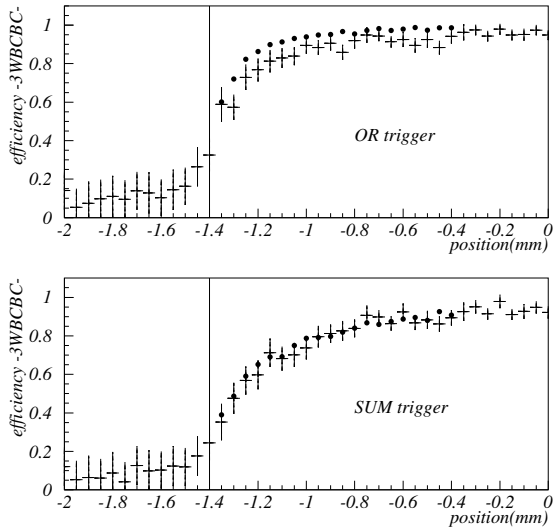

図 3.19: 2GeV 電子に対する CA(3WBCBC) の検出効率の実験とシミュレーションとの比較

分布から得られる統計誤差を示している。図 3.19と図 3.20からわかるように、入射電子の運動量に依らずシミュレーションの結果と実測した結果とは、ほぼ一致している。

ビームテストの目的１ (ΔD) の比較だが、図 3.19あるいは図 3.20からシミュレーションと実測した CA の電子に対する検出効率の違いΔDは、最大でも 2GeV 電子の OR トリガーのときの$\Delta D \sim 100\mu m$ で、$\Delta D \leq 150\mu m$ の要請を満たしていることがわかる。よって、CA の構造３ WBCBC を本番の E832 実験に使用して問題ない。

3.4.5 シンチレーターの光量と CA の電子に対する検出効率

1MIP に対するシンチレーターの光量の測定結果は 3.3節で説明した。ここでは、タングステンで電磁シャワーを作った時のシンチレーターの光量を測定した結果について説明する。さらに、前節で説明した３ WBCBC の形状の CA と、シンチレーターの厚さを半分にした３ WBC の形状の CA の電子に対する検出効率の違いを調べ、シンチレーターの絶対的な光量の差が CA の検出効率に影響を与えるかを考察する。

まず、タングステンで電磁シャワーを作ったときのシンチレーターの光量を比較する。入射粒子は 2GeV の電子で、タングステンのすぐ後ろに比較するシンチレーターを置いた。比較したシンチレーターの形状は、BC、BCBC、DD、D’D’の４

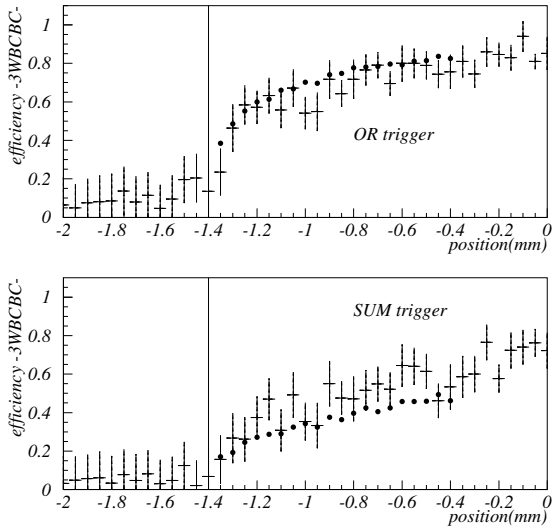

図 3.20: 1GeV 電子に対する CA(3WBCBC) の検出効率の実験とシミュレーションとの比較

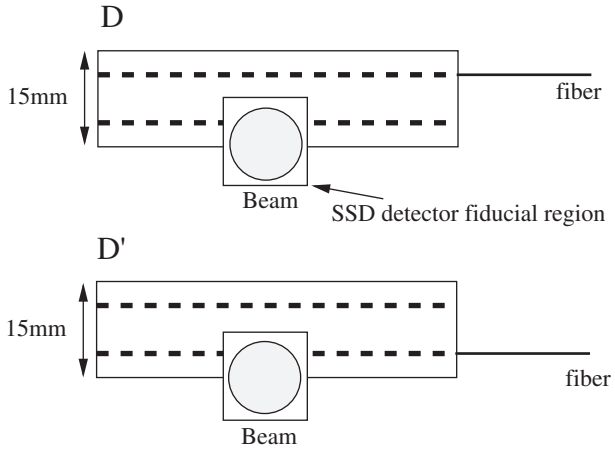

図 3.21: シンチレーターのビームに対する設置の仕方。D はファイバーから遠い地点、D ′ はファイバーに近い地点にビームが入射している。

種類である。D と D′ は図 3.21に示すように、ファイバーを 1 本のみ通す。この目的は、電子がファイバーに近い地点に入射したときと、遠い地点に入射したときでのシンチレーターの電磁シャワーに対する発光量を比較するためである。図 3.22は、2GeV 電子が電磁シャワーを生成したときの、シンチレーター DD と D′D′ の光量分布を示している。その図 3.22から、DD つまりファイバーが電子の入射地点に遠

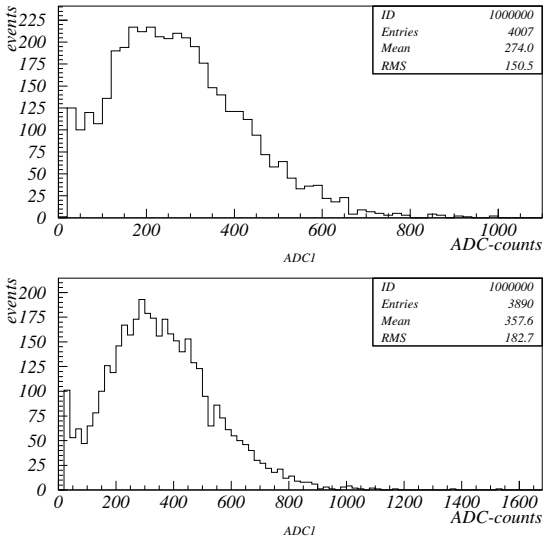

図 3.22: シンチレーターの光量 (ADC 分布)。上が DD で、下が D′D′ のシンチレーターを使ったときの光量分布を表す。

い場合は、近い場合 (D′D′) に比べて約 75%の光量しかないことがわかる。3.3.2 節で議論したように、ファイバーが通っている部分自体は、通っていない部分にくらべて発光量は少ない。しかし、シンチレーターで発光した光をファイバーで読みだすとなると、立体角の関係やシンチレーター内での光の減衰などのために、ファイバーに近い部分に電子が入射した方が発光量が多くなると考える。

次に、タングステンの後ろに BC があるとき (WBC) と BCBC があるとき (WBCBC) との電磁シャワーに対するシンチレーターの発光量を比較する。図 3.23 の上は、タングステンの後ろに BC という 1 層構造 (WBC) のときのシンチレーター BC の光量、下はタングステンの後ろに BCBC があるとき (WBCBC) の光量を示している。WBCBC は WBC に比べてシンチレーターの厚さが 2 倍になっているにもかかわらず、光量は 1.5 倍にしかなっていなかった。MIP が通過する際には、表 3.3からわかるように、シンチレーターの厚さを増やすとそれに比例して光量も増えていた。これは、MIP の MIP たる性質から当然のことであるが、電磁シャワー

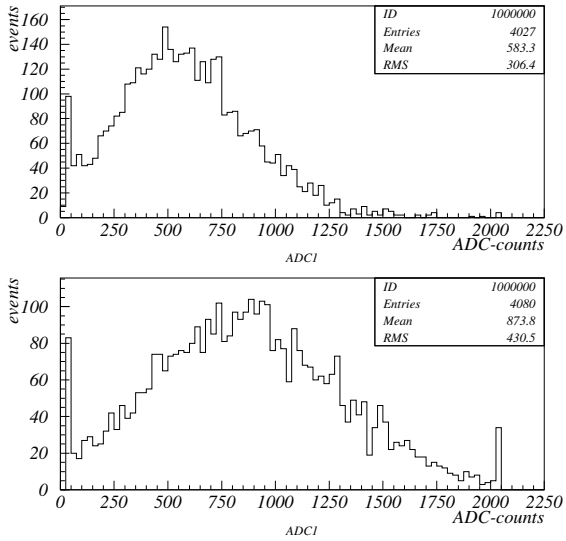

図 3.23: シンチレーターの光量 (ADC 分布)。上はタングステンの後ろに BC があるときで、下はタングステンの後ろに BCBC がある場合。

においてシンチレーターで検出する粒子 (電子、陽電子) は、そのエネルギーにばらつきがあり、エネルギー損失も MIP のようなエネルギー損失量ではないので、シンチレーターの厚さを 2 倍にしてもエネルギー損失は 2 倍にはならないと考える。

次に、3WBC の形状の CA の電子に対する検出効率を 3WBCBC のときと比較する。入射粒子を 1GeV あるいは 2GeV のπ中間子にすると、WBCBC の光量は WBC に比べて 2 倍になっていたので、π中間子は MIP と考える。そして、電子に対する CA の検出効率を測定するときの閾値を 3WBCBC のとき同様、MIP 3 個相当のエネルギー損失に設定した。

図 3.24に 1GeV の電子に対する 3WBC の検出効率、図 3.25に 2GeV の電子に対する 3WBC の検出効率を示す。誤差棒のついているのが実験値で、黒の点がシミュレーションの結果を表す。図 3.24と図 3.20あるいは、図 3.25と図 3.19を比較すると、1GeV、2GeV にかかわらず、3WBC と 3WBCBC との差はほとんどない。さらに、端から $50\mu m$ と $100\mu m$ の地点を除くと、実験値とシミュレーション結果との間に、3WBC でも電子に対する検出効率の差はなかった。端から $50\mu m$ と $100\mu m$ の地点でのシミュレーションとの違いは、3.5節で考察する。

実質 3WBC と 3WBCBC との検出効率の違いはなく、絶対的な光量の差は検出効率に影響をおよぼさないと考える。よって、検出効率だけを考えるなら、シンチレーターの厚さは 3WBCBC の 10mm でも 3WBC の 5mm でもどちらでもよい。

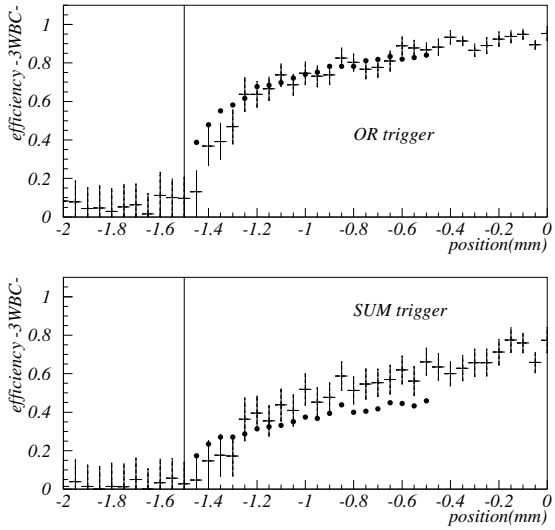

図 3.24: 1GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率とそのシミュレーション結果。上は OR トリガー、下は SUM トリガーでトリガーをかけた。

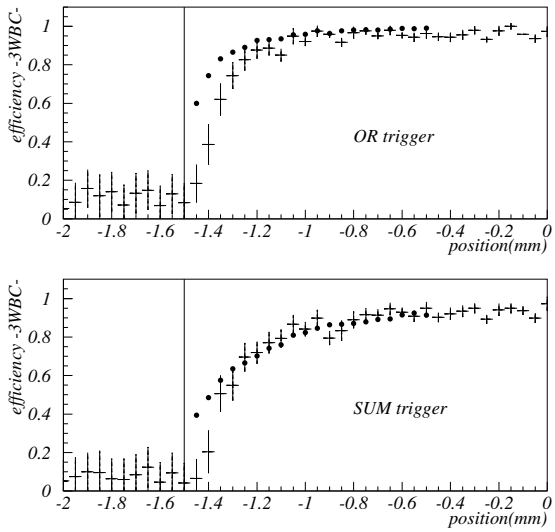

図 3.25: 2GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率とそのシミュレーション結果。上は OR トリガー、下は SUM トリガー。

3.4.6 電子に対する CA の検出効率と閾値

3.1節の目的１ (ΔDの測定) のために、CA の検出効率を幅の関数として、シミュレーション結果と実験値とを比較した。その結果、$\Delta D \leq 100\mu m$ で、CA に対する要請を満たしていることがわかった。この節ではクロスチェックとして、設定する閾値を変えて電子に対する CA の検出効率をシミュレーションと比較する。

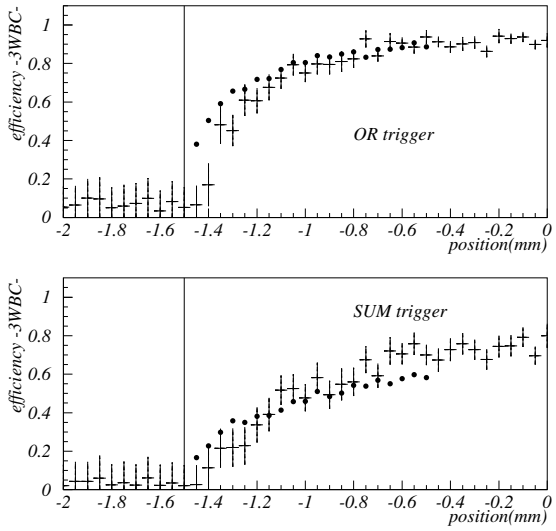

図 3.26: 2GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率 (閾値を 6 MIPs 相当に設定) とシミュレーションとの比較。上が OR トリガー、下が SUM トリガー。

図3.26は、閾値を6MIPs 相当に設定したときの2GeV の電子に対する CA(3WBC) の検出効率を、シミュレーションの結果と比較したものである。誤差棒のついているのが実験値で、黒い点がシミュレーションの結果を表している。図 3.26と図 3.25を比べるとわかるように、設定する閾値を変えても、実験結果とシミュレーションの結果との間の差はあまり変化がない。ここでも、最大のΔDで$\Delta D \leq 100\mu m$ だから、CA に対する要請を満たしている。

ほかに閾値を 2MIP と 4MIP 相当にも設定して同じことを行なったので、その結果を図 3.27と図 3.28に示す。図 3.27は、CA の端から $150\mu m$ の地点での電子に対する CA (3WBC) の検出効率を閾値の関数として描いたものである。図 3.28は、端から $500\mu m$ の地点での検出効率を同じく閾値の関数として描いたものである。トリガーはどちらも SUM トリガーを使用した。この 2 つの図からわかるように、CA の検出効率とシミュレーションとの間の合致性は、設定する閾値には依存しない。

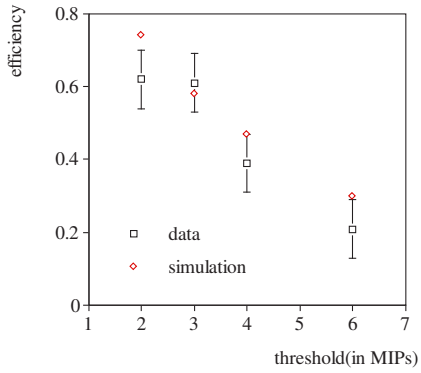

図 3.27: 閾値の関数としての $\mathrm{CA(3WBC)}$ の電子に対する検出効率 (端から $150\mu m$ の地点)

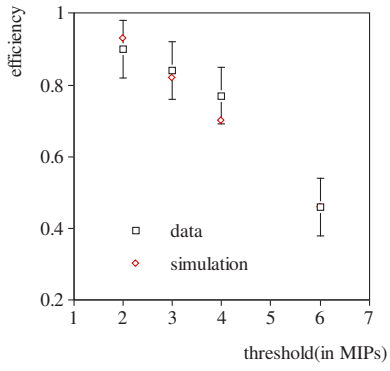

図 3.28: 閾値の関数としての $\mathrm{CA(3WBC)}$ の電子に対する検出効率 (端から $500\mu m$ の地点)

以上より、閾値を動かしても CA の電子に対する検出効率はシミュレーションからずれることがなく、$\Delta D \leq 100\mu m$ であることがわかった。

3.4.7 層数の違う CA の検出効率の比較

今までの電子に対する CA の検出効率は全て 3 層構造のもので議論してきた。この節では、1 層と 2 層のものについてもシミュレーション結果と比較し、実験のクロスチェックとする。この結果が、シミュレーション通りであれば 2.3.5節で述べたように、3 層構造が最適であると結論づけることができる。

図 3.29は、1 層構造、2 層構造、3 層構造のそれぞれに OR トリガーで 3MIPs 相当の閾値を設定し、Collar Anti の電子に対する検出効率を比較したものである。ここで、Collar Anti は 3WBCBC、電子の運動量は 2GeV とした。この図からわか

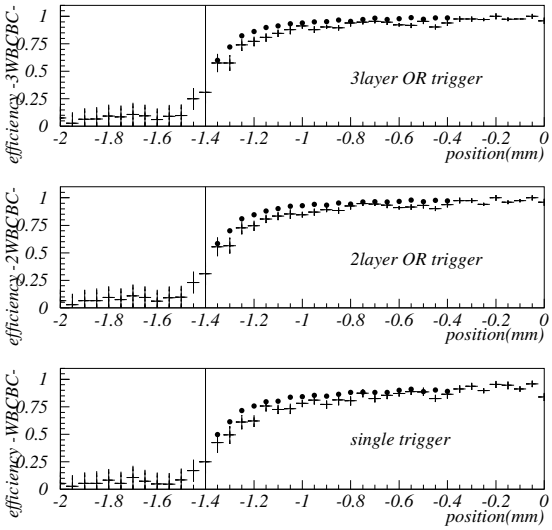

図 3.29: 2GeV 電子に対する CA の検出効率。一番上が 3 層の OR トリガー、真中が 2 層の OR トリガー、下が 1 層での検出効率。誤差棒のついているのが実験値で黒の点がシミュレーションの結果を表す。

るように、層の数が 1、2、3 と変化しても Collar Anti の電子に対する検出効率に大きな差はない。

しかし、図 3.29はあくまで電子に対する Collar Anti の検出効率なので、γ線に対する検出効率が 1 層でも 2 層でも 3 層でも同じだとは言えない。図 3.29からわかるように、どの層数でも実験値とシミュレーションの結果がほぼ一致しているので、

2.3.5節の議論が正しく、１層あるいは２層に比べて３層の方がγ線に対する検出効率は高いと予想する。つまり、γ線に対しては３層の方が検出効率は高いが、2GeV の電子では検出効率に差がないのだと考える。それを示すのが図 3.30で、2GeV の電子に対する Collar Anti の検出効率を電子の入射地点の関数として表している。図

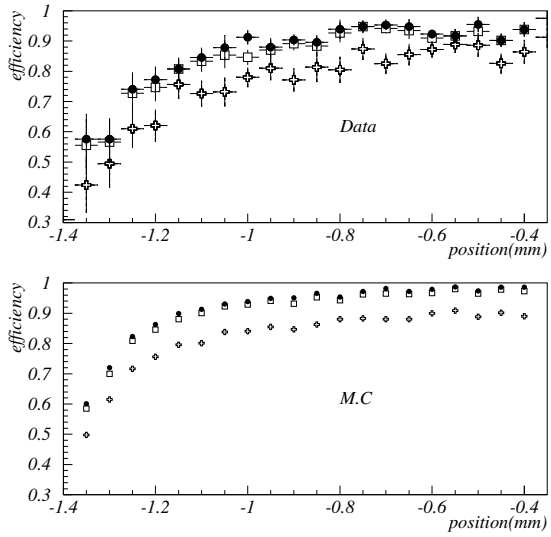

図 3.30: 上図が実験値、下図がシミュレーション の結果を表す。黒丸が３層構造の OR トリガー、白抜きの四角が２層構造の OR トリガー、白抜き十字が１層構造のときの検出効率である。

3.30の上が実験値で、下がシミュレーション の結果である。黒の丸印が３層構造、白の四角が２層構造、白抜き十字が１層構造の結果を示している。図 3.30の下図からわかるように、2GeV の電子に対しては２層と３層とで検出効率に差はなく、わずかに１層構造では２層３層に比べて検出効率が低くなっている。このシミュレーション の結果を実験値はかなり再現しており、2GeV の電子に対する検出効率が層の数に依らないというのはシミュレーション 通りであった。

以上より、2GeV の電子に対する Collar Anti の検出効率は、層の数にあまり依存していないがシミュレーション 通りであったので、γ線に対する検出効率もシミュレーション 通りだろうと考える。よって、2.3.5節の議論は正しく、γ線に対しては３層構造の Collar Anti が最も検出効率が高いと結論する。

3.5 考察

電子に対する CA の検出効率が、シミュレーションの結果とほぼ一致していることをこれまでに見てきた。しかし、シンチレーターの厚さ、閾値、トリガーのかけ方などに依らず、端から $100\mu m$ ないしは $150\mu m$ の地点まではシミュレーションの結果よりもわずかに低くなっている。この問題について、この節では考察する。

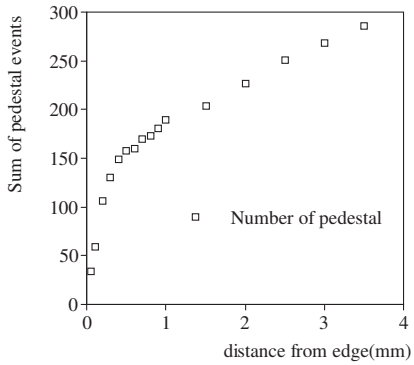

図 3.31: シンチレーターの端から任意の地点までに入射した事象のなかで、ペデスタルだった事象数を端から足し上げた値。傾きが任意の地点でのペデスタル事象数。

シンチレーター BC の端から任意の地点までの間に 2GeV のπ中間子が入射した事象について考える。ペデスタル事象数の積分値を端から任意の地点までの距離の関数として表したのが図 3.31である (図の傾きが任意の地点でのペデスタル事象数)。その図を見るとわかるように、端から $500\mu m$ 以上離れた地点では、ペデスタル事象は一定の割合で増加している。つまり、シンチレーターの光量が一定であることを意味している。ところが、端から $500\mu m$ 以内の地点では $500\mu m$ 以上離れた地点よりも傾きが急、すなわちシンチレーターの端では中央よりもペデスタル事象数の割合が増えている。これは、シンチレーターの端では中央部分よりも発光量が減少していると考え、その光量を比較した。

図 3.32は、シンチレーターの形状 BC の全体と端での 2GeV のπ中間子が通過した際の光量の違いを表している。上が、粒子の入射地点が全体で、下が粒子の入射地点を端から $500\mu m$ に限定したときの光量分布である。この上下の図を比較すると、端から $500\mu m$ までの地点ではシンチレーターの光量が全体に比べて約 50% しかなかった。さらに、端から $200\mu m$ までの地点では、その光量は全体の 15%程度だった。

シミュレーションでは、シンチレーターの発光量は場所に依存せず一定と考えているが、実際にはシンチレーターの端で発光量は減少している。そのため、CA の端での検出効率はシミュレーションの結果に比べて低くなっていると考える。電磁

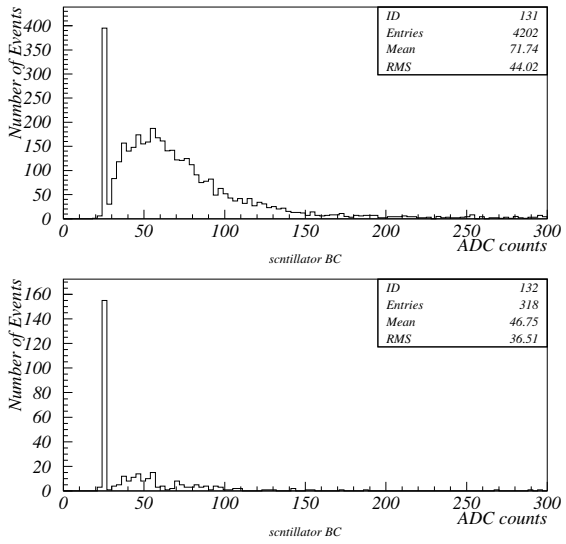

図 3.32: シンチレーター BC において、全体の光量と端での光量の違い。上がシンチレーター全体に粒子が入射したとき、下がシンチレーターの端から $500\mu m$ 以内に入射したときの光量 (ADC 分布)。

シャワーがシミュレーション通りに発生していないのではなく、シンチレーターの発光量がシミュレーション通りではないのである。

3.6 まとめ

3.1節で述べた目的 1 から 4 に対する結果をまとめておく。

1. 目的 1 (ΔDの測定)、 2 (目的 1 のクロスチェック) に対して、シンチレーターの厚さ、閾値、トリガーのかけ方に依らず、最大でもΔ$D \sim 100\mu m$ 程度でΔ$D \leq 150\mu m$ の要請を満たしている。シミュレーションの閾値の設定方法を改善すれば、さらにΔDは小さくなる。

2. 目的 4 (シンチレーターの形状) に対して、光量の多さ、場所依存性の少なさから形状 BC (図 3.5を参照) に決定する。

3. 目的 3 (シンチレーターの厚さ) に対しては、形状 BC のシンチレーターを使用するとして、SUM トリガーで 10MIPs 相当以下の閾値、あるいは OR トリガーの 15MIPs 相当以下の閾値ならば 5mm の厚さの BC で十分な光量が得られる。また、SUM トリガーで 13MIPs 相当以下、OR トリガーで 25MIPs 相当以下の閾値ならば BCBC という厚さ 10mm のシンチレーターで十分な光量が得られる。 (表 3.4参照。BC では 1 MIP が通過した際に 6.2(p.e)、BCBC ではその 2 倍の発光量である。)

以上が、ビームテストの結果である。

第 4 章

結論

今回研究開発を行なった結論を次に示す。要求される性能を満たすための CA の形状は、厚さ 1cm のタングステンをコンバーターとし、そのすぐ後ろに厚さ 5mm のシンチレーター、これらの 3 層構造だということがシミュレーションからわかった。そのシンチレーターからの光は、シンチレーターの溝にファイバーを通して、そのファイバーからよみ出す。そのシンチレーターの溝の形状は図 3.5に示す B と C を重ね合わせたものが光量の点から最適である。トリガーのかけ方は SUM と OR の 2 種類あるが、検出効率はその種類に依存していない。シンチレーターの厚さも Collar Anti の電子に対する検出効率には、依存していなかった。しかし、任意の閾値に対して要求される精度から、閾値を決定するとそれに伴って使用してよいトリガー、シンチレーターが決まってくる。

CA の端での検出効率は、要求される幅の精度 (これもシミュレーションからわかったことである) $\Delta D \leq 150\mu m$ に対して、最大のΔDが$\Delta D \sim 100\mu m$ 程度だった。よって、設計通りに作った CA は E832 実験で使用して、シミュレーション通りの性能を発揮するはずである。

付録 A

対称性と CP 非保存

A.1 対称性

A.1.1 空間反転変換

空間反転 (パリティ) とは空間を反転させる変換を意味し、量子力学的には波動関数$\phi(\vec{x},t)$ を$\phi(-\vec{x},t)$ に変換するものである。粒子は固有のパリティを持っており、例えば、π中間子は-1 のパリティを持つ。

$$P \mid \pi >= - \mid \pi >$$

2 体系のパリティ$P_{1,2}$は、次のように表される。

$$P_{1,2} = P_1 \times P_2 \times (-1)^l$$

ここで、P_iは粒子 i の固有パリティを表し、lは 2 つの相対軌道角運動量を表す。例えば、2π系は同一粒子の 2 体系なので、ボーズ統計の要請から lは偶数でなければならない。したがって、$P_{2\pi} = +1$ となる。

$$P \mid \pi\pi >= + \mid \pi\pi >$$

A.1.2 荷電共役変換

荷電共役変換 (C パリティ) は、粒子と反粒子を入れ替える変換である。例えば、負のπ^-は正のπ^+に、中性のπ^0はπ^0自身に変換される。よって、中性のπ^0ならば C 変換の固有状態になり得る。

$$C \mid \pi^0 >= + \mid \pi^0 >$$

これは多体系についてもあてはまり、合計の電荷が 0 になるような同一粒子系は固有状態になり得る。例えば、$\pi^+\pi^-\pi^0$の 3 体系は固有値$+1$ を持つ固有状態である。

$$C \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >= + \mid \pi^+\pi^-\pi^0 >$$

A.1.3 CP 変換

空間反転 (P) と荷電共役変換 (C) を同時に操作させる変換を CP 変換という。例えば、$\pi^0\pi^0$の 2 体系は固有値$+1$ を持つ固有状態である。

$$CP \mid \pi^0\pi^0 >= + \mid \pi^0\pi^0 >$$

A.2 中性 K 中間子

中性 K 中間子には K^0と$\bar{K^0}$の 2 種類があり、次のような強い相互作用で生成される。

$$\pi^- + p \to K^0 + \Lambda$$
$$\pi^- + p \to K^0 + \bar{K^0} + n$$

K^0と$\bar{K^0}$は共通の崩壊モードを持っているので、両者を区別するためには崩壊モード以外に着目しなければならない。そこで、ストレンジネスという量子数を考えてみると、K^0は$+1$ を、$\bar{K^0}$は-1 を持っているので、この量子数によって両者を区別することができる。

中性 K 中間子は弱い相互作用によって崩壊する。K^0と$\bar{K^0}$は次式からわかるように、CP 変換については良い量子状態とは言えない。

$$CP \mid K^0 >= \mid \bar{K^0} >$$
$$CP \mid \bar{K^0} >= \mid K^0 >$$

しかし、両者の一次結合である K_1と K_2という新しい状態は CP 変換に対して固有状態になっている。

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K^0}) \quad CP \mid K_1 >= + \mid K_1 >$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K^0}) \quad CP \mid K_2 >= - \mid K_2 >$$

この K_1や K_2が崩壊するとすれば、CP 変換について異なった固有値を持っているので、それぞれ 2π系 $(\mathrm{CP}= +1)$、3π系 $(\mathrm{CP}= -1)$ に崩壊するはずである。

$$K_1 \to \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0)$$
$$K_2 \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0)$$

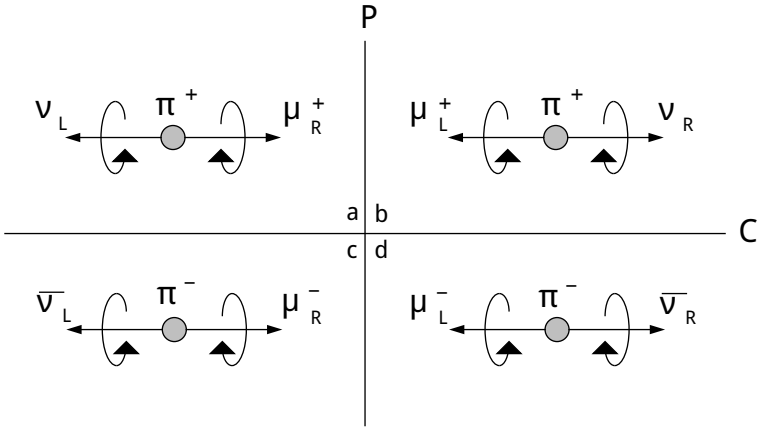

図 A.1: $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$における各種変換

位相空間の大きさから考えると、K_1の方が崩壊しやすく、それゆえに、K_1の方が寿命が短くなる。実際に中性 K 中間子の崩壊においては、寿命の長い粒子と短い粒子が存在する。ゆえに、1964 年に CP の破れが発見される以前は、K_1が短寿命粒子、K_2が長寿命粒子と考えられていた。

弱い相互作用では、パリティ (P) と C パリティが別々に破れていることが 1957 年に発見された。しかし当時は、C と P を組み合わせた CP 変換は保存されると考えられていた。図 A.1 に荷電パイオンのミューオンとニュートリノへの崩壊について、P 変換、C 変換、CP 変換の様子を示す。実在する崩壊 a を中心に考える。添え字の L と R は、それぞれ左巻きと右巻きを示す。a にパリティを施したものが b である。空間を反転させるだけなので、あたかも鏡像のように見える。a に C パリティを施したものが c である。粒子と反粒子が入れ替わったことになっている。b と c は未だいずれも観測されていないので、パリティと C パリティに関しては対称性が破れている。しかし、a にパリティと C パリティとを同時に施した d は実際に存在する崩壊で、CP 変換に関しては対称性が破れていないように見える。

しかしながら、1964 年に中性 K 中間子の崩壊過程で CP 変換も破れていることが発見された。これについては次節で述べる。

A.3 CP の破れ

1964 年に中性 K 中間子のうちで長寿命と考えられていた粒子 (K_L) が$\pi^+\pi^-$に崩壊することが発見され、続いて 1967 年には$\pi^0\pi^0$に崩壊するモードも発見された。K_Lは K_2と (K_Sは K_1と) 考えられていたので、CP が保存していれば 2π系には崩壊できないはずだった。それゆえ、このモードの発見は CP 非保存を示唆するものとなった。

K_Lの 2π系への崩壊は、K_Lが K_2成分だけでなく K_1成分も含んでいることを意

味する。つまり、K_Lと K_Sは次のように表される。

$$K_L = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_2 + \epsilon K_1)$$

$$K_S = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(K_1 + \epsilon K_2)$$

一般的には、混合パラメターは K_Lと K_Sとで異なって書くべきであるが、その差は CPT 非保存の大きさを表すパラメターなので、CPT 不変を前提にして、特に区別せずにϵと書いた。

K_Lの 2π系への崩壊には 2 つの解釈がある。まず、わずかに含まれている K_1成分が 2πに崩壊するという解釈がある。これは、崩壊時には CP を破らないが、2 成分が混合することで CP を破っており、間接的 CP 非保存と呼ばれる。もうひとつの解釈は、K_2成分が 2πに崩壊するという解釈で、崩壊時に CP を破ることから直接的 CP 非保存と呼ばれる。

A.3.1 間接的 CP 非保存

K^0と$\bar{K^0}$の振幅をそれぞれ $a, \bar{a}$とすると、シュレディンガー方程式は次のようになる。

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} = H_{eff}\begin{pmatrix} a \\ \bar{a} \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

ここで H_{eff}は状態 K^0と状態$\bar{K^0}$とをつなぐ有効ハミルトニアンで

$$H_{eff} = M - i\frac{\Gamma}{2}$$

と表せる。M は質量行列、Γは崩壊行列と呼ばれており、それぞれエルミートだとする。質量 $m_{L,S}$、寿命$\tau = 1/\Gamma_{L,S}$をもつ固有状態 $|K_{L,S}>$を考えると、式 A.1は

$$H_{eff}|K_{L,S}> = (m_{L,S} - i\Gamma_{L,S}/2)|K_{L,S}> \tag{A.2}$$

となっている。

K_Lと K_Sは K^0と$\bar{K^0}$を使って、次のように表すことができる。ただし、CPT は保存していると仮定している。

$$\begin{aligned} |K_L> &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2> + \epsilon|K_1>) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)|K^0> - (1-\epsilon)|\bar{K^0}>) \end{aligned} \tag{A.3}$$

$$
\begin{aligned}
|K_S> &= \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_1> +\epsilon|K_2>) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}}((1+\epsilon)|K^0> +(1-\epsilon)|\bar{K^0}>)
\end{aligned} \tag{A.4}
$$

このように表記した K_Lと K_Sを式 A.2に代入して、連立方程式を解くと、

$$\epsilon = \frac{<\bar{K^0}|H_{eff}|K^0> - <K^0|H_{eff}|\bar{K^0}>}{2\Delta m + i(\Gamma_S - \Gamma_L)}$$

となる。ここでΔm は

$$\Delta m \equiv m_L - m_S$$

とする。CPT が保存していればハミルトニアンの対角成分は 0 だから、

$$<\bar{K^0}|H_{eff}|\bar{K^0}>=<K^0|H_{eff}|K^0>$$

よ って、

$$<K^0|M|\bar{K^0}>=<\bar{K^0}|M|K^0>^*, <K^0|\Gamma|\bar{K^0}>=<\bar{K^0}|\Gamma|K^0>^*,$$

とな っている。M とΓがエルミートという仮定から

$$M_{12} =<K^0|M|\bar{K^0}>, \Gamma_{12} =<K^0|\Gamma|\bar{K^0}>$$

とおけば、ϵは次のように表せる。

$$\epsilon = \frac{ImM_{12} - \frac{1}{2}iIm\Gamma_{12}}{i\Delta m - \frac{1}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L)} \tag{A.5}$$

さて、この混合のパラメータϵは実験的に求めることができる。まず、K_Lの$\pi^+ l^- \bar{\nu}_l$への崩壊と$\pi^- l^+ \nu_l$への崩壊とを観測し、その崩壊幅の非対称度を次のように定義する。

$$\delta_l = \frac{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(\pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(\pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}$$

ここで$\Delta Q = \Delta S$則が正確に成り立 っていると仮定すれば、式 A.3、式 A.4から

$$\delta_l \sim 2Re(\epsilon)$$

となる。よ って、K_Lの準レプトン崩壊の非対称度を測定すればϵを求められる。現在の世界平均値は

$$\delta_l = (0.327 \pm 0.012) \times 10^{-2} \sim 2Re(\epsilon)$$

である。

A.3.2 直接的 CP 非保存

直接的 CP の破れのパラメータϵ'について説明する。
まず、終状態 f への K_L と K_S の崩壊振幅の比

$$r_f = \frac{< f|H_{eff}|K_L >}{< f|H_{eff}|K_S >}$$

について考えてみる。これは、式 A.3、式 A.4から

$$r_f = \frac{(a_f - \bar{a_f}) + \epsilon(a_f + \bar{a_f})}{\epsilon(a_f - \bar{a_f}) + (a_f + \bar{a_f})}$$

となる。ただし、a_fと$\bar{a_f}$は終状態への振幅とする。

$$\chi_{\pi^+\pi^-} = \frac{a_{\pi^+\pi^-} - \bar{a}_{\pi^+\pi^-}}{a_{\pi^+\pi^-} + \bar{a}_{\pi^+\pi^-}} \tag{A.6}$$

を定義しておけば、CP 非保存の過程 $K_L \to \pi^+\pi^-$ と CP 保存の過程との比 $r_{\pi^+\pi^-}$は、

$$r_{\pi^+\pi^-} = \frac{\epsilon + \chi_{\pi^+\pi^-}}{1 + \epsilon\chi_{\pi^+\pi^-}} \simeq \epsilon + \chi_{\pi^+\pi^-} \tag{A.7}$$

となる。すなわち、CP 非保存には混合による過程（ϵの項）と混合以外の過程（$\chi_{\pi^+\pi^-}$）が存在する。この混合以外の過程を直接的 CP の破れという。

K_Lと K_Sの 2π系への崩壊の比を次のように定義する。

$$\eta_{+-} \equiv \frac{< \pi^+\pi^-|H_{eff}|K_L >}{< \pi^+\pi^-|H_{eff}|K_S >} = r_{\pi^+\pi^-} \tag{A.8}$$

$$\eta_{+-} \equiv \frac{< \pi^0\pi^0|H_{eff}|K_L >}{< \pi^0\pi^0|H_{eff}|K_S >} = r_{\pi^0\pi^0} \tag{A.9}$$

ここで $r_{\pi^+\pi^-}$を求めてみる。$r_{\pi^+\pi^-} = \epsilon + \chi_{\pi^+\pi^-}$なので$\chi_{\pi^+\pi^-}$を求めればよい。それには、終状態$\pi^+\pi^-$のアイソスピンを考察する必要がある。$\pi$のアイソスピンは 1 なので 2π系のアイソスピンは 0 と 2 であり、

$$|\pi^+\pi^- >= \sqrt{\frac{2}{3}}|0 > + \sqrt{\frac{1}{3}}|2 >$$

と書き下だせる。この式を式 A.6に入れれば、アイソスピン 0 の状態への振幅を A_0、2 の状態への振幅を A_2とし、また Wu–Yang の表式に従えば、

$$\begin{aligned} \chi_{\pi^+\pi^-} &= \frac{iImA_2e^{i(\delta_2-\delta_0)}}{\sqrt{2}A_0 + ReA_2e^{i(\delta_2-\delta_0)}} \\ &= \frac{\epsilon'}{1 + \omega/\sqrt{(2)}} \end{aligned} \tag{A.10}$$

$$\tag{A.11}$$

となる。ただし、

$$\epsilon' \equiv \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2-\delta_0)} \frac{ImA_2}{A_0} \tag{A.12}$$

$$\omega \equiv \frac{ReA_2}{A_0} e^{i(\delta_2-\delta_0)} \tag{A.13}$$

とする。ωは、CP を保存する $K_S \to \pi\pi$ モードにおける$\Delta I = 3/2$ の振幅と$\Delta I = 1/2$ の振幅の比になっている。実験的に$\Delta I = 3/2$ の遷移は抑制されていて、

$$|\omega| \sim \frac{1}{22}$$

であることが分かっている。そこで、ωを無視する近似で式 A.10から、ϵ'は直接的 CP の破れの大きさを表していることがわかる。よって、式 A.7、式 A.8と式 A.10 から

$$\eta_{\pm} \simeq \epsilon + \epsilon' \tag{A.14}$$

となる。同様に、

$$\eta_{00} \simeq \epsilon - 2\epsilon' \tag{A.15}$$

となっている。

実験的にϵ'を求めるには、観測量である崩壊比が振幅の平方になるので、K_Lと K_Sが 2π 系に崩壊する崩壊幅の二重比をとってやれば、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ の測定が可能になる。

$$\frac{\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \to \pi^0\pi^0)/\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)} = \frac{|\eta_{\pm}|^2}{|\eta_{00}|^2} \simeq \frac{\epsilon+\epsilon'}{\epsilon-2\epsilon'} \simeq 1 + 6Re(\epsilon'/\epsilon)$$

いつくかのグループが K_Lと K_Sの 2π 系への崩壊モードを使って $Re(\epsilon'/\epsilon)$ の値を測定している。その中で誤差の小さい 2 つの実験グループの結果を示しておく。CERN の NA31 実験が $(23 \pm 7.0) \times 10^{-4}$という暫定的な結果を、フェルミ研究所の E731 実験が $(7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4}$という最終結果を現在までに出している。

この精度では、直接的 CP 非保存の有無を断定することは難しい。現在、両グループともにより精度を上げた実験として、CERN が NA48 実験を、フェルミ研究所が E832 実験を準備している。

A.3.3 標準理論における CP 非保存の取り扱い

CP 非保存の取り扱いにはさまざまなモデルが存在するが、ここでは最も人気の高い小林 - 益川理論での CP 非保存の取り扱いについて考えてみる。

ユニタリー三角形

アップタイプクォークとダウンタイプクォークとの間の結合の強さを 3×3 のユニタリー行列で表す。

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{A.16}$$

この行列を小林 - 益川行列という。パラメータの数は 9 個であるが、位相の再定義によって 3 つの角度θ_{ij}と 1 つの複素数の位相δの 4 つに減らすことができる。この小林 - 益川行列を Wolfenstein の表式で表すと、

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{A.17}$$

となっている。ユニタリー条件を課すことによって、

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

第 1 次近似として $V_{ud} \simeq 1$ とすれば上式は

$${V_{ub}}^* + V_{td} = A\lambda^3 \tag{A.18}$$

となっている。この式は$\rho - \eta$平面上でのユニタリー三角形を表している。CP 非保存の大きさ J は、

$$J = Im[V_{us}V_{cb}{V_{ub}}^*{V_{cs}}^*]$$

と表せるので、CP 非保存の大きさを測定することは式 A.18 の三角形の大きさを決めることに他ならない。

間接的 CP の破れ

小林 - 益川行列を用いて、式 A.5の間接的 CP の破れのパラメータϵの大きさを評価してみる。間接的 CP の破れは図 A.2 に示す箱型図による非対称的な $K^0 - \bar{K^0}$ 混合が原因と考えられている。この箱型図を $m_t > M_W$の過程のもとに計算すると、

$$M_{12} = \frac{{G_F}^2}{12\pi^2}{F_K}^2 B_K {M_W}^2[{\lambda_c}^2\eta_1 S(x_c) + {\lambda_t}^2\eta_2 S(x_t) + 2\lambda_c\lambda_t\eta_3 S(x_c, x_t)]$$

となる。ここで、F_Kは K 中間子の崩壊定数 (161MeV) で、$\lambda_i = {V_{id}}^* V_{is}$は結合の強さを表し、$x_i = {m_i}^2/{M_W}^2$である。S は内部クォークの質量に対する補正で、$\eta$は QCD の補正を表す。この M_{12}を A.5に代入すると、

$$|\epsilon| \simeq (2.7 \pm 0.7) \times 10^{-3}[1 + \frac{4}{3}A^2(1 - \rho){x_t}^{0.8}]$$

となる。つまり、ϵは$\rho - \eta$平面上の双曲線として得られる。

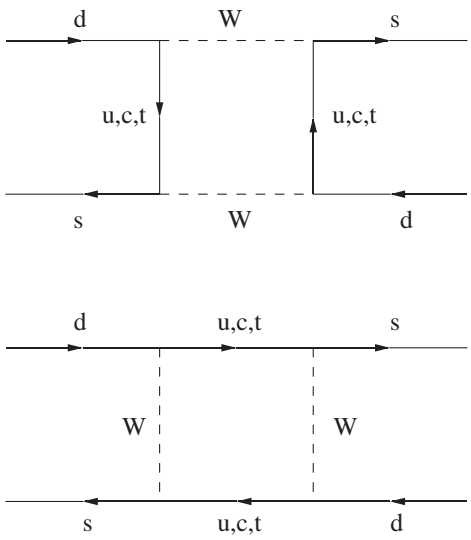

図 A.2: $K^0 - \bar{K^0}$ 混合による CP 非保存に対する主な寄与を与える図

直接的 CP の破れ

もし、CP 非保存が小林 - 益川行列の位相δに起因しているなら、間接的 CP の破れのみならず、直接的 CP の破れも同様に存在するはずである。式 A.12は次のように書き下だすことができる。

$$\epsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{\delta_2 - \delta_0} [\frac{ImA_2}{ReA_0} - \omega \frac{ImA_0}{ReA_0}]$$

この式においては、$\Delta I = 1/2$ である ImA_0の項が支配的である。ImA_0の項は図 A.3 に示す強い相互作用のペンギン図によって生じる。しかしながら、トップクォークの質量が $m_t \sim M_W$ かそれよりも大きくなると、電磁相互作用によるペンギン図の効果が大きくなって、さらに ImA_0の項にはωの抑圧があるために第 1 項と第 2 項が打ち消しあってしまう。そのためトップクォークの質量が大きくなると、ϵ'の値は小さいものとなってしまう。

ϵ'/ϵの値は、

$$\epsilon'/\epsilon = (3 \sim 11) \times 10^{-4} A^2 \eta$$

という形で与えられる。ϵは$\rho - \eta$平面上で双曲線を表したが、ϵ'/ϵの測定は$\rho - \eta$平面上のηの範囲に制限を加えることになる。現在、トップクォークの質量を $174\mathrm{GeV}$ とするとϵ'/ϵの値は $(2 \sim 10) \times 10{-}4$ 程度の大きさが予測されている。

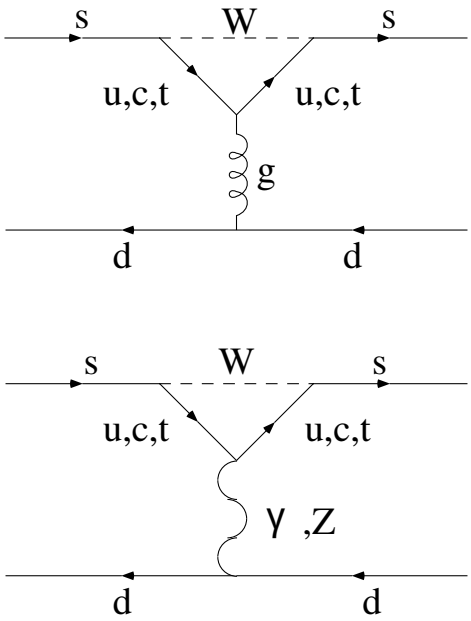

図 A.3: 強い相互作用と電磁相互作用によるペンギン図

付録 B

E832 実験の特徴

E832 実験は、ϵ'/ϵを 1×10^{-4}の精度で測定するという超精密実験のために系統誤差をおさえるための様々な工夫がなされている。それらの特徴を簡単に説明する。

E832 実験の装置の最大の特色は、系統誤差をおさえるために 2 本の K 中間子ビームを同時に使うことである。K_Lと K_Sの 2 本のビームを使い、その崩壊を同時に観測し、それぞれの崩壊比の二重比を測定するので、ビーム強度の変動、偶発的な事象などに対する系統誤差をおさえることができる。なお、検出器の検出効率の場所依存性を打ち消すために、K 中間子に当てるリジェネレーターの位置を交互に変え、一方が常に K_Lビームで、一方が常に K_Sビームとならないようにする。これも系統誤差をおさえるための工夫の一つである。

他の実験に比べて本実験では、TEVATRON からの 800GeV という高エネルギーの陽子ビームを用いているので、K 中間子の崩壊を観測するのに有利な点がいくつかある。中性 K 中間子は、陽子ビームをベリリウム標的に当てて、でてきた荷電粒子を磁石によって除くことで得られる。ビームのエネルギーが高いと、このとき同時に、ビーム軸方向以外に生成される中性子の量を非常に少なくすることができる。中性 K 中間子から多体崩壊によって生成された粒子は、高いエネルギーによってブーストされているので、アクセプタンスが大きく統計を蓄えるのに有利になる。また、γ線を含む崩壊では、γ線に対するエネルギー分解能が良くなるので、γ線を検出して事象の再構築を行なう際に、精度よく中性 K 中間子の不変質量を求めることができる。以上の点から、世界最高のエネルギーの TEVATRON からの陽子ビームを中性 K 中間子生成のためのビームとして使えることは、E832 実験最大の利点の 1 つである。

先にも述べたように、E832 実験の目標は統計誤差と系統誤差をあわせた誤差を 10^{-4}程度におさえて、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ を測定することである。E832 実験と同様に FNAL の TEVATRON を使って行なわれた、$Re(\epsilon'/\epsilon)$ を測定する E731 実験 [5] では達成された精度が約 7×10^{-4}だったので、ほぼ 7 倍の精度向上を目指している。統計的には 600000 個の 2π崩壊事象を集める必要があり、そのために高速のデータ収集シス

項目	E731 実験 (%)	E832 実験 (%)
K_{e3}	0.014	0.005
$3\pi^0$	0.03	0.01
非弾性再生現象	0.05	0.01
エネルギースケール ($\pi^0\pi^0$モード)	0.10	0.02
アクシデンタル ($\pi^+\pi^-$モード)	0.04	0.01
アクシデンタル ($\pi^0\pi^0$モード)	0.05	0.01
アクセプタンス ($\pi^+\pi^-$モード)	0.05	0.02
アクセプタンス ($\pi^0\pi^0$モード)	0.05	0.02
合計	0.17	0.04

表 B.1: E832 実験で要求される崩壊二重比 r に対する系統誤差

テムを新しく開発中で、また、ビーム強度も E731 実験の数倍を予定している。系統誤差については、10^{-4}の精度を得るために要求される、崩壊の二重比 r に対する誤差を次の表 B.1にまとめておく。r に対する合計の誤差は 4×10^{-4}であるが、ϵ'/ϵ に対してはその $1/6$ になる。

参考文献

[1] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, and R.Turlay, *Phys.Rev.Lett.* 13, 138 (1964)

[2] KTeV Design Report (1992)

[3] M.Ciuchini, E.Franco, G.Marrtinelli, and L.Reina, *Phys.Lett.* 301B,263 (1993)
A.J.Buras, M.Jamin, and M.E.Lautenbacher, Preprint TUM-T31-35/93, Technische Universitaät München, 1993.

[4] C.O.Dib, I.Dunietz, and F.J.Gilman, *Phys. Rev.* D39 (1989)
C.Allieggro et al. , *Phys. Rev. Lett.* 68, 278(1992)
C.S.Kim, J.L.Rosner, and C.P.Yuan, *Phys. Rev.* D42 96(1990)

[5] L.K.Gibbons The University of Chicago 博士論文 (1993)

[6] 1990 年度大阪大学理学部長島研究室卒業論文

[7] 花井浩之 大阪大学理学部修士論文　(１９９２)