BNL E926 実験用 Photon Catcher の開発

中村 友昭

1999 年 2 月 2 日

Abstract

BNL E926 実験 [1] は稀崩壊 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を $O(10^{-13})$ の sensitivity で測定することを目指している。この実験でもっとも重要なのは終状態が $\pi^0 + nothing$ であることを保証することであり、最大の background である $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ を除くためにも十分高い γ の検出効率をもった γ-veto で崩壊領域をおおう必要がある。

我々が開発を進めている Photon Catcher はその γ-veto の一部であり、ビームダンプ部におかれる。そのため γ に対して高い検出効率を持つと同時に、ビーム中に大量に含まれる中性子に対して不感である必要がある。

我々はまず BNL E926 実験の簡単なシミュレーションから photon catcher の γ に対する検出効率の要求水準を、エネルギー 200MeV 以上に対して 99% 以上、100MeV 以上に対して 90 % 以上と設定した。またビームライン中に含まれる中性子数の測定結果から、300 MeV (800 MeV/c) 以下の中性子に対する sensitivity が 0.15% 以下である必要があることがわかった。

この要求水準を満たすため、我々は Čerenkov 光を利用した検出器をデザインし [2]、今年度実際に試作器を作成し、その検出器を用いて γ の検出効率を INS-KEK の tagged γ ビームで測定した。その結果 γ に対する要求水準をみたすためには検出の閾値を $70\mathrm{MeV}_\gamma$ 相当にすれば良いことがわかった。また RCNP の中性子 TOF ラインでの中性子 sensitivity 測定実験により、$70\mathrm{MeV}_\gamma$ 相当の閾値に設定すると、π^0 の生成閾値より下になる 300 MeV、200 MeV(650 MeV/c) の中性子に対しては、それぞれ 0.09 %、0.03 % の sensitivity となり、要求水準を満たしうる事がわかった。また π^0 の生成閾値より上である 400 MeV (960MeV/c) の中性子であっても 0.3 % の sensitivity におさえうることがわかった。

この結果により、我々の Čerenkov 光を利用した検出器デザインの方向性が正しいことが確かめられた。

Contents

第 1 章 Introduction **1**

第 2 章 BNL E926 実験概要 **3**

2.1 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理 3

2.2 BNL E926 実験 4

2.2.1 Beam Parameter 5

2.2.2 Detectors 6

2.2.3 Sensitivity estimate 9

2.2.4 Backgrounds 10

第 3 章 Catcher Design **15**

3.1 Requirement 15

3.1.1 γ 検出効率 15

3.1.2 中性子に対する sensitivity 18

3.2 Design 20

3.3 Prototype modules 21

3.3.1 LED test / cosmic ray 22

第 4 章 γ efficiency **25**

4.1 ES171 - Overview 25

4.2 Setup 25

4.2.1 Beamline 25

4.2.2 Detector setup 26

4.2.3 DAQ system 27

4.3 Calibration 28

4.3.1 cosmic ray 28

4.3.2 γ beam 29

4.4 Analysis 30

4.4.1 LS tagging method 30

4.4.2 background 31

4.5 Result 32

第 5 章 Neutron efficiency **35**

5.1 Overview 35

5.2 Setup 35

5.2.1 Beamline 35
5.2.2 Detector setup 37
5.2.3 calibration 37
5.3 Analysis 40
5.3.1 overview 40
5.3.2 ADC spectrum 40
5.3.3 neutron flux 42
5.3.4 Trigger Efficiency 44
5.4 Systematic Error 45
5.5 Result 46

第 6 章 Conclusion and Discussion **49**

第1章　Introduction

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ は direct CP violation の過程であり、標準模型の予測では、その分岐比は $(2.8 \pm 1.7) \times 10^{-11}$ である [3]。この過程の分岐比の大きさは Wolfenstein parameter の η の二乗に比例しており、$K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ の測定と組み合わせることによって、いわゆるユニタリ三角形の形を正確に決定できる。これは B の物理と互いに相補的な情報を与え、標準模型の検証に役立つと考えられている。しかし現在の実験上の上限値は 5.9×10^{-7}(FNAL E799) [4] であり、まだ理論予想値には遠い。より正確に測定するための実験が、FNAL [6] や KEK [5] などで計画されているが、BNL E926 実験もその一つである。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の測定においてもっとも困難なのは、background の除去である。崩壊モードの同定には、基本的に終状態が $2\gamma + nothing$ であることを利用するため、K_L^0 の崩壊領域の周囲を veto detector で覆う必要がある。主な background である $K_L^0 \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ (分岐比 9×10^{-4}) との関係から vetor detector 全体で 1 つの γ を miss する確率は 10^{-4} より、大きいものであってはいけない。

我々が開発にあたっている Photon Catcher は veto detector の一部で、ビームダンプにおかれる。$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ のうち、2 γ が endcap calorimeter に入る条件で (つまり $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に間違われて background になりうる条件で) 残りの γ のうちの一つ以上がビームホールを抜けてビームダンプに飛込む確率は 3×10^{-3} 程度あり (シミュレーションによる)、ビームダンプ部分の veto を無視することはできない。しかし Photon Catcher は中性ビームラインのビームダンプにおかれるため、大量の中性子の入射が予測される。そのため中性子に対して不感でなければならない。すなわち γ に対してある程度の検出効率を確保しつつ、中性子に対しては不感でなければならない。

簡単なシミュレーションの結果によると、Photon Catcher の γ に対する veto の能力としては、energy 100 MeV 以上の γ に対して 90 % 以上、200 MeV 以上の γ に対しては 99 % 以上の検出効率を満たせれば、BNL E926 実験としては十分である事がシミュレーションによりわかった。一方、実際にビームライン上にどの程度中性子が存在するか測定した結果によると、中性子に対する不感率は π 生成閾値 (300 MeV, 運動量にして 800 MeV/c) 以下の中性子に対して 0.15 % 以下でなければならない。

そのため我々は Čerenkov 光を利用した、鉛-アクリルサンドイッチ型カロリメータを開発した [2]。これは鉛で γ が電子陽電子を対生成し、それら荷電粒子がアクリル中で発光する Čerenkov 光を観測するものである。

入射粒子の弁別は、γ が主に電磁シャワーをおこして大量の電子や陽電子を作るのに対し、中性子は主に原子核と核反応をおこして π や陽子のような重い粒子を生成する、ということによる。Čerenkov 光の発光の閾値は粒子の β によるため、重い粒子は Čerenkov 光を発光しづらいのである。これに、さらにアクリル表面での全反射条件をかすことにより、粒子の弁別能力を高めることができる。

我々はこの原理に基づいて試作器を作成し、1998 年の 6 月と 7 月に γ の検出効率と中性子に対する sensitivity を測定した。その結果、現在のデザインでも上記の検出効率に対する条件を満たすことができる事がわかった。

以上が全体の overview である。以降、第 2 章で BNL-E926 実験について概要を述べた上で、第 3 章で Photon Catcher に対する要求水準について詳しく考察する。またČerenkov 光を用いたデザインについても 3 章で述べることにする。第 4 章では γ に対する検出効率を測定した 6 月の実験について、第 5 章では中性子に対する sensitivity を測定した 7 月の実験について、それぞれ説明する。最後に第 6 章で、結論、および今後の課題について述べる。

第2章　BNL E926 実験概要

2.1　$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

BNL E926 実験は稀崩壊 $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を $O(10^{-13})$ の sensitivity で測定することを目標にしている実験である。ここではその物理を簡単に述べる。

標準模型で寄与する主な Feynman diagram を図 2.1 にあげる。図中の V_{td}、V_{ts} は小林-益川行列、

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

のパラメータである。

$K_L \propto K^0 - \bar{K^0}$ であるから K_L の振幅は K^0 と $\bar{K^0}$ の各振幅の干渉で生き残る項によってあらわされる。K^0 の崩壊をあらわす diagram と $\bar{K^0}$ の崩壊をあらわす diagram で $V_{td}^* V_{ts}$ という要素が複素共役の関係になるので、結局干渉によって生き残る項は $V_{td}^* V_{ts}$ の虚部になる。これは Wolfenstein paremeterisation、

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

を用いると η で表される。この η は小林-益川行列の位相項であり、direct CP violation の大きさをあらわす。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比の測定は、この η の大きさを直接知ることができる重要な実験である。。

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ に対して、$K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ は charged mode と呼ばれる。後者は CP を破る過程ではないが、その振幅は V_{td} に比例する。小林-益川行列のユニタリ性 $0 = V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^*$ から、いわゆるユニタリ三角形 (図 2.2 参照) を作ると $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ と $K^+ \to \pi^+\nu\bar{\nu}$ の二つのモードでその形を高い精度で決めることができる。現在行われようとしている B-Factory の実験の主な目的もこのユニタリ三角形の形を定めることであるが、その結果との整合性から標準模型を検証することができると同時に、標準模型をこえる “new physics” にも強い制限を与えることができる。

また $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は理論的にも不確定性なく計算することができる。Hadron current の行列要素 $\langle \pi^0 | (\bar{s}d)_{V-A} | K \rangle$ は $K^+ \to \pi^0 l^+ \nu$ の行列要素 $\langle \pi^0 | (\bar{s}u)_{V-A} | K^+ \rangle$ と isospin symmetry の関係にあるが、後者は実験的によくしられており、各粒子の質量差や電荷に起因する isospin symmetry の破れの大きさもよく評価されている。また QCD の効果も long distance contribution も小さく、それによる分岐比の不確定性も少ない。標準模型によると、分岐比は $(2.8 \pm 1.7) \times 10^{-11}$ と計算されている。

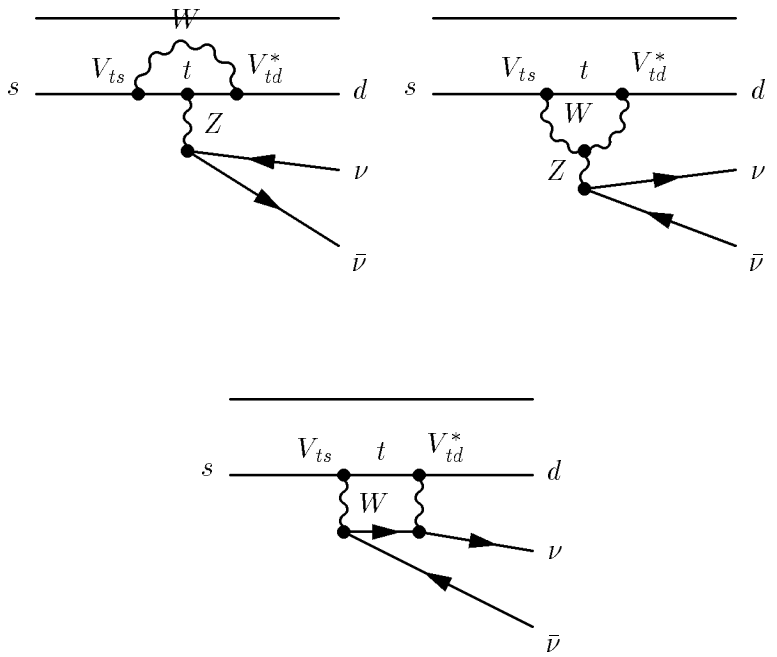


図 2.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ を表す最低次の Feynmann diagram(標準模型を仮定)。それぞれの diagram に現れる $V_{ts}V_{td}^*$ の項から CP 破れの項が現れる。

このように物理的に非常に興味深いモードであると同時に分岐比も精度良く計算できるにも関わらず、現在の実験上の上限値はまだ理論予想値に比べ大きい (5.9×10^{-7} (FNAL E799))。そこでこの $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比を正確に測定するために KEK や FNAL などで幾つかの実験が計画されている。BNL E926 実験もその一つであり、TOF (Time Of Flight) 法を用いた運動学的な量の正確な決定にもとづく event の同定が特徴である。次節でその実験手法を簡単に述べる。

2.2　BNL E926 実験

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は $\sim 3 \times 10^{-11}$ 程度と計算されており background をどのように除去するかが重要になってくる。特におもな background 源と考えられている $K_L^0 \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ (分岐比 $\sim 9.4 \times 10^{-4}$) と混同しないためには、終状態が γ 二個のみであると保証しなければならない。そのため高い efficiency をもつ γ 検出器 (γ-veto) で崩壊領域の周囲全面を覆ってしまう (図 2.3)。我々が開発している Photon Catcher もその γ-veto の一部であり、ビームダンプ部におかれる。Photon Catcher はビームライン上におかれるため、当然大量の中性粒子にさらされることになるが、それでも veto として働かなければならない。

しかし現実には 100% 確実に γ を検出することができるわけではなく、たとえ観測さ

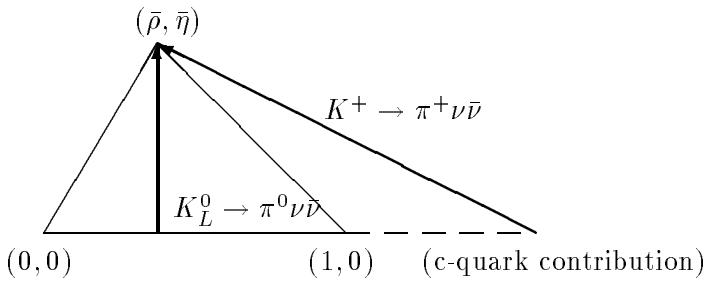


図 2.2: KM 行列の unitarity から導かれる unitarity triangle。$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ からその高さを求めることができる。

れた γ が二個だけだったとしても、ほかに γ が存在し、それを見落としてしまった可能性を捨て去ることができない。そこで、観測した二個の γ について観測量にもとづいて運動量などの運動学的なパラメーターを再構成し、background に対して $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の event である確率が高い領域のみを "signal region" として採用する。また再構成した運動量の確度を高めるためには、多くの運動学的量を観測する必要がある。たとえばカロリメーター (Endcap calorimeter、図 2.3 参照) は γ のエネルギーと同時に方向、位置、時間を正確に測定できることが要求されている。入射角を精度良く観測することは難しいが、ビームは左右 125 mrad、上下 4 mrad にまで collimate されており、上下方向に非常に薄いビームを用いることによって、γ の入射角から K_L^0 の崩壊点、特にビーム軸方向の崩壊点についてはよく再構成することができる。

BNL E926 では 24 GeV/c の陽子ビームを micro bunch 構造にして target に入射させるが、endcap calorimeter の情報からビーム軸方向の崩壊点の位置と崩壊した時刻がわかるので、ビーム入射のタイミングから崩壊の親粒子 (主には K_L^0) の速度を精度良く知ることできる。これによって親粒子の静止系に持っていくことができ、崩壊過程の特徴に応じた運動学的 cut を用いることができる。

2.2.1 Beam Parameter

陽子ビームは 24 GeV/c で、3.6 sec ごとに 1.6 sec 幅の pulse として加速器から取り出される。この pulse はさらに内部で micro bunch 構造になっており、bunch 幅は $O(100\text{ps})$ 程度、bunch 間隔は 50 nsec である (図 2.4 参照)。また pulse 中には 5.0×10^{13} 個程度の陽子が含まれる。

K_L^0 などが含まれる中性ビームは、target に陽子ビームを当て、45 度方向に取り出して得る。シミュレーションによると、得られる K_L^0 の flux は 2.5×10^8 個/pulse 程度である。なお大角度で取り出すことにより、K_L^0 の運動量を押さえて TOF 情報を精度良く知ることができると同時に、π 生成の閾値 ($\sim 800\text{MeV/c}$) をこえるような高エネルギー中性子の flux を減らすことができる。予測される K_L^0 の運動量分布を図 2.5 に示してお

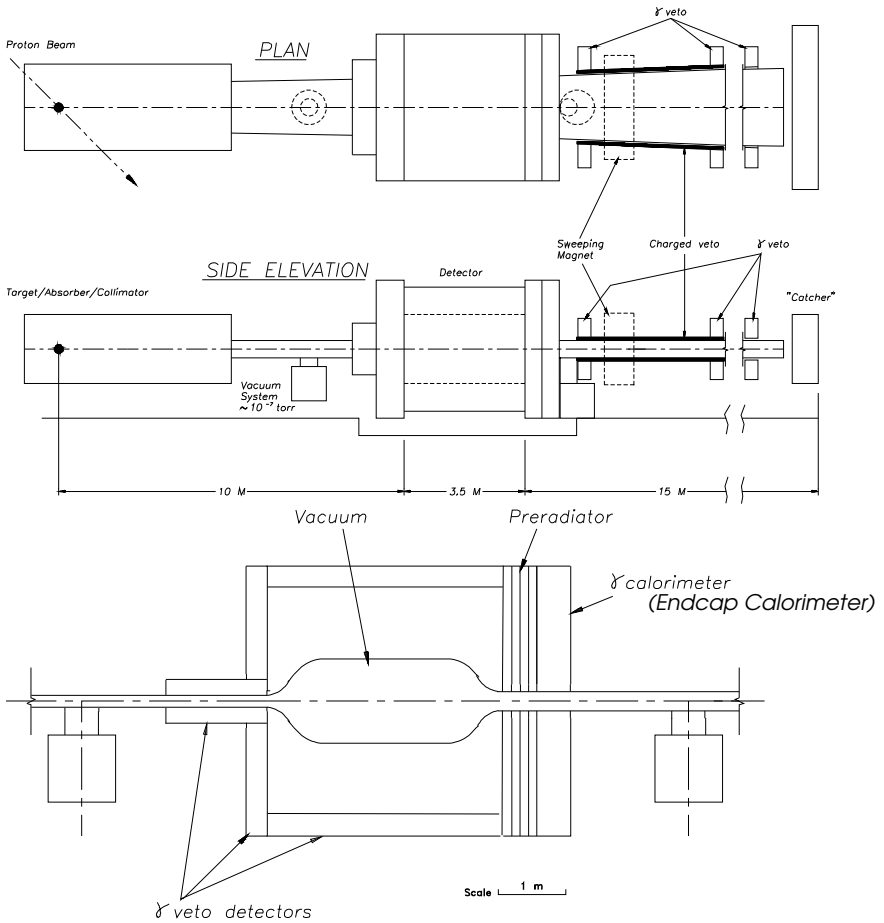


図 2.3: E926 実験の検出器。陽子ビームは左端のターゲットに当たり、そこで発生した K_L^0 ビームが 45 度方向に取り出されて検出器に導かれる。下図は崩壊領域を拡大したもの。

く。運動量は 0 GeV/c 近くから 2 GeV/c まで広く分布しているが、ビームに起因する background を防ぐため、TOF を利用して 0.5 GeV/c から 1.5 GeV/c までの運動量を持つ K_L^0 の崩壊しか考慮しない。

注意しなければならないのはビームライン上に運動エネルギー 100 MeV 以下の中性子が常に ($\sim O(10^9\mathrm{Hz})$) 存在することである。このため、特に直接中性子にさらされる Photon Catcher で低エネルギーの中性子に対する対策が重要である。

2.2.2　Detectors

BNL E926 の検出器に関して以下に簡単に述べる。

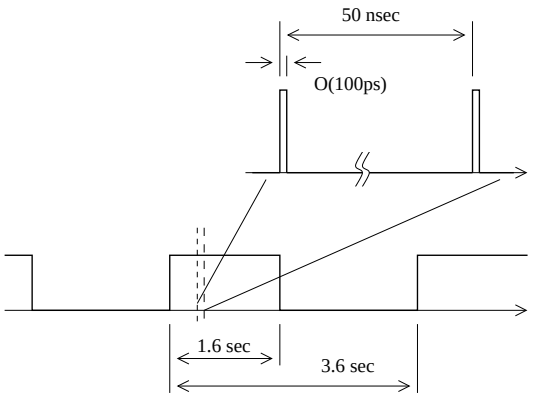


図 2.4: BNL E926 で使われるビームの構造。3.6 sec ごとに 1.6 sec 幅の pulse を取り出す。Pulse はさらに micro bunch 構造を持っている。

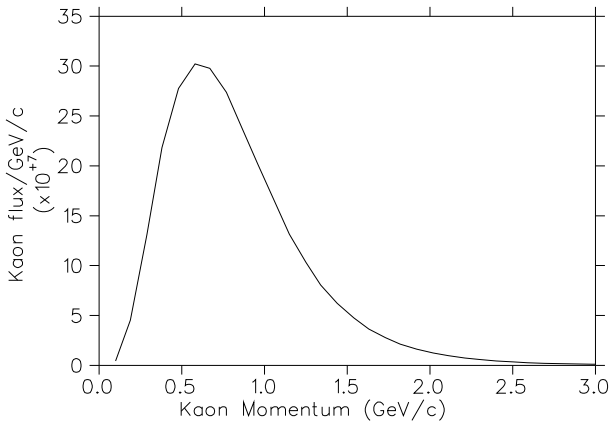


図 2.5: シミュレーションから予測される K_L^0 の運動量分布。

endcap calorimeter

Endcap calorimeter は崩壊領域の最後部にあり、preradiator と calorimeter からなっている。Pre-radiator は主に γ の入射角と位置を測定するのが役割で、γ の角度の分解能は 0.02 radian 程度、efficiency は 0.7 が要求されている。

そのため、preradiator のデザインとしては、γ を電子陽電子対に"convert" する薄い converter と、それによって発生した電子などの位置と方向を測定する検出器を組み合わせてモジュールを作り、そのモジュールを積み重ねる方式が提案されている。なお、multiple-scattering の効果を 0.02 radian 程度におさえるため、モジュール一つの厚みは 0.05 X_0 以下でなければならない。

プロポーザルの時点では図 2.6 のようなモジュールを 42 モジュール重ね合わせることが提案されている。それぞれのモジュールは 2mm 厚の scintillator、drift chamber (あるいは straw tube detector)、cathode strip、0.025 X_0 の radiator からなっている。Drift chamber の wire に垂直な方向の位置分解能は約 150μm で、平行な方向は cathode 読み

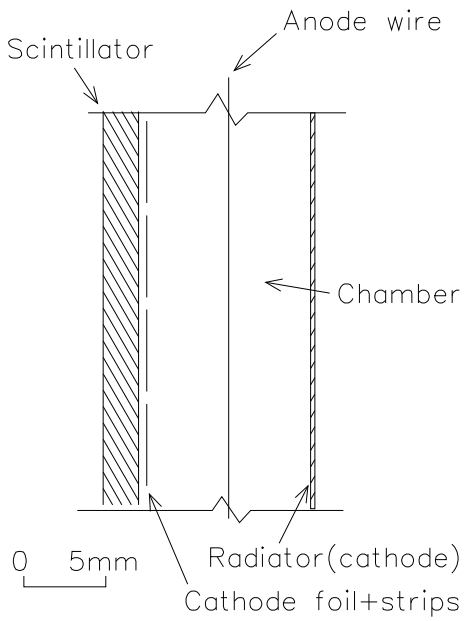


図 2.6: Pre-radiator のデザイン (BNL E926 proposal による)

出しで 200μm 以下程度になる。scintillator と drift chamber のかわりに scintillator-fiber を利用する案もある。

Endcap calorimeter は preradiator の後ろにおかれ、面積は $4 \times 4m^2$ である。要求としては、

- 時間分解能が $60ps/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$
- エネルギー分解能が $2 \sim 4\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$
- Granularity が 10 cm

があげられている。常識的には BaF_2 や CsI といった結晶を用いたい所であるが、結晶は高価なので図 2.7 のような “KLOE type” [7] のカロリメーターが提案されている。これは 0.5 mm 厚の鉛シートに直径 1mm 厚の scintillating fiber を埋め込むもので、KLOE group では $\sigma(E)/E = 4.4\%/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ を達成している。また時間分解能は 20 ～ 300 MeV の γ に対して、$34ps/\sqrt{E(\mathrm{GeV})}$ である。ただこのままでは要求を満たせないのでサンプリング効果による分解能の劣化をなるべく少なくするため、鉛の厚さを 1/3 の 0.17 mm にするデザインを検討している。

veto detectors

Veto 検出器全体で γ に対する不感率が 10^{-4} 以下であることが要求されている。これは標準的な検出器で達成可能な値であると考えている。

バレル部分の γ-veto にはプロポーザル時点で様々な候補があげられており、たとえば 0.5 mm 厚の鉛を使った “KLOE type” のカロリメーターや、図 2.8 のような 1 mm の鉛

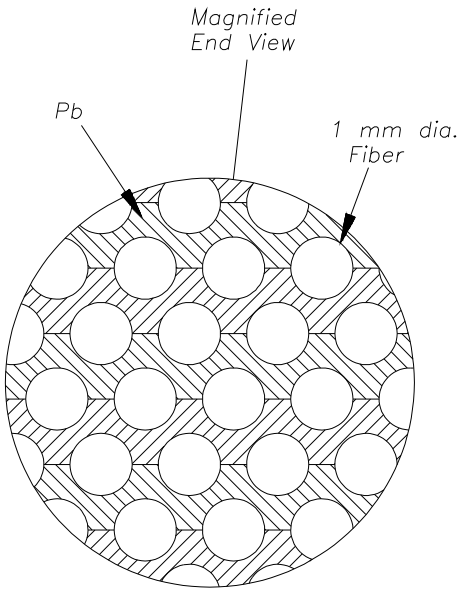


図 2.7: “KLOE type” calorimeter

と 5 mm の scintillator を重ね合わせ、WLS (Wave Length Shifter) fiber で読出すといったカロリメーターが考えられている。また、4π をできるだけ覆わなければならないため、崩壊領域の入り口側にも γ-veto を置く必要がある。これに用いる検出器も図 2.8 のようなデザインが提案されている。

γ だけでなく、$K_L^0 \to \pi^{\pm} e^{\mp} \nu$ (分岐比 $\sim 39\%$) のような background を除去するためには荷電粒子に対する veto も重要である。そのため各検出器の最初の層に少なくとも 1 cm の scintillator をおく。また崩壊領域の下流側のビームホールから抜ける荷電粒子に対しては、magnet で sweep して scintillator で検出する。Veto system 全体として、荷電粒子一個を見逃す確率は $O(10^{-3})$ 以下でなければならない。

photon catcher

Photon Catcher は検出器全体の最下流に置かれる γ-veto であり、崩壊領域下流側のビームホールを (立体角的に) 覆う形になっている。ビームは縦方向に 4 mrad、横方向に 125 mrad の広がりを持っているから、target から 28.5 m 後方の Photon Catcher の位置では縦方向に 11 cm、横方向に 3.6 m 広がっている。この領域全体を覆い、さらに γ による電磁シャワーの広がりを考慮して、Photon Catcher の大きさは決定される。Photon catcher については、後の章でやや詳しく触れる。

2.2.3 Sensitivity estimate

1 pulse あたり 5×10^{13} 個陽子があるとすると、崩壊領域での K_L^0 の崩壊は 1 pulse あたり 1.9×10^7 個あると推定されている。仮に 8000 時間実験を行うとすると、得られる

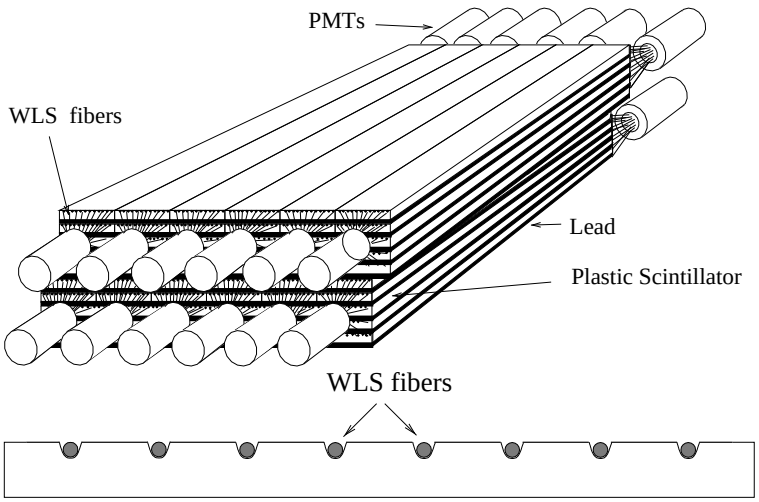


図 2.8: Barrel veto に用いることが提案されている detector の prototype。Scintillator に WLS(Wave Length Shifter) fiber を埋め込み、fiber を使って読み出す。

K_L^0 の数は、

$$\begin{aligned} N_K &= (1.9 \times 10^7 K_L\text{decays/pulse}) \cdot (8 \times 10^6\text{pulses}) \\ &= 1.5 \times 10^{14} K_L\text{decays} \end{aligned}$$

$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の分岐比は 3×10^{-11} とする。またこのモードの acceptance は立体角などから 1.6 % と評価されている。したがって、

$$\begin{aligned} N_{\pi\nu\bar{\nu}} &= N_K \cdot \epsilon \cdot Br \\ &= (1.5 \times 10^{14}) \cdot 0.016 \cdot (3 \times 10^{-11}) \\ &= 73\text{events} \end{aligned}$$

2.2.4 Backgrounds

おおざっぱにいって、background は K_L^0 の崩壊から来るものと、他の粒子の崩壊から来るもの、そしてビーム中の粒子によるものがある。このうち K_L^0 の崩壊から来るものは $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ と同じ timing であるため、当然 TOF 法でおとすことは出来ない。そのかわり 4π-veto と運動学的な量による cut でおとすことになる。

K_L^0 decays

図 2.9 のようにさまざまな崩壊モードを終状態に従って並べてみる。$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ のイベントは endcap calorimeter に 2 個の γ が入り、他の検出器に一切反応がないことを要求する。そこで終状態に 2 γ を持っているような崩壊モードを選び、分岐比に対して残りの粒子に応じて veto 検出器の目標値である γ に対して 10^{-4}、荷電粒子に対して 10^{-3} の値をかけ、どのくらい脅威になるかみてやれば良い。

もっとも大きく残るのは当然 $K_L^0 \to 2\gamma$ であり、次が $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ であるが、この二つは TOF 法を用い、K_L の静止系に引き戻して運動学的な量を再構成することによって排除できる。

具体的には $K_L^0 \to 2\gamma$ モードは二体崩壊であるから、二つの γ で mass をくんでも K_L の mass にしか戻らないため、排除できる。また $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ の場合は、K_L の静止系で 2γ から π^0 の運動量を組んだときに、$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の event とは π^0 の運動量の領域が大きく異なるため、これも排除できる。

問題は $\pi^0\pi^0$ 崩壊であり、これは終状態 4γ のうち 2γ をそれぞれ 10^{-4} で miss したとして、$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の標準模型による予測と同じくらいの分岐比が残ってしまう。このモードに対しても、詳しくは触れないが、運動学的な制限を科すことによってある程度排除することができる。

other particle decays

π^0 を生成する主なモードは $\Lambda \to \pi^0 n$ があるが、45 度という大角度での取り出しのため、Λ はエネルギーが低く、崩壊領域につくまでに大部分が崩壊してしまう。

beam interaction

主に中性子が残留ガスと相互作用して π^0 を出す $nA \to \pi^0 A'$ が考えられるが、この background はビームラインの真空度を 10^{-7} Torr まで持っていっておさえる。また π^0 を生成するような 800 MeV/c 以上の中性子は、target から K_L ビームを大角度で取り出すことにより数を少なくすることができる。また、TOF 法を用いることで 1 から 2.4 GeV/c といった大きな運動量を持つ中性子しか K_L^0 の崩壊のタイミングに崩壊領域に到達することができず、さらに数を少なくすることができる。

summary of backgrounds

以上の事から $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ が 70 events 観測されるときの background の評価を表 2.1 に示す。S/N 比 $(N(K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu})/N(K_L^0 \to \pi^0\pi^0))$ は 9 前後になると予測されている。表からもわかる通り、$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ が background の中でも一番多い。

表 2.1: $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ が 70 event 観測される時の種々の background の評価。Process ごとに主な原因と値を示した。

process	modes	main source	events
$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$			70
K_L decays $(\bar{\gamma})$	$\pi^0\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0, \pi^0\gamma\gamma$	$\pi^0\pi^0$	7
$K_L \to \gamma\gamma$	$\gamma\gamma$	$\gamma\gamma$	0.04
K_L decays $(\bar{c})$	$\pi^\pm e^\mp\nu, \pi^\pm\mu^\mp\nu, \pi^+\pi^-$	$\pi^- e^+\nu$	0.01
K_L decays $(\bar{\gamma}, \bar{c})$	$\pi^+\pi^-\pi^0, \pi^\pm l^\mp\nu\gamma, \pi^0\pi^\pm l^\mp\nu, \pi^+\pi^-\gamma$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	0.003
Other particle decays	$\Lambda \to \pi^0 n, K^- \to \pi^-\pi^0, \Sigma^+ \to \pi^0 p$	$\Lambda \to \pi^0 n$	0.03
Interactions	n, K_L, γ	$n \to \pi^0$	0.5
Accidentals	n, K_L, γ	n, K_L, γ	0.3

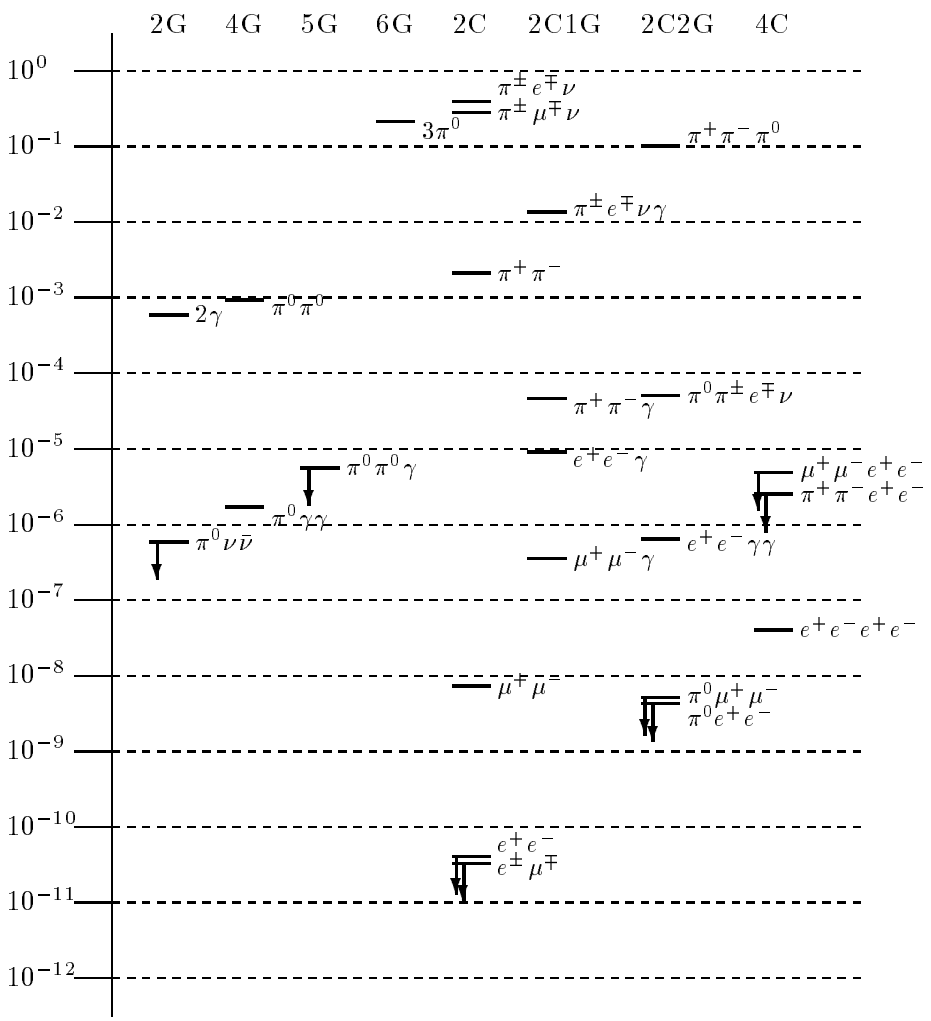


図 2.9: K_L^0 の崩壊モード [?]。横軸は終状態で C は charged particle、G は γ を表す。縦軸は分岐比。

第3章　Catcher Design

我々が研究、開発にあたっている Photon Catcher は γ-veto の一部として γ に対して高い検出効率を持つと同時に、ビームライン中におかれるため中性子に対しては不感でなければならない。この一見矛盾した要求を満足するため、我々はアクリル中での Čerenkov 発光を利用した鉛-アクリルサンドイッチ型カロリメーターを開発した。ここではまず E926 実験全体から Photon Catcher に要求される性能を述べた上で、原理と、試作器のデザインについて触れる。

3.1　Requirement

3.1.1　γ 検出効率

Photon Catcher に要求される γ 検出効率は、もちろん他の検出器がどの程度まで γ を検出できるかに依存している。そのため開発の目標として、他の検出器が一律に $O(10^{-3})$ 程度の不感率をもっているとして簡単なシミュレーションを行い、Photon Catcher の検出効率がどの程度であれば十分に background を除去できるのか検討した。

主な background が $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ であることから、そのモードに着眼したシミュレーションを行う。$K_L^0 \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ のうち、二つ以上の γ が Endcap calorimeter にはいったうえで、さらに一つ以上 γ が Photon Catcher に入る、というイベントが、Photon Catcher が責任を持って除去しなければならないイベントである。そこでそのようなイベントを 1M event 生成した。また、比較のために $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu} \to 2\gamma$ も 10K events 生成した。こちらは終状態の 2γ が両方とも Endcap calorimeter に入ることを要求している。

なお、簡単のため K_L^0 の運動量は 550 MeV/c を peak 値とし、σ が 400MeV/c であるような Gaussian であるとした。また、検出器はシミュレーションせず、各測定量の誤差は正規分布に従うものとして乱数をふって適当に散らしている。なおその正規分布の σ は表 3.1 の値を用いている。これは標準的な検出器で達成可能な値である。

Endcap calorimeter に入射した γ について、「観測された」運動学的な量を用いて 2γ の invariant mass ($M_{\gamma\gamma}$) と K_L^0 静止系での運動量 (P_π^*) を再構成したときの分布を図 3.2 に示す。図の上段二つが $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ に由来する background の分布で、各段は順に 2γ が同じ π に由来するもの (even pair) と、2γ がそれぞれ別の π に由来するもの (odd pair) である。また一番下の段は $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の場合を示す。上段左図で $M_{\gamma\gamma}$ の σ が $10\mathrm{MeV/c^2}$ であることから、2γ が π から来ている条件として、$|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| \leq 20\mathrm{MeV/c^2}$ を採用する。

まず even pair を落とす cut を考える。Even pair の場合、P_π^* は 210 MeV/c を中心に $\sigma = 15\mathrm{MeV/c}$ で分布している。そこで $3\sigma \sim 164\mathrm{MeV/c}$ 以下で cut することにする。こ

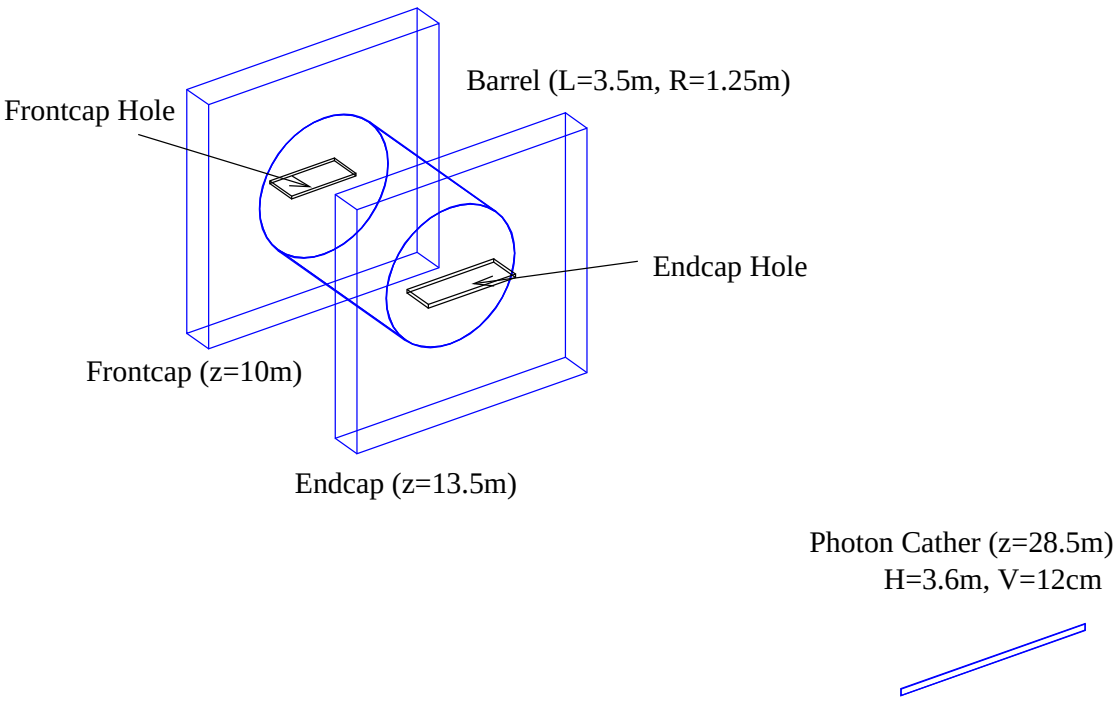


図 3.1: シミュレーションに用いた物質の配置。K_L^0 はさらに 10m 上流で発生させ、崩壊領域で崩壊することを要求した。

れにより、$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ は 24 % が生き残る。

Odd pair を落とす cut はこの図だけからでは難しい。そこで K_L^0 の静止系に引き戻して、縦軸に P_π^*、横軸に二つの γ のエネルギー差 $|E_{\gamma_1}^* - E_{\gamma_2}^*|$ をとり scatter plot を作る。図 3.3 がその結果だが、左側が $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$、右側が $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ のイベントによる分布である。右側の図で $P_\pi^* = 210\mathrm{MeV/c}$ 付近の横軸に平行なバンドが even pair に由来し、斜めにのびるバンドは odd pair に由来する。$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ のイベントを効率よく cut するには、$P_\pi^* = 140 \sim 164(\mathrm{MeV/c})$ 付近の $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ のイベントが少ない部分を狙ってやればよい。したがって次のような cut を採用する[1]。

表 3.1: Endcap calorimeter に仮定する測定誤差。

	σ
γ energy	$3\%/\sqrt{\mathrm{E(GeV)}}$
入射位置	4.5 mm
入射方向	25 mrad
timing	0.25 ns
T_0 (RF timing)	0.1 ns

[1]今は 1 γ が catcher に入るという特殊な event のみを扱っているが、この cut はそのような特殊な条件

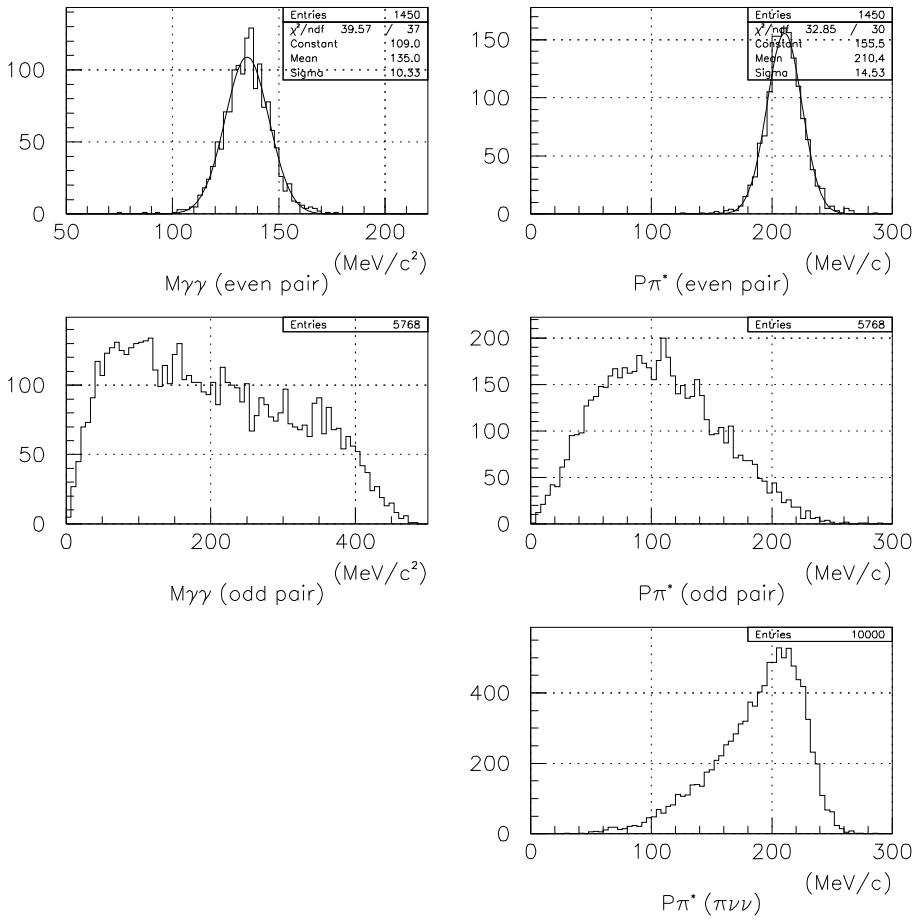


図 3.2: Endcap calorimeter に入った 2γ の運動量や入射角から、それらが π^0 から来ているとして mass や運動量をくんだもの。上二段が $K_L^0 \to \pi^0\pi^0$ から来た background によるもので、一番下の段が signal である $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ によるものである。

- $140 \leq P_\pi^* \leq 164$ (MeV/c)
- $|E_{\gamma_1}^* - E_{\gamma_2}^*| \leq 75$ (MeV)
- $P_\pi^* \geq (125 + 0.5 \times |E_{\gamma_1}^* - E_{\gamma_2}^*|)$

次にこの cut の下でどのようなエネルギーの γ が主に敵になってくるかを調べる。そのためには Photon Catcher に入った γ のエネルギーと、もうひとつの γ との相関をとれば良い。Cut 前と、cut 後の図をそれぞれ図 3.4 と図 3.5 に示す。上段は scatter plot を横軸に射影したものである。

図 3.5 によると、odd pair の場合 catcher に入る γ のエネルギーは 200 MeV 以上と高く検出しやすいため、あまり問題ではないが、even pair の場合は 200 MeV 以下のエネルギーの γ が 40 程度残っている。

を科さなくても有効であることが調べられている。

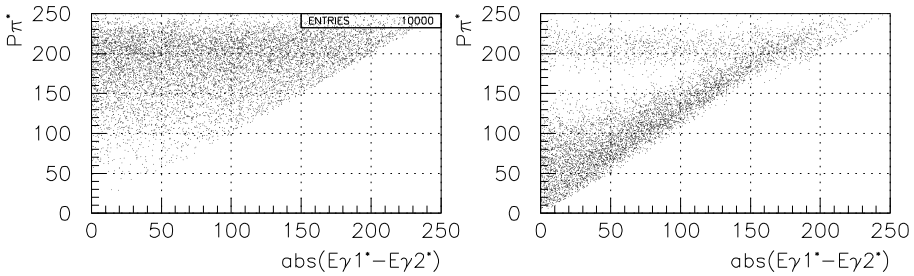


図 3.3: Endcap に入った 2 つの γ について π の運動量と 2 つの γ の energy の差を scatter plot で plot した。左側が signal($\pi^0\nu\bar{\nu}$) で、右側が background($\pi^0\pi^0$)。

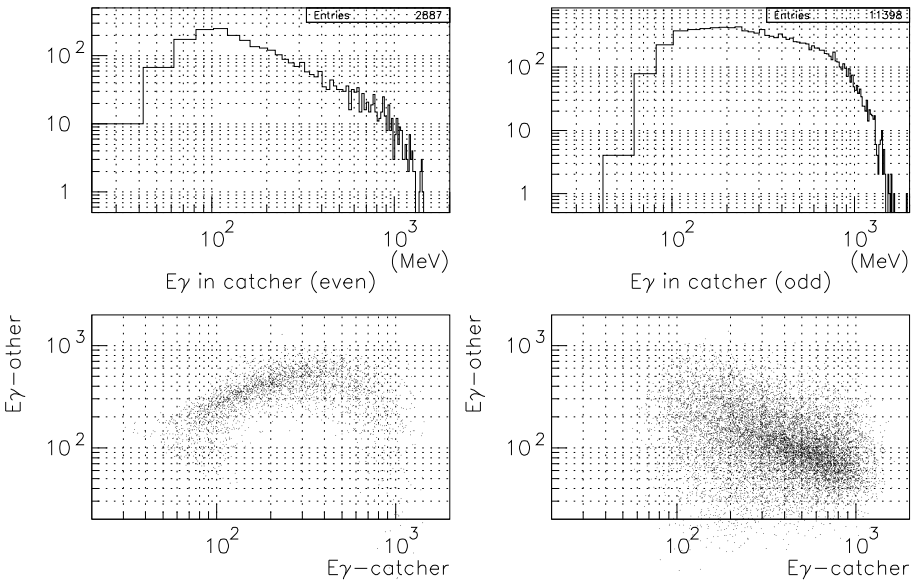


図 3.4: 運動学的な cut を施す前のイベントについて、catcher に入る γ の energy の分布および残りもう一つの γ の energy との間の相関を示す。

そこで $K_L^0 \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ の うち catcher に γ 1 個が入るような event について、100 ~ 200 MeV の γ に対して 90 % 以上、200 MeV 以上の γ に対して 99 % 以上の検出効率を仮定した場合の N($K_L^0 \to \pi^0\pi^0$) / S($K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$) の評価を表 3.2 に示す[2]。

この計算は catcher に γ が入ることを要請しているが、その条件下でも N/S 15 以上を達成することができる。

3.1.2　中性子に対する sensitivity

Photon Catcher にとって、ビームは次のような構造になっている。Target から直接やってくる prompt gamma は target に micro bunch があたってから 95 nsec 後に catcher に

[2]ただし今は catcher の性能についての考察であるため、background のうち γ が一つも catcher に入らなかったような event は完全に除去できるとしている。

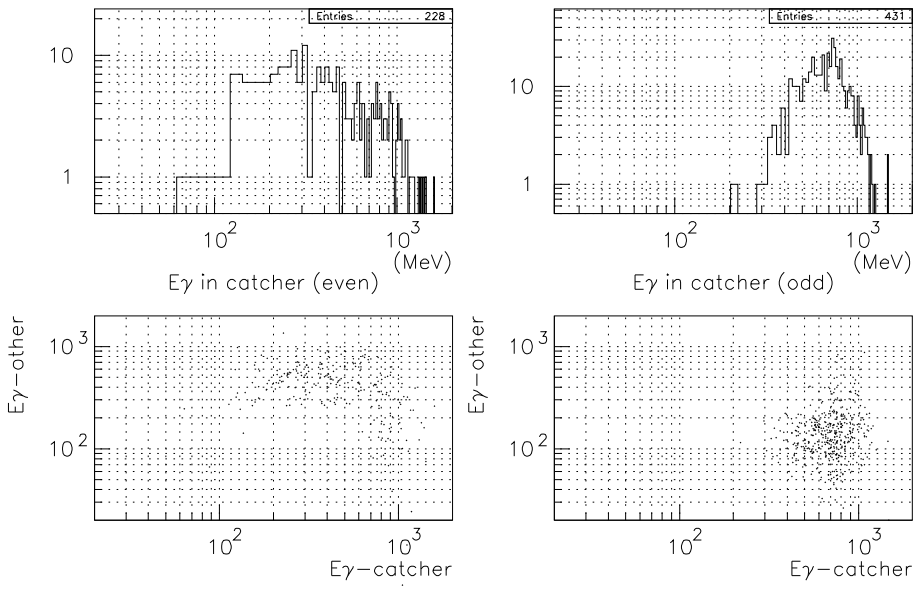


図 3.5: 運動学的な cut を施したあとの分布。特に odd pair 側で低 energy の γ が無くなることがわかる。

到達する。つづいてその 2 nsec 後にもっとも早い K_L^0 の崩壊による γ が来、その timing から 17 nsec の間が、γ が来た場合 veto しなければいけない time window である。この time window の間に catcher に到達する中性子は 1.4 GeV/c から 5 GeV/c の運動量を持つ。

以上は同一 micro bunch で発生する K_L と中性子についての考察であるが、中性子の場合、以前の micro bunch によって発生した中性子が、長時間ビームラインに残留する事を考慮しなければならない。Micro bunch の間隔は 50 nsec であるから計算してみると、time window に入る中性子のうち、一つ前の bunch によって発生したものの運動量は 669 ~ 797 MeV/c、さらに前の bunch であると 466 ~ 518 MeV/c、という風に続く。

以上のことをふまえると、中性子による background が問題になる case は三つある。すなわち、

1. K_L^0 からの γ とおなじタイミングで Photon Catcher に入るもの。これは 1.4 GeV/c 以上の運動量を持つ中性子に当てはまるが、これは数が少ないのでとりあえず気にしない。
2. ビームライン上に常に存在する低エネルギーの中性子によって Photon Catcher に DC 的なノイズが発生する。これはベースラインが変化するだけなので、対処することが可能である。
3. ビームライン上の低エネルギーの中性子によって signal が発生し、γ による signal と誤認されて veto がかかる (overveto)。

3 について、主に検討する。

BNL では実際に 24 GeV/c の陽子ビームを target に当て、どのエネルギーの中性子が

表 3.2:

		$K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$	$K_L^0 \to \pi^0\pi^0$		$N(\pi^0\pi^0)/N(\pi^0\nu\bar{\nu})$	
			even	odd	even	odd
Branching Ratio		3×10^{-11}	10^{-3}		0.3×10^8	
Geom. Acc.	2γ in Endcap	0.22	0.53		2×10^5	
	γ in Catcher	-	3×10^{-3}			
Kinematical cuts		4.3×10^{-2}	2.3×10^{-4}	4.3×10^{-4}	1.6×10^3	2.6×10^3
Photon Veto		-	10^{-3} assumed		1.6	2.6
Rejection by Catcher		-	0.01 ($\geq$ 200 MeV) 0.1 (100-200MeV) 1.0 ($<$ 100 MeV)		0.04	0.03

どの程度発生するか調べられている (図 3.6 参照)。

Over-veto の確率から中性子の flux に対する要求水準を求めると、まず π 生成の閾値以下の energy 領域 (50 $\sim$ 300 MeV, 運動量では 200 $\sim$ 800 MeV/c) では、中性子の数は陽子一個あたり 1.10×10^{-3} である。したがって、陽子の intensity を 5.0×10^{13} と仮定すると 5.5×10^{10} 個 / pulse となる。この中性子が一様にやってくると仮定すると、overveto の確率は、Photon Catcher の sensitivity を ϵ、時間分解能を Δt として、pulse の時間幅が 1.6 sec であるから、

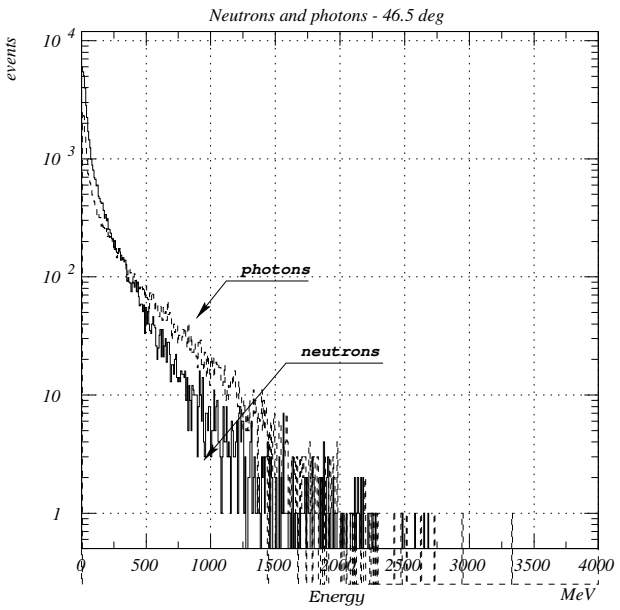
$$(5.5 \times 10^{10}) \times \frac{\epsilon \cdot \Delta t}{1.6}$$

であらわされる。Overveto の確率を仮に 10 % 程度に押さえようとすると、$\epsilon \cdot \Delta t \sim 0.3\% \cdot$nsec となる。やや楽観的に $\Delta t \sim$ 2nsec とすると、50 MeV 以上 300 MeV 以下の中性子に対する sensitivity は 0.15 % 以下でなければならない。

一方 300 MeV より高い energy をもつ中性子は π の生成閾値を超えてしまうためどうしても sensitivity が高くなってしまうが、 TOF 法を用いて time window 中になるべく入らないようにする工夫をしているため、考慮しなくても良くなっている。

3.2 Design

以上の要求を満たすために、我々は鉛-アクリルサンドイッチ型のカロリメータをデザインした。このカロリメーターは、1. 鉛部分で電子、陽電子が γ から対生成をおこし、2. それらがアクリル部分で放射した Čerenkov 光を、3. おなじアクリルをライトガイドとして使って全反射条件を満たすような光のみを PMT で読み出す、ことによって γ を検出する。一方中性子に対しては 1 の過程で、核反応によって π や陽子などの重い粒子が発生するのが主であると考えられるので、特に低エネルギーの場合は、生成粒子が 2 で Čerenkov 放射の閾値 ($\beta \geq 1/n$) をこえることは難しい。また全反射条件をかすことによっ



Threshold(MeV)	10	50	100	300	830
n/p	2.90×10^{-3}	1.54×10^{-3}	1.13×10^{-3}	4.40×10^{-4}	0.77×10^{-4}

図 3.6: BNL のビームラインで実際に測定された中性子の energy spectrum [8]。

て、さらに条件を厳しくすることができる。γ によって作られる電子や陽電子は $\beta \sim 1$ なので上の条件を用意にクリアすることができる (図 3.7 および表 4.1 参照)。

表 3.3: 種々の粒子について、Čerenkov 光を発光するための運動量の閾値と、粒子がアクリル表面に対して垂直に走った場合に Čerenkov 光が全反射する条件を満たすための閾値。

	electron	proton	pion
Čerenkov th.	0.47 MeV/c	840 MeV/c	125 MeV/c
total ref. th.	1.0 MeV/c	1876 MeV/c	279 MeV/c

3.3 Prototype modules

上記の Čerenkov 放射を利用したカロリメータのデザインの妥当性を確かめるため、今年度はじめ試作器を製作した。2mm 厚の鉛と 10 mm 厚のアクリルを重ね合わせた構造になっており、鉛 8 層、アクリル 9 層で一つのモジュールをなしている (図 3.8 参照)。一つのモジュールの厚さは約 3 X_0 で、ライトガイドで引き出した上で 5 inch PMT (R1250 および R1251) を用いて両側から読み出している。ライトガイドと PMT の間は optical

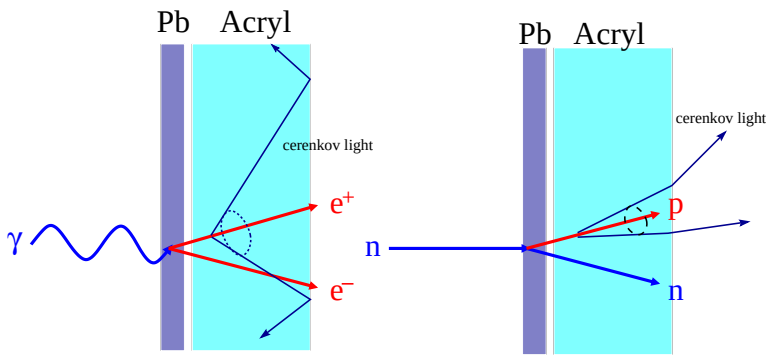


図 3.7: Čerenkov 光を用いた calorimeter による粒子弁別について。γ が起こしたシャワーに含まれる電子や陽電子による Čerenkov 光 は光錐が広がるため、全反射条件を満たして PMT まで到達しやすいが、中性子が核反応でたたき出す陽子などの重い粒子は、たとえ Čerenkov 光を出したとしても全反射条件を満たせず、観測されない。

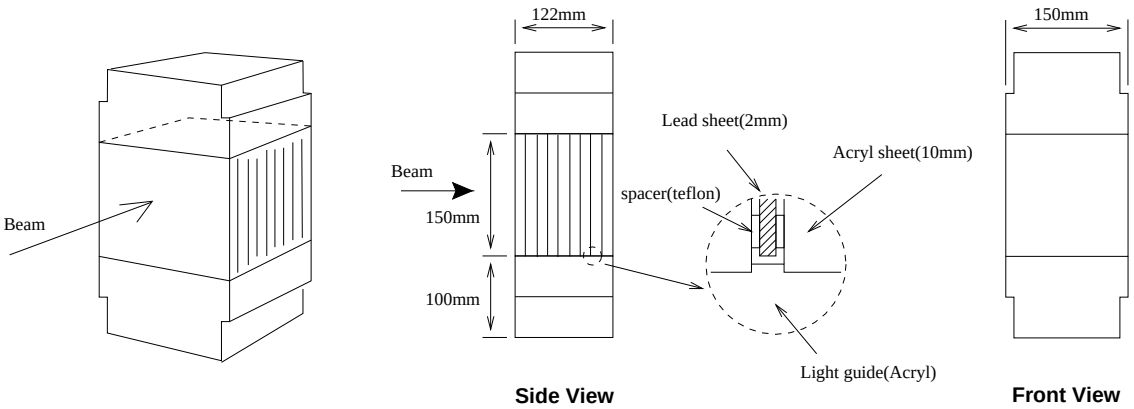


図 3.8: Photon Catcher 試作器の概念図。2 mm の鉛と、10 mm のアクリル板を 8 層重ねた構造になっている。

grease を用いて light contact を保っている。またビームを当ててテストするときはビーム方向にモジュールを四個並べる。

3.3.1　LED test / cosmic ray

実験に先立って PMT の LED による calibration と Photon Catcher の cosmic ray によるテストを行った。

LED test

LED テストは 5 inch PMT と LED を暗箱にいれ、パルサーを使って LED に電力を供給し、発光させ、PMT で観測してその信号を ADC で読み取っておこなった。まず ADC

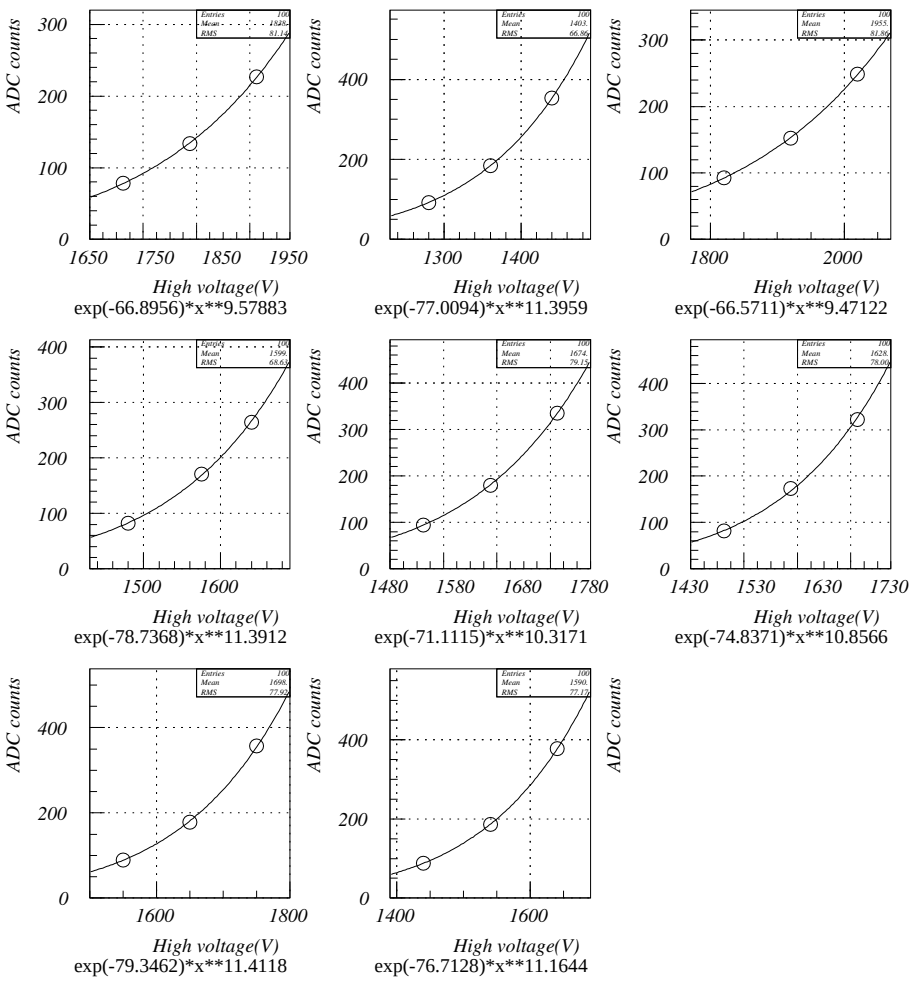


図 3.9: LED を用いて測定した各 PMT の HV curve。それぞれ左上から 1U,1D,2U,2D,... の順に並べられている。

count と p.e. 数の対応をつけるために LED の光量を変えながら ADC spectrum を観測し、mean 値と sigma の値の関係から、1 p.e あたりの ADC count 数を算出した。

次に PMT の HV 曲線を知るために LED の光量を一定にし、HV をかえつつ ADC の値を測定した。その結果を、図 3.9 に示す。

Cosmic ray test

Cosmic ray によるテストは Photon Catcher の試作器の片側にのみ PMT をつけ、もう片方は black tape を貼付けて、上下の trigger counter の coincidence で trigger をかけて行った。Black tape を PMT の反対側に貼付けることにより、この setup は両側に PMT をつけた状態を再現していると考えている。

Cosmic ray (μ) の MIP による energy loss はわかっているので、ADC count に対する energy scale をつけるために測定を行った。実際には次章で述べるように γ をもちい

て calibration することになるが、cosmic ray の結果は各実験で ADC count を関係付けることに利用できる。

第4章　γ efficiency

4.1　ES171 - Overview

98 年 6 月に KEK 田無にある電子シンクロトロンで Photon Catcher の γ にたいする不感率を測定する実験 (ES171) を行った。ES171 自体は、FNAL KTeV グループや KEK E391 グループなど、他の $\pi^0\nu\bar{\nu}$ 実験を目指すグループも加わった実験であり、各グループがそれぞれ独自の検出器 (Sample) を持ち寄って共通の 検出器 setup と DAQ システムを使ってデータを収集した。我々の目標は前章の結果に基づき、10^{-3} の order で Photon Catcher の不感率を測定することである。

γ に対する不感性は、主に以下の原因に起因すると考えられている。

1. punch through: γ がまったく反応を起こさず、検出器を突き抜けたもの。
2. sampling effect: signal が読み出される領域にエネルギーが落ちなかったもの。
3. photo-nuclear interaction: γ が原子核と反応して中性子などを生成し、シャワーを起こさなかったもの。

γ の場合 1 に関しては EGS などの信頼できるシミュレーションがあり、それから推測できるが、3 に関しては十分な理解が得られていない。そのため 3 の値を評価するのが主な目的になるが、我々の解析では 2 と 3 を区別しないで評価する。なお 1 の確率は 10^{-4} 程度で、我々が Photon Catcher に要求している inefficiency の水準より十分小さいので今回の解析では考慮しない。

4.2　Setup

4.2.1　Beamline

実験に用いた電子シンクロトロンは 1.2 GeV まで電子を加速できるが、われわれは 500 MeV で取り出している。

われわれは電子シンクロトロンの $\gamma 2$ ビームラインで実験を行った。このラインは取り出した電子を薄い foil (Al $300\mu m$) にあて、bremsstrahlung によって発生した γ を実験に用いる。一方電子は γ を放出したあと磁石によって曲げられ、"tagging system" に導かれる (図 4.1 参照)。γ は電子ビームががもともと進んでいた方向にそのまま飛ばされ、Sample の中心にまっすぐ入射する。

Tagging system は一種のスペクトロメーターで 32 の tagging counter と対応する 8 の backing counter からなり、coincidence をとって 電子のエネルギーを 100 ~ 410MeV の間で ±5MeV の範囲で定めることができる。γ のエネルギーは最初に取り出した電子のエ

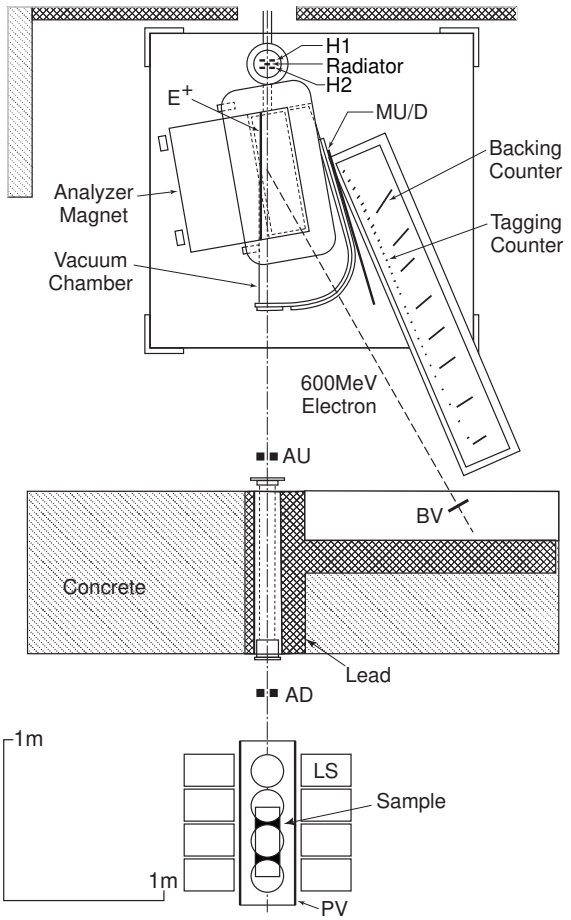


図 4.1: ES171 の検出器全体の配置。Photon Catcher は図の “Sample” と書かれている部分におかれる。電子ビームは図の上から入射する。

ネルギーから tag された電子のエネルギーを差し引いたものである。我々は 500 MeV の電子ビームを用いたため、γ のエネルギーは 400 ∼ 90MeV になる。

4.2.2 Detector setup

図 4.1 に ES171 の検出器の配置を示す。おおざっぱに言って図の上半分が tagging system で、下半分が sample (Photon Catcher) の γ efficiency を測定するための検出器群である。上半分と下半分はコンクリートと鉛のシールドで分けられている。既にのべたように電子は図の radiator で γ を作り、自身は Analyzer Magnet で曲げられて tagging counter に入射する。

図中で $\mathrm{H1}, \mathrm{H2}, \mathrm{E^+}, \mathrm{MU/D}, \mathrm{BV}, \mathrm{AU}, \mathrm{AD}$ というのは beam veto counter である。これらは “miss-tag” とよばれる background event を減少させるために置かれている。ここで “miss-tag” とは γ がそもそも sample にあたらなかったのに tagging system に signal があり、あたかもきちんと γ が sample に当たったかのようにみえてしまうイベントであ

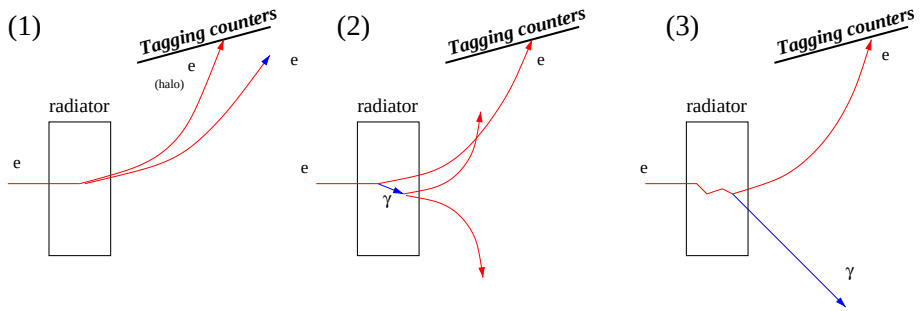


図 4.2: “Miss tag” の主な原因。

る。“miss-tag” の原因として考えられているものは、

1. ビームのハローにふくまれる電子が tag にかかった、
2. 放射された γ が target 内で対生成をおこして消えてしまった、
3. 電子や γ が散乱され、別の方向にでてしまった、

等があげられる (図 4.2)。たとえば 1 に対しては、BV を見てやることにより、エネルギーを失わずに radiator を通過した電子があるか check することができるし、2 の場合は E^+ counter が有効である。3 に対しては AU/AD などで γ がビームライン方向に真っ直ぐ飛んでいることを保証して対処できる。これらの beam veto counter で miss-tag に起因する inefficiency をある程度押さえることができるが、完全ではなく、数 % 残ってしまう。

また sample 周辺には 8 本の Liquid Scintillator (NE213) がおかれている。これは sample 内で γ が電磁シャワーや photo-nuclear interaction を起こしたときに、もれでてくると期待される γ や中性子を検出しようというものである。この LS の activity を要求することにより miss-tag をさらに排除することができる。LS の signal 波形を解析することによって γ と中性子を弁別することも可能であるが、我々の解析ではそこまでおこなっていない。

4.2.3 DAQ system

図 4.3 に trigger logic の概念図を示す。基本的には、tagging couunter と対応する backing counter の coincidense を取り、そうやって作られた 32 の signal の OR をとって trigger を作ると考えて良い。この trigger を tag-Σ という。ただし beam veto counter に何か activity があれば veto する。ただ、これだけだと trigger rate の関係から inefficiency になる部分の event 数が少なくなってしまい、十分な解析を行うことができないので、signal の大きさが一定の水準に達しなかったものを積極的に収集し、inefficiency になる部分を enhance するような $\bar{EG}$ trigger (図 4.4) を用意した。

これらの trigger の timing で我々は Photon Catcher の各 PMT signal の ADC 情報を収集した。また LS に対しても ADC 情報を収集している。

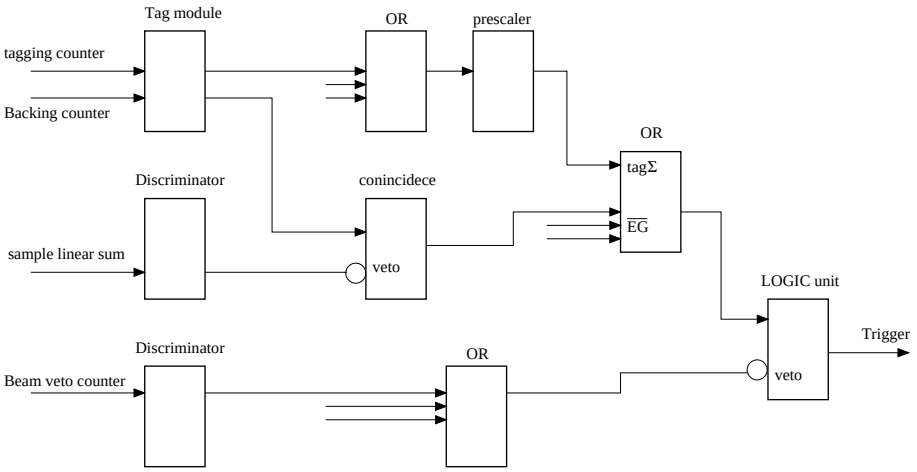


図 4.3: ES171 の trigger logic (概念図)。

4.3 Calibration

4.3.1 cosmic ray

Cosmic ray による calibration は Photon Catcher の module をひとつづつ横に寝かせ、上下に trigger counter をおくという setup でおこなった。図 4.5 に典型的な ADC の spectrum を示す。各 PMT の HV の値は KEK での LED テストの結果から、それぞれ同程度の出力が期待できるように定めたつもりであったのだが、cosmic ray でテストしたところ、ばらついていることがわかった (表 4.1)。これは PMT とライトガイドの接触面が大きく、light contact の質を同じ水準に保つことが難しいことが影響していると思われる。そのため、出力を揃えるようにビームを当てつつ oscillo scope を見て HV を調

表 4.1: ES171 で用いた PMT の HV の設定と gain。HV は表の “HV1” の値にして cosmic run を行い、実際の実験では “HV2” の値に設定した。それにともなう gain の変化の割合は “G2/G1” に示す。これは KEK で行われた HV 曲線 (図 3.9) の結果から求めた。

PMT id		HV1	peak-ped	HV2	G2/G1	$(\text{peak} - \text{ped}) \cdot \text{G}$
CPQ04	1U	1950	14.8	2110	2.13	31.52
CPQ02	1D	1420	16.5	1530	2.34	38.61
CPQ01	2U	2060	20.3	2200	1.86	37.76
CPB01	2D	1660	12.9	1830	3.04	39.21
CPB05	3U	1710	10.5	1930	3.49	36.65
CPB06	3D	1670	17.9	1810	2.40	42.96
CPB04	4U	1730	15.7	1920	3.28	51.50
CPB03	4D	1610	13.4	1850	4.71	63.11

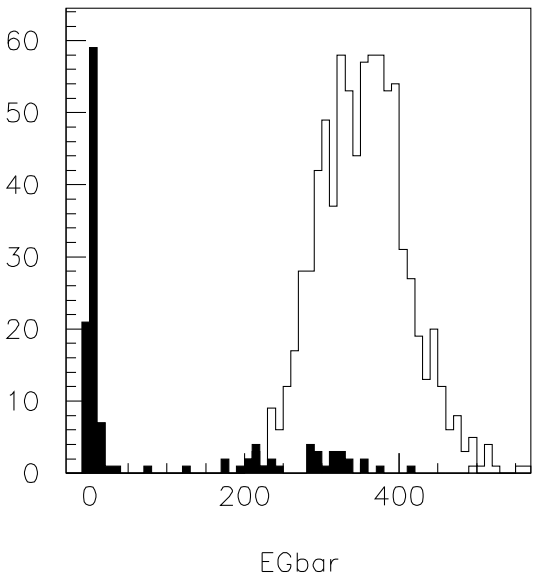


図 4.4: $\bar{EG}$ trigger の効果。白抜きの tag-Σ trigger による event に対して、黒抜きの $\bar{EG}$ trigger による event は peak 部分を cut して pedestal region を enhance している。

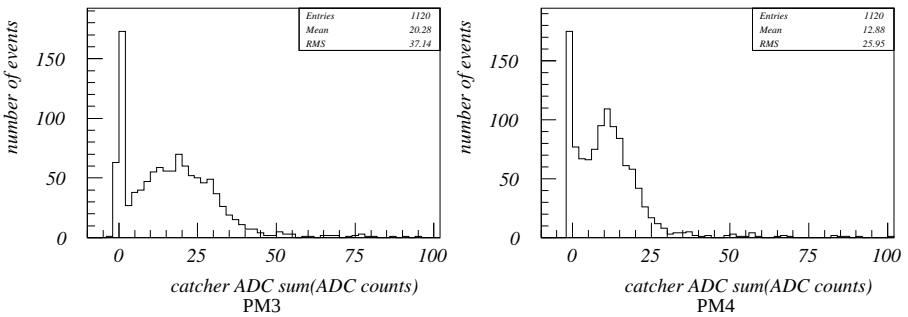


図 4.5: Cosmic ray の突き抜けを示す典型的な ADC spectrum。

整した。同時に signal の大きさを、実験上都合の良い大きさになるように約 2 倍にしている。その様にして決めたのが “HV2” の値である。HV の調整にもとづく出力の変化は図 3.9 から外挿して求めたが、この曲線のパラメーターはさらに HV を高くしてもそのまま用いても良いことが、oscillo scope で確認されている。

4.3.2 γ beam

Tagging によって γ の energy がわかっているのであるから、1 MeV あたりの ADC count 数を測定することができる。図 4.6 は tag ごとに ADC spectrum の peak の値を plot したもので、結果は 1.15 counts / MeV であった。ただし ADC count の値は 4-module、8 PMT の ADC count を合計したものである。

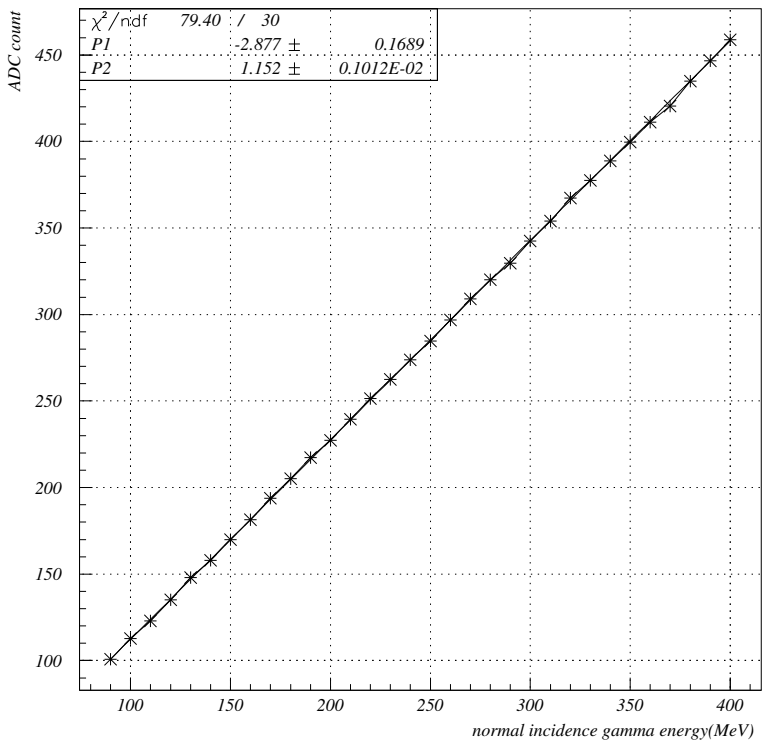


図 4.6: 入射する γ のエネルギーと ADC count の関係。ADC count は tag ごとの ADC spectrum の peak 値をとっている。

4.4 Analysis

4.4.1 LS tagging method

実際に観測された典型的な ADC の spectrum を図 4.4 に示す。この spectrum で pedestal 付近にある peak を pedestal peak と呼ぶ。本来この pedestal region に存在するイベントが inefficiency なのであるが、ここには “miss-tag” にともなうイベントが含まれてしまっている。この量を減らすため、我々は Photon Catcher 内で何らかの反応がおこったことを検出することにより、γ が入射したことを保証する方法をとった。この方法では、Photon Catcher の中で γ が反応を起こした場合、その反応によって生じた中性子や γ などが、必ず Photon Catcher からもれでて、周囲の検出器に検出されることを仮定している。今の場合は Liquid Scintillator (LS) がそのような signal を検出するためにおかれている。つまり LS に activity があるにも関わらず Photon Catcher で signal が検出されなければ、その event は miss-tag ではなく、” 真の inefficiency” と認定して良い。

これを LS の activity を要求して ineficiency を評価することから、LS Tagging Method と呼ぶ[1]。

しかし当然周囲の検出器 (LS) の geometrical な acceptance や、LS の efficiency の問題から、Photon Catcher の内部でたとえ γ が反応を起こしたとしても、常に Liquid

[1]最初に述べたように、これに punch-through の確率を加えたものが” 真の inefficiency” である。もっとも punch-through の確率は我々が問題にしている値より十分小さいので考えなくてよい。

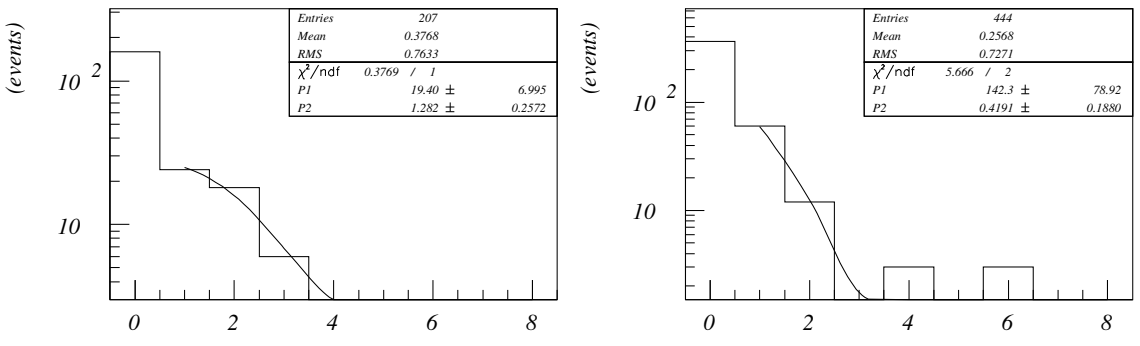


図 4.7: 400 MeV と 200 MeV の γ を入射させたときの LS の hit 数の分布と、Poisson 分布の平均値 μ をパラメータとして fit した結果。

Scintillator で検出できるわけではない。この検出効率は、何個の LS に Hit したかという hit 数 (multiplicity) の分布が Poisson 分布になると仮定して求めている。

Multiplicity が 1 の確率は、μ をこの Poisson 分布の平均値とすると、$P(1) = \mu e^{-\mu}$ とあらわされる。同様に multiplicity = 2 の確率は $P(2) = \mu^2 e^{-\mu}/2$ である。LS の検出効率は multiplicity が 0 でない確率を求めることにほからないので、

$$\begin{aligned} \eta_{eff} &= 1 - P(0) = 1 - e^{-\mu} \\ &= 1 - \exp\left[-2\frac{P(2)}{P(1)}\right] \end{aligned}$$

400 MeV と 200 MeV の γ を入射させたときの LS の hit 数の分布を図 4.7 に示す。図中で μ をパラメータとして fit を行ったが、その結果から求めた η_{eff} と上の式から求めた η_{eff} では互いに consistent であった。実際に pedestal region 中の event で、LS に activity があった event 数をこの η_{eff} で割ることにより、inefficiency となる event 数を求めることができる (図 4.8 参照)。

4.4.2 background

もしビームラインの状態が悪くて Photon Catcher が無くても LS に多くの background activity があるならば、上記の方法は破綻するであろう。しかし Photon Catcher を置かずに行った run によって background activity の大きさを評価した結果によると、catcher がないのにも関わらず LS が signal を出すという確率は 5×10^{-3} 程度であった。これは Photon Catcher 内でなにも反応を起こさないか、あるいは miss-tag の場合に、LS の activity がどの程度の確率で現れるかを示している。したがって通常の Photon Catcher をおいた run では、pedestal region の event のうち、さらに 5×10^{-3} の割合の event が background によるものと考えられる。この割合は十分小さく、我々の解析では考慮する必要がない。

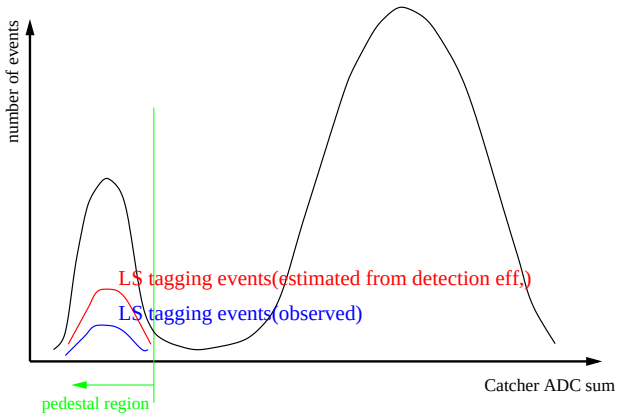


図 4.8: LS tagging method の概念図。Pedestal region において、LS に activity が観測された event 数を、LS の検出効率で割ってやり、inefficiency となる event 数を求めている。

4.5 Result

Pedestal peak 部分については Liquid Scintillator の activity を要求し、検出効率を考慮して有効な event 数を見積もった。これは図 4.8 の “LS tagging events (estimated from detection eff)” に対応している。Photon Catcher の inefficiency の値は software 的に energy 閾値を設定し、それ以下にある entry 数 (但し pedestal region については LS の activity と検出効率から求めた値を用いる) を全体の event 値で割ったものと定義している。100 MeV, 200 MeV, 300 MeV, 400 MeV のそれぞれの energy の γ について、閾値の変化に対して efficiency がどのように変化するかを図 4.9 に示す。

前章で述べたように 100 MeV の γ に対して 90 % 以上、200 MeV 以上の γ にたいして 99% 以上の efficiency を確保するのが目標であった。この目標は図からもわかるように energy 閾値を 70MeV$_\gamma$ 相当にすれば達成できる。

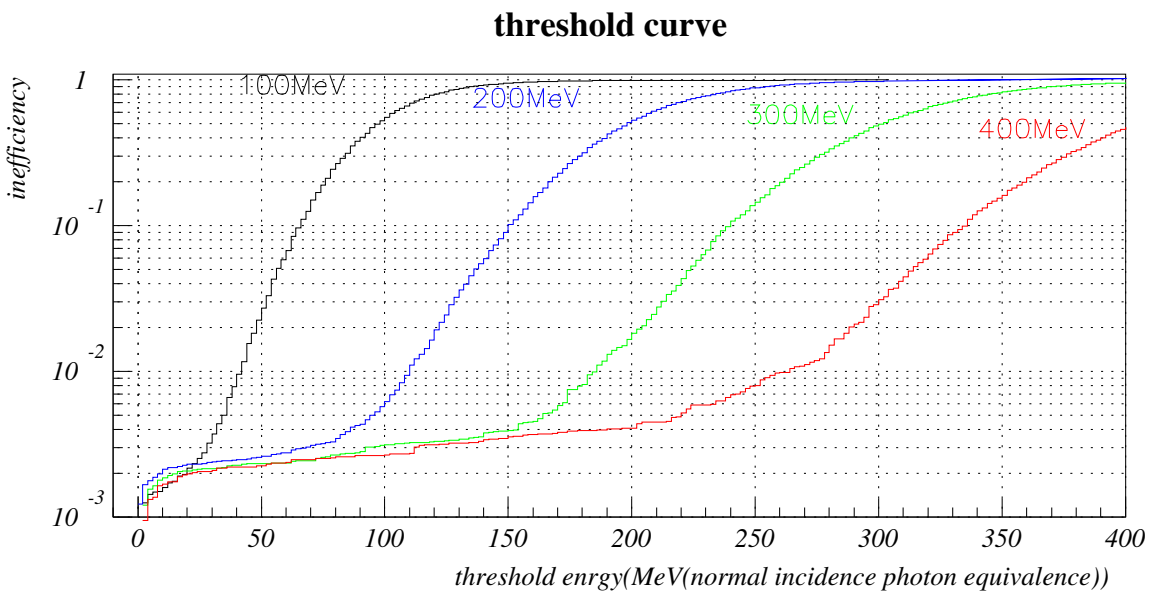


図 4.9: Photon Catcher 試作器の γ に対する不感率。

第5章　Neutron efficiency

5.1　Overview

98 年 7 月の終りに大阪大学核物理研究センター (RCNP) の N0 ビームラインで中性子線を用い、Photon Catcher の中性子に対する sensitivity を測定する実験 (R15) を行った。

N0 ラインでは陽子サイクロトロンから取り出された陽子ビームをターゲットにあてて中性子を作り出し、その中性子を 100m の TOF トンネルに導く。ビームは 300 ps 巾の bunch 構造になっており、TOF 法を用いて中性子の運動量を正確に決定することが出来る。陽子サイクロトロンの最高エネルギーは 400 MeV である。加速器の bunch 間隔は 20 MHz であるが、取り出しの段階で適当に間引くことが出来る。実際我々は 1/9 に間引いた。我々の実験では、陽子ビームのエネルギーを 392 MeV にし、Photon Catcher は target から 30m の距離においている。また加速器での (間引く前の) 陽子の強度は 30 nA である。われわれは target に ^{7}Li を用いた。

Target で発生する中性子は、大部分が charge exchange で作られたもので、元の陽子とほぼ同じエネルギーをもつ。他の過程で作られた中性子は数が少なく、エネルギーも低い。^{7}Li の charge exchange による断面積は良く知られているので、その過程により発生した中性子の flux は target に入射した陽子の電荷量とその断面積から計算できる。また他のグループが同ラインでおこなった実験 [11, 12] により、charge exchange 以外の過程で作られた中性子の flux も、他グループによって観測された energy 分布から算出することができる。

我々は 392 MeV (950 MeV/c) の charge exchange による中性子に対する sensitivity を測定し、200 MeV (645 MeV/c)、300 MeV (800 MeV/c) の中性子に対する sensitivity も上記の flux を用いて算出した。

5.2　Setup

5.2.1　Beamline

陽子ビームをあてる target は 5.2 mm 厚の Li 板を用いる。Li は陽子に対する charge exchange の断面積が良く知られており、400 MeV の陽子に対して 0° 方向の微分断面積は 35.8 ± 2.4(mb/sr) である [9, 10]。なお、実際に用いた陽子ビームは 392 MeV であるが、今後は一貫して 400 MeV と記述する。

陽子ビームは加速器から取り出され、図 5.1 の上から入射する。その後磁石で曲げられて target に導かれる。Target を通過した陽子ビームはさらに磁石で曲げられ、Faraday Cup で吸収される。

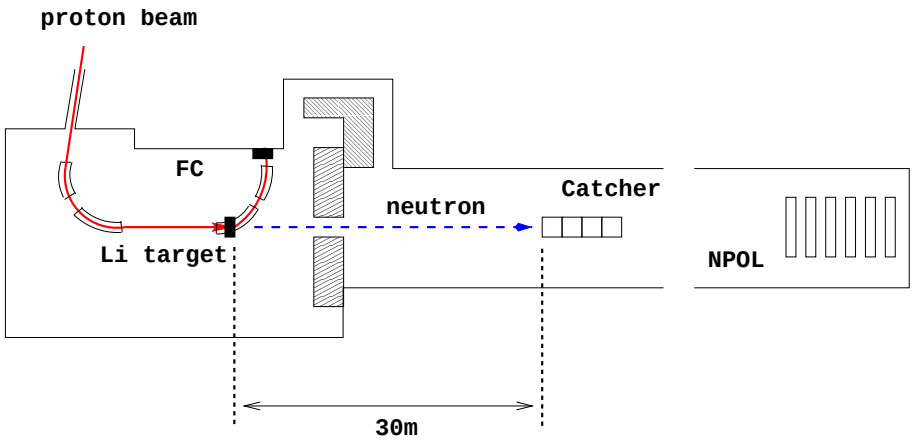


図 5.1: N0 ビームラインの図。陽子は図上から入射し、磁石で曲げられて target に導かれる。

表 5.1: 各ビームラインモニタの scalar 値と比の変化。解析に用いた run についてのみ書いている。

	Run 30	Run 41	Run 43
BLP	276816	439236	522345
FC	479717	854717	948738
NPOL	1107991	1955777	2008457
FC/BLP	1.73	1.95	1.82
NPOL/FC	2.31	2.29	2.12

Target に入射した陽子の個数は前述の Faraday Cup で吸収された電荷量を、charge integrater で測定してもとめる。他にモニターとして BLP (BeamLine Polarimeter) と NPOL (Neutron POLarimeter) がある。BLP とは ^{7}Li target に入射する前に beamline 上にモニター用の薄い target をおき、散乱される陽子の数を count するものである。また NPOL は target から出た中性子を TOF ラインの最後部におかれた liquid scintillater で count する。

このうち BLP と NPOL の count 値は、適当に threshold をかけた signal を測定しているだけなので絶対的な中性子 flux の評価に使えないが、変化量からビームの安定性を保証することができる。

実験中 BLP と FC の値の比の変化は 10 % 程度であった。また NPOL と FC の値の比の変動も同程度で、中性子の flux と陽子の数の関係は実験全体を通じて 10 % 程度の不定性を持つと考えている (表 5.1。この不定性は systematic error に組み入れられる)。

Photon Catcher は target から 30m の距離におかれており、ビームが target にあたってから 100ns 後に target で生じた γ (prompt gamma) が入射し、続いてその 40 ns 後に charge exchange による 400 MeV の中性子が入射する。中性子ビームは十分大きく広

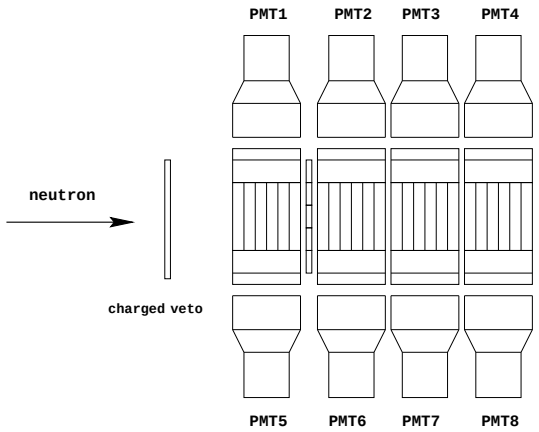


図 5.2: Photon Catcher の配置。ビームにそって 4 基ならべる。最上流には charged veto counter、1 基目と 2 基目の間には finger counter を配する。

がっており、Photon Catcher の全面をおおう。ただし Photon Catcher の大きさ (15 cm × 15 cm) は立体角的に十分小さく、そのあいだでは前述の 0° 方向の微分断面積を使うことができる [11]。

5.2.2 Detector setup

図 5.2 に Photon catcher と付随する検出器の配置を示す。Photon catcher の各モジュールは標準的な配置になっており、その前に荷電粒子を veto するための charged veto counter が配されている。また 1 番目と 2 番目のモジュールの間に finger counter と呼ばれる薄い scintillater を格子状に 6 × 6 本、試験的に配置しているが、これは解析には用いていない。

R15 の場合、trigger はおのおのの PMT の discri. signal の OR (catcher OR) になっている (図 5.3)。また表 5.2 にしめすように、各 PMT の discri. の閾値は 20 MeV 相当と設定した。これに TOF を利用して、欲しい時間帯 (160 ns 巾) の event 以外を veto して trigger をだす。この「欲しい時間帯」をあらわす signal を neutron gate という。

Catcher OR の rate は約 470Hz である。それに neutron gate と charged veto をかけて約 100Hz、さらに DAQ veto により trigger rate は 90 Hz にまで落ちる。

5.2.3 calibration

Energy

Photon Catcher の energy calibration は次のように行った。

- Cosmic Ray によって MIP の peak に対応する ADC count を求める。
- ES171 でおこなった cosmic ray による run の ADC の値と比較する。

表 5.2: 各 PMT の discri. threshold

PMT ID	discri. th. (MeV)
1U	24
1D	23
2U	24
2D	25
3U	21
3D	18
4U	20
4D	12

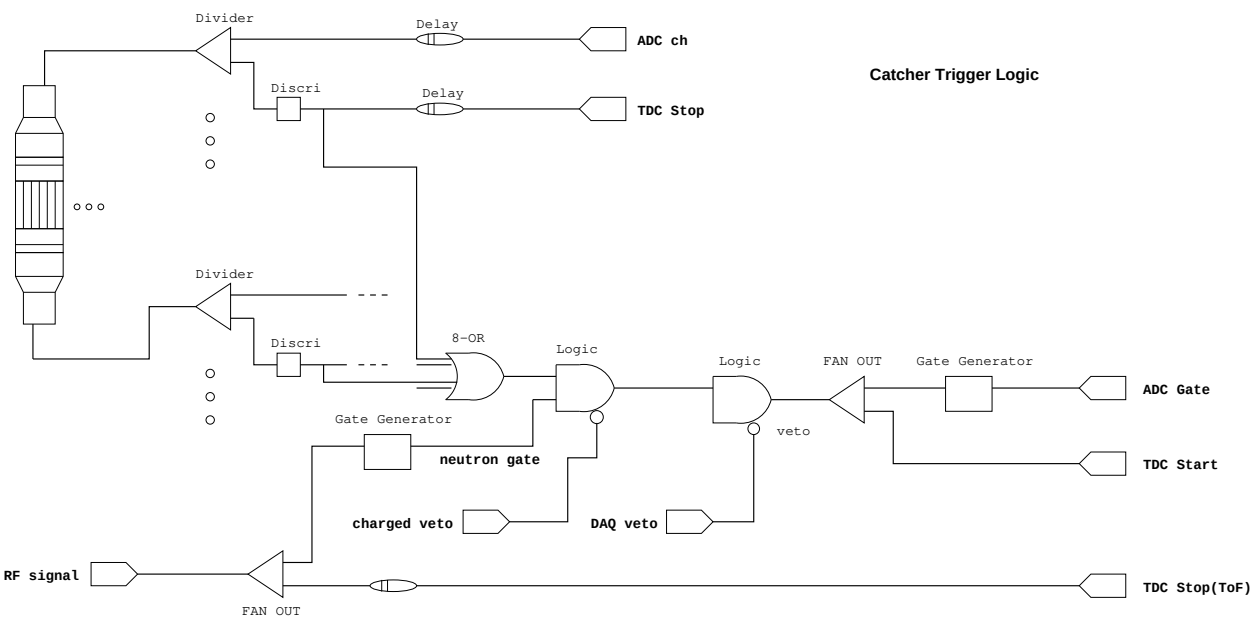


図 5.3: R15 で用いた trigger logic。単純に PMT の self trigger を OR しただけで、それに veto がいくつか入った構成になっている。

Cosmic ray が catcher の中で落とす deposit energy は、ES171 と R15 で共通していると考えて良い。しかし、観測される ADC 分布は ES171 と R15 で異なっている。これは PMT、light guide 間の optical contact の状態や、回路系 (ケーブル長など) の相違に起因する。表 5.3 に R15 と ES171 での ADC 分布の peak 値 (MIP peak と略称する) の count 数を示した。R15 と ES171 で ADC 値を変換するためには、それぞれの実験で MIP peak の count 数の平均を取り、その比 ((R15MIPpeak)/(ES171MIPpeak)) を計算して補正計数を求めてやれば良い。

R15 において $1\mathrm{MeV}_\gamma$ に相当する ADC count 数を求めるには、ES171 での $1\mathrm{MeV}_\gamma$ 相当の ADC count 数にこの補正計数をかけてやれば良い。ES171 では γ をあてての energy calibration の結果から、1 MeV あたり 1.15 count である事がわかっている。補正計数は $51.5/42.7 = 1.2$ であるから、R15 では 1 MeV あたり 1.4 count になる。

表 5.3: R15 での cosmic ray による calibration の結果。実際の実験では divide しているので R15 での測定値に関しては半分にした値を書いている。比較のため、ES171 での値もあわせて書いておく。

PMT id		HV	peak-ped (div.)	peak-ped(es171)
CPQ04	1U	2110	40.1	31.52
CPQ02	1D	1530	46.1	38.61
CPQ01	2U	2200	41.6	37.76
CPB01	2D	1830	37.7	39.21
CPB05	3U	1930	48.9	36.65
CPB06	3D	1810	55.5	42.96
CPB04	4U	1920	57.7	51.50
CPB03	4D	1850	84.6	63.11
Average			51.5	42.7

TDC

TDC の calibration は TDC の start と stop に signal を入れて測定した。ただし stop 側には delay をいれている。この delay の大きさを 3 パターン変えて TDC の値を測定し、calibration した。また prompt gamma と charge exchange による中性子の peak との間隔が約 40 ns であることをもちいて結果を確認した。この 40 ns という値は target と photon catcher の距離の実測値および中性子の energy より計算している。

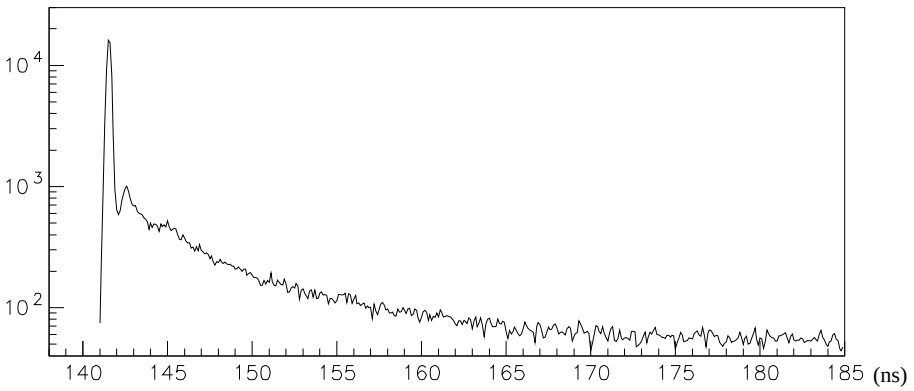


図 5.4: 他のグループが NPOL を用いて測定した中性子の energy 分布から、30 m の位置での TOF spectrum を計算したもの。

5.3 Analysis

5.3.1 overview

陽子の ^{7}Li に対する charge exchange による断面積はよく知られている。また、RCNP の N0 line で Li target を用いた場合の energyspectrum も他のグループにより NPOL を用いて以前に測定されている (図 5.4 参照)。したがって、TOF である時間領域のあいだに中性子がどの程度 photon catcher に入射するか、計算することができる。その個数と、DAQ による dead time の割合をかけたものを分母とし、その時間領域で観測された中性子の数を分子として割り算することによって、photon catcher の sensitivity をもとめることができる。

ただし trigger が PMT の discri. signal の OR であるため、今回のように PMT が 8 本あると、最悪の場合すべての deposit energy が均等に分配され 160 MeV ($= 20 \times 8$) に達するまで trigger にかからない可能性がある。そのため 1 本の PMT にどの程度 energy が集中するかを評価し、それから trigger efficiency を求める。そしてこの trigger efficiency を用いて観測されるべき energy deposit の spectrum を再現し、sensitivity を求めることにする。

5.3.2 ADC spectrum

図 5.5 に Photon Catcher によって観測された ADC spectrum を示す。この図は 4 個のモジュールの ADC の出力を合計したものである。横軸は γ に換算した energy に直している。この図である energy で閾値を設定したとき、それより高い energy をもつイベントを Hit と定義し、sensitivity の対象とする。

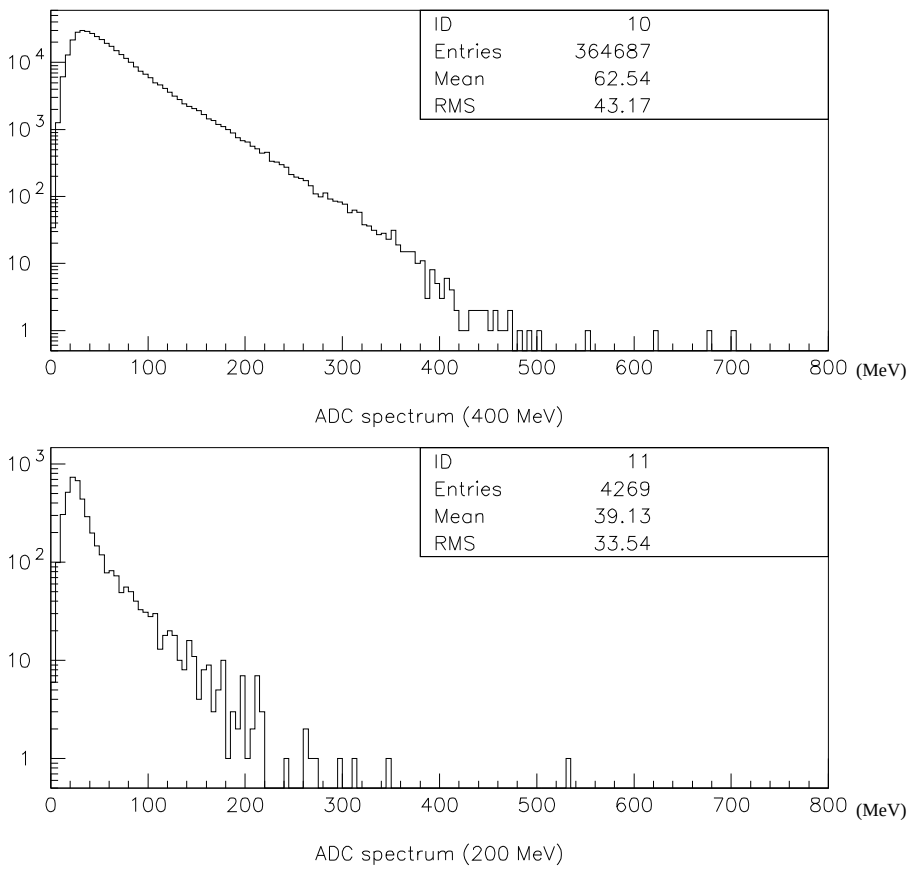


図 5.5: 生の ADC spectrum。ただし横軸は MeV に直している。

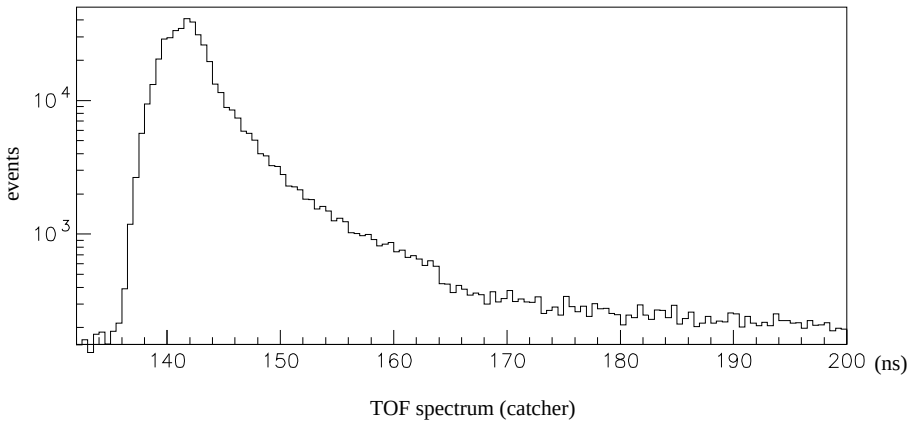


図 5.6: 実際に我々が観測した TOF の spectrum。

5.3.3　neutron flux

Charge exchange による 0° 方向の微分断面積は、400MeV の中性子に対して 35.8 ± 2.4(mb/sr) である。Catcher の立体角

$$\left(\frac{0.15}{30}\right)^2 = 0.25 \times 10^{-4}(sr)$$

および 5.2mm 厚の Li の個数密度 0.241×10^{23}個$/cm^2$ から陽子一個が入射したときに catcher に入射する中性子の数は、

$$35.8 \times 0.25 \times 10^{-4} \times 0.241 \times 10^{23} \times 10^{-27}$$

$$\sim 2.16 \times 10^{-8}(\text{個}/proton)$$

と計算できる。陽子 1 nC あたりになおすと、これは、

$$1.35 \times 10^2(\text{個/nC})$$

となる。実験で charge exchange によって発生した中性子の数を求める場合、この値に FC での電荷量をかければ良い。

図 5.6 に実際に観測された TOF の spectrum を示す。我々の実験では photon catcher の時間分解能が悪いために、NPOL の測定では鋭いピークになっている 400 MeV 中性子の部分が広がってしまっている。そこでピークの幅が 2ns なので、peak から $2\sigma = 4$ns を 400 MeV 領域とする (図 5.7)。この領域には charge exchange による中性子だけではなく、他の過程により発生した中性子も含まれているため、NPOL による energy spectrum を用いて中性子の flux を求める必要がある。すなわち、ある energy 領域に含まれる中性子の数は、charge exchange で発生する中性子の数 (これは断面積を用いて計算できる) に、NPOL の energy spectrum 上での charge exchange の領域と欲しい時間領域との面積比をかけて計算してやれば良い。200 MeV,300 MeV 側についても 400 MeV と同じ時間幅を用い、同じ方法で中性子の flux を求めている。

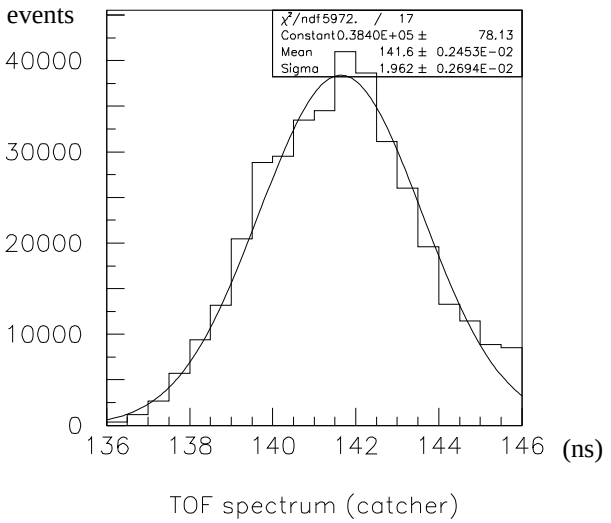


図 5.7: 400 MeV の charge exchange による peak を fit した結果。

まず 400 MeV、300 MeV、200 MeV の各領域で NPOL で測定された event 数をもとめると (ただし charge exchange 領域のことを CHEX と略記した)、

Region	TOF	'# of Events'
CHEX	141 ~ 142	5.73×10^4
400 MeV	137.5 ~ 145.5	7.84×10^4
300 MeV	150.5 ~ 158.5	1.11×10^4
200 MeV	174.5 ~ 182.5	4.53×10^3

したがって各領域で、陽子 1 nC あたりの中性子の flux は、

Region	Ratio (vs. CHEX)	Neutrons(/nC)
CHEX		135
400MeV	1.37	185
400MeV	0.19	26.2
200MeV	7.90×10^{-2}	10.7

となる。

データは 3 run に分けて収集し、それぞれで測定された FC の電荷量と DAQ の deadtime は、

Run#	F.C.($\times 10^{-10}$ C)	dead time	Protons(nC)
30	479717	16.9 %	3.99×10^4
41	854717	24.5 %	6.45×10^4
43	948738	23.2 %	7.28×10^4

合計すると 1.77×10^5 nC になる。これから DAQ の alive time 中に Photon Catcher に入射する中性子の flux を、各 energy 領域ごとに予測することができる。

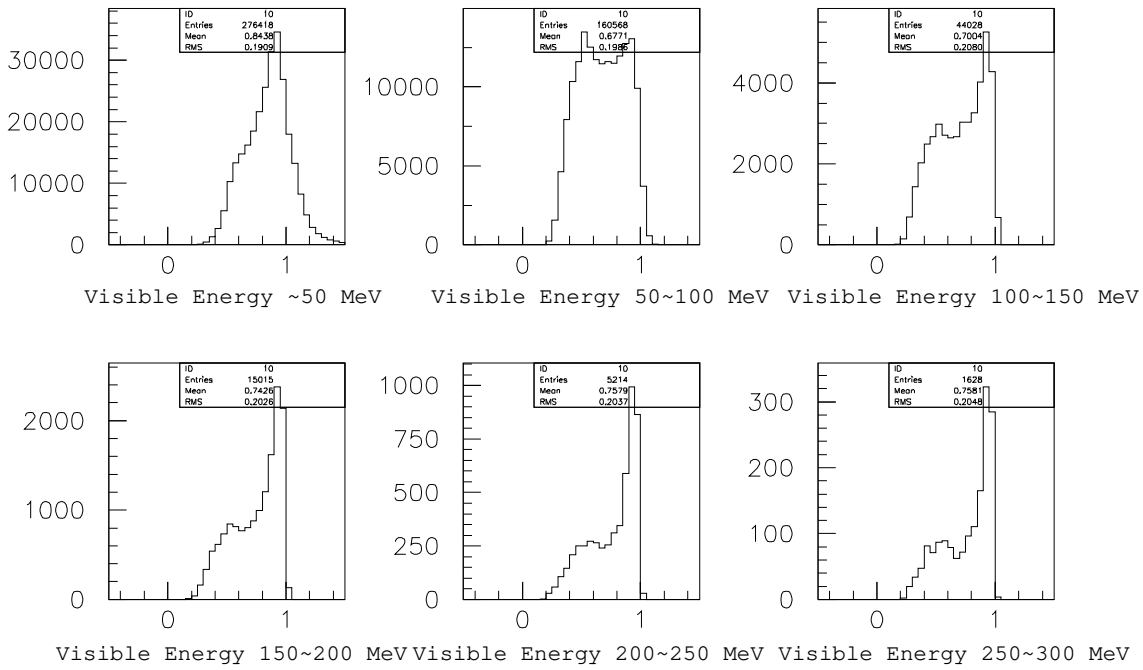


図 5.8: NBE distribution の visible energy に対する依存性。50 ∼ 100 MeV の分布を Pattern 1、200 ∼ 250 MeV の分布を Pattern 2 と呼ぶ。

Region	# of neutrons(/nC)	# of neutrons(total)
400 MeV	185	3.27×10^7
300 MeV	26.2	4.63×10^6
200 MeV	10.7	1.89×10^6

5.3.4 Trigger Efficiency

Trigger efficiency を求めるため、もっとも energy が集中した PMT で、Photon Catcher 全体で観測された energy (visible energy) のうち何割が観測されたかを、visible energy ごとに plot してみる (図 5.8 参照)。これを NBE(Normalized Biggest Energy) distribution と呼ぶ。ある程度 visible energy に対する依存性がみられ、特に 150 MeV 以上の中程度以上の visible energy をもつ event の場合は、 energy が一つの PMT に集中し、1 の所に鋭い peak がみられる。一方低 visible energy の場合、NBE distribution が peak を作らず、flat になる傾向が見られる。このような分布が現れる原因はよくわかっていないが、例えば次のように考えることもできる。陽子や $\pi^{\pm}$ が生成された場合は、Čerenkov 光の閾値と全反射条件から、Photon Catcher に対して斜めに粒子が走らなければČerenkov 光を検出することができず、結果的にひとつの PMT に signal が集中するが、一方 π^0 が生成された場合は、π^0 から崩壊によって作られた γ によって電磁シャワーが発生し、複数の PMT から signal が得られることになる。

Trigger efficiency を求める場合、これらさまざまな visible energy に対応する NBE

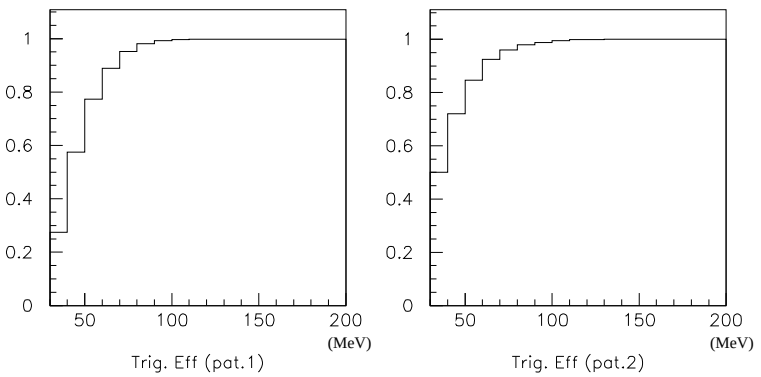


図 5.9: 200 MeV 以下の trigger efficiency の値の visible energy に対する依存性。70 MeV で 90 % 程度の efficiency が得られる。

distribution のうちで、visible energy が 50 ~ 100MeV のものと、200 ~ 250MeV のものという極端な二つの distribution があらゆる visible energy に対して成立すると考える (図 5.8)。これにともなう不定性は、systematic error として考慮する。

実際の trigger efficiency の計算の仕方は次の通りである。

1. 25 MeV を discri. の閾値とすると trigger efficiency を求めたい visible energy に対して 25 MeV が何割になるのか計算する。
2. NBE distributuion のヒストグラムで、上で求めた割合より上に何割の event があるか count する。

図 5.9 に各 NBE distribution を用いて求めた trigger efficiency のグラフを示す。図 5.5 の各 bin に対して図 5.9 の各 bin の trigger efficiency の値の逆数をかければ、真の deposite energy spectrum が得られるはずである。

Visible energy が低い領域ではそれぞれの NBE distribution で求めた trigger efficiency には顕著な差があるが、50 ~ 60 MeV ほどになると、ほとんど差がない。したがってそれより visible energy が高い領域では、この trigger efficiency を求める方法も信頼できると考えて良いだろう。

5.4 Systematic Error

Systematic Error の原因としては、以下のものが考えられる。

- ^{7}Li の charge exchange の断面積: ~ 7%
- 他グループによる中性子の energy spectrum: ~ 0.4 % (400 MeV), 0.9% (300 MeV), 1.5 % (200 MeV)
- ビームラインの安定性、FC などモニターの信頼性: ~ 10%

以上から neutron flux に含まれる systematic error は約 12% になる。もう一つ大きな error の原因は NBE distribution に起因するものであるが、これは併記するにとどめる。

表 5.4: Photon Catcher 試作器の中性子に対する sensitivity。左端の列は γ 相当の energy で表した閾値。なお 400 MeV の中性子に対する統計誤差は 10^{-4} まで 0 であるため、省略した。

threshold	400 MeV ($\times 10^{-2}$)		300 MeV ($\times 10^{-3}$)		200 MeV ($\times 10^{-3}$)	
(MeV)	Pat1	Pat2	Pat1	Pat2	Pat1	Pat2
30	1.55	1.18	6.48 ± 0.04	4.60 ± 0.03	2.29 ± 0.03	1.55 ± 0.03
40	0.89	0.82	2.96 ± 0.03	2.67 ± 0.02	0.84 ± 0.02	0.76 ± 0.02
50	0.62	0.60	1.86 ± 0.02	1.79 ± 0.02	0.52 ± 0.02	0.50 ± 0.02
60	0.46	0.45	1.28 ± 0.02	1.26 ± 0.02	0.37 ± 0.01	0.37 ± 0.01
70	0.34	0.34	0.92 ± 0.01	0.92 ± 0.01	0.28 ± 0.01	0.28 ± 0.01
80	0.27	0.27	0.69 ± 0.01	0.69 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.22 ± 0.01
90	0.21	0.21	0.53 ± 0.01	0.53 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.01
100	0.16	0.16	0.40 ± 0.01	0.40 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.13 ± 0.01
110	0.13	0.13	0.32 ± 0.01	0.32 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01
120	0.10	0.10	0.26 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.08 ± 0.01

5.5 Result

いままでの議論で trigger efficiency の補正をした visible energy の spectrum を求めることができた。中性子の flux はわかっているので、割り算すれは sensitivity を求めることができる。

400 MeV、300MeV、200 MeV の中性子に対する photon catcher の sensitivity をそれぞれ図 5.10 と表 5.4 に示す (300 MeV は表のみ)。表の誤差は統計誤差によるもののみである。NBE distribution については、二つのパターンを併記しているが、図 5.11 にも示す通り 70 MeV 以上の場合はほとんど差がないことがわかっている。

表に示された通り、検出の閾値を 70MeV$_\gamma$ にした場合、400 MeV の中性子に対して $0.34 \pm 0.00_{stat} \pm 0.04_{sys}$%、300 MeV の中性子に対して $(0.92 \pm 0.01_{stat} \pm 0.11_{sys}) \times 10^{-3}$、200 MeV の中性子に対して $(0.28 \pm 0.01_{stat} \pm 0.03_{sys}) \times 10^{-3}$ の sensitivity をもつことがわかった。

Photon Catcher に要求される水準は π 生成閾値 (300MeV) 以下で 0.15% であり、この水準はクリアできる。

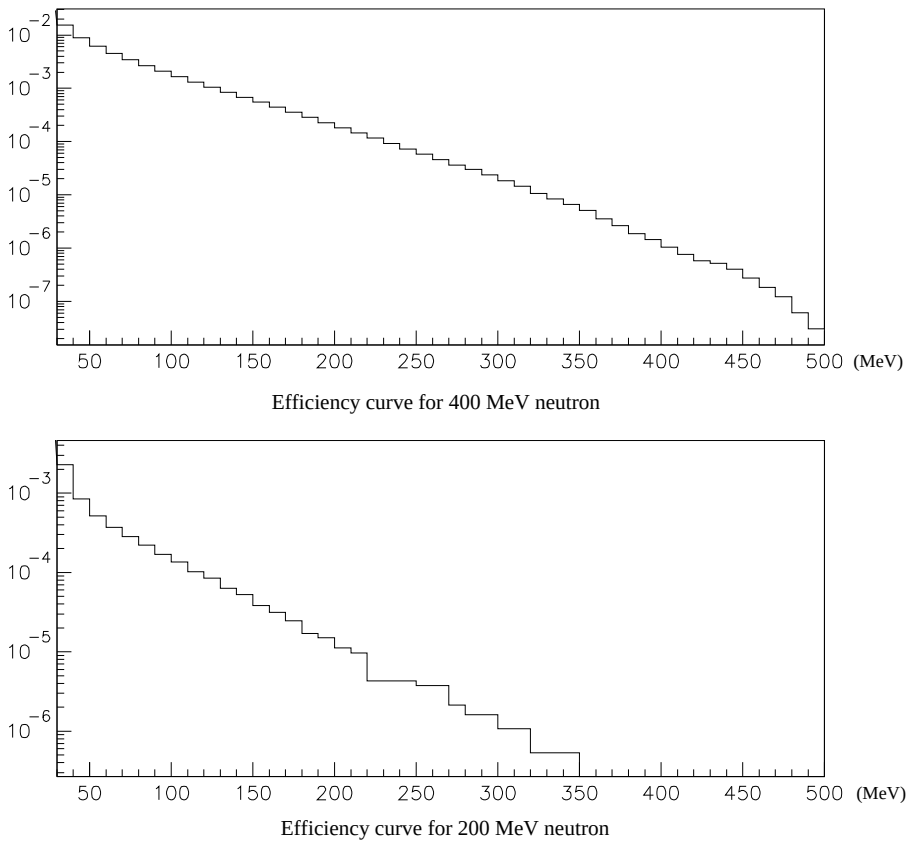


図 5.10: Photon Catcher 試作器の中性子に対する sensitivity。横軸は γ 相当の energy で表した閾値。

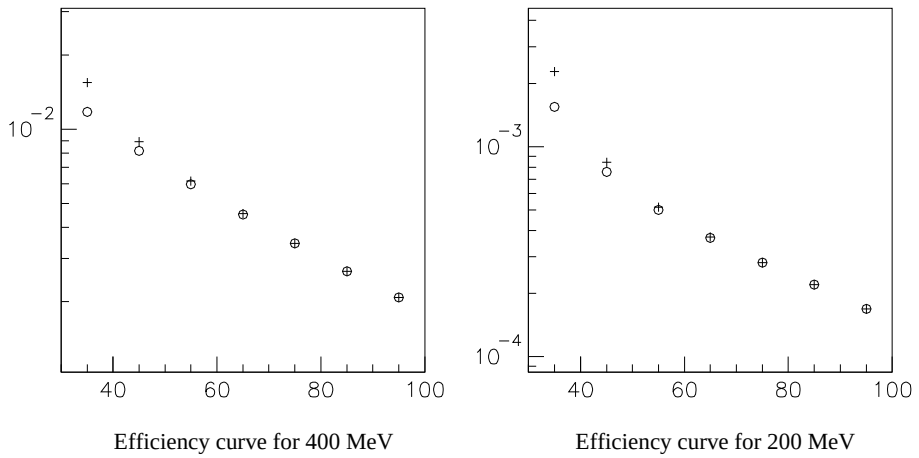


図 5.11: 100 MeV 以下の閾値に対して、Pat1 と Pat2 の各 trigger efficiency で検出効率がどの程度異なるかを示したもの。+ が Pat1、o が Pat2 の各 distribution を表す。

第6章　Conclusion and Discussion

BNL E926 実験で γ-veto として使用する Photon Catcher について、試作器の開発とテストを行った。Photon Catcher は中性ビームライン上におかれるため、γ に対してある程度の検出効率を持つと同時に、中性子に対しては不感でなければならない。

我々はまず BNL E926 実験の簡単なシミュレーションから photon catcher の γ に対する検出効率の要求水準を、エネルギー 200MeV 以上に対して 99% 以上、100MeV 以上に対して 90 % 以上と設定した。またビームライン中に含まれる中性子数の測定結果から、300 MeV (800 MeV/c) 以下の中性子に対する sensitivity が 0.15% 以下である必要があることがわかった。

この要求水準を満たすため、我々は Čerenkov 光を利用した検出器をデザインし、今年度実際に試作器を作成し、その検出器を用いて γ の検出効率を INS-KEK の tagged γ ビームで測定した。その結果 γ に対する要求水準をみたすためには検出の閾値を 70MeV$_\gamma$ 相当にすれば良いことがわかった。また RCNP の中性子 TOF ラインでの中性子 sensitivity 測定実験により、70MeV$_\gamma$ 相当の閾値に設定すると、π^0 の生成閾値より下になる 300 MeV、200 MeV 中性子に対しては、それぞれ 0.09 %、0.03 % の sensitivity となり、要求水準を満たしうる事がわかった。また π^0 の生成閾値より上である 400 MeV (960MeV/c) の中性子であっても 0.3 % の sensitivity におさえうることがわかった。したがって我々の鉛-アクリル型サンドイッチカロリメータを Photon Catcher として用いることは、十分可能である。

ただし中性子に対する sensitivity は要求水準に対する余裕が少ないため、今後はさらに sensitivity を減らす方向にすすむ必要がある。そのためには、たとえば鉛を用いず、さらに重い元素を用いる (Radiation Length X_0 が短くなり、Nuclear Interaction Length λ_I が長くなる) という検出器側の工夫ももちろんありうるが、中性子と γ の event geometry の違いに着目することも重要だろう。

本論文では詳しく触れなかったが、中性子が入射した場合は、NBE distribution を見てもわかる通り、一つの PMT のみに大きな signal が出て、他には signal が出ないことが多い。一方 γ が入射した場合は電磁シャワーを作り、多くの PMT にほとんど均等に energy を分配する。したがって、たとえば各モジュールの上下の PMT で coincidence をとることによって、中性子によるイベントを選択的に落とすことができると考えている。

Acknowledgement

まず、適切な助言と指導をいただいた笹尾登教授、野村正助手、蔵重久弥神戸大助教授、池上陽一 KEK 助手、藤原庸博先輩に感謝致します。様々な失敗に、なんとか耐えていただいてありがとうございました。

また ES171 でお世話になった collaboration の皆様、特に稲垣隆雄 KEK 教授、鈴木一郎氏に感謝致します。

R15 には次の方々が協力してくださいました。畑中吉次大阪大教授、能町正治大阪大助教授、若狭智嗣氏。助言とご協力をいただき、ありがとうございました。また我々のために加速器を運転していただいたすべての皆様にも感謝致します。

Reference

[1] I-Hung Chiang, *et al.*, "Measurement of $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ (BNL E926 proposal)", (1996)

[2] T.Fujiwara, "Development of Beamcatcher: neutron-insensitive γ-veto detector for Measurement of $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ at BNL (master thesis)", (1998)

[3] G. Buchalla, "Rare Kaon Decays", hep-ph/9701377(1997)

[4] FNAL E799 Group, Talks at "International Workshop on CP Violation in K" , (1998)

[5] T.Inagaki, *et al.*, "Measurement of $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ (KEK E391a proposal)", (1996)

[6] The KAMI collaboration, "An expression of interest to detect and measure the direct CP violating decay $K_L^0 \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ and other rare decays at Fermilab using main injector" , hep-ex/9709026(1997)

[7] J.Lee-Franzini, *et al.*, "The KLOE electromagnetic calorimeter", Nucl. Instr. and Meth., A360(1995),201

[8] M.Grigoriev, *et al.*, "Measurement of neutral particle production in proton-induced reaction at 24 GeV/c (BNL E926 technote)", (1998)

[9] J.W.Watson, *et al.*, "^{7}Li$(p,n)^7$Be and ^{12}C$(p,n)^{12}$N reactions at 200, 300, and 400 MeV", Phys. Rev., C40(1989),22

[10] T.N. Taddeucci, *et al.*, "Zero-degree cross sections for the ^{7}Li$(p,n)^7$Be(g.s. + 0.43MeV) reaction in the energy range 80 $\sim$ 795 MeV", Phys. Rev., C41(1990),2548

[11] H.Sakai, *et al.*, "Facility for the (p,n) polarization transfer measurement", Nucl. Instr. and Meth., A369(1996),131

[12] T.Wakasa,*Personal Communication*