

修士論文

K 中間子稀崩壊実験のための
NaBi(WO₄)₂ チェレンコフ型検出器の研究

大阪大学大学院理学研究科 博士前期課程

物理学専攻 能町研究室

水橋 徹

2004 年 2 月 12 日

概要

将来、J-PARC 等で計画されている大強度の K 中間子稀崩壊実験では、放射線耐性に優れた電磁カロリメーターが必要となる。その候補の 1 つとして考えられているのが $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ チェレンコフ型検出器である。しかし、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ は得られる光量が少ないので、K 中間子稀崩壊実験において要求されるだけの光量が、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ から得られるかどうかを調べる必要がある。

そこで本実験では、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ の結晶($2.2 \times 2.2 \times 16.0 \text{ cm}^3$)を 9 つ用いて、光量の測定を行ない、さらにエネルギー分解能を調べた。測定は高エネルギー加速器研究機構(KEK)の 2 ビームラインで、運動量 $0.5 \sim 4.0 \text{ GeV}/c$ を持つ電子ビームを使って行った。

| | |
|--|----|
| 概要 | 1 |
| 第1章 序論 | 4 |
| 1.1 K_L $^0\nu\bar{\nu}$ 稀崩壊測定 | 4 |
| 1.2 ビームキャッチャー | 4 |
| 1.3 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ の特徴 | 6 |
| 1.4 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ 研究の現状 | 7 |
| 1.5 本研究の概要 | 9 |
| 第2章 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ カロリメーター | 11 |
| 2.1 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ 結晶 | 11 |
| 2.1.1 結晶の透過率測定 | 11 |
| 2.1.2 5 inch PMT 感度領域での光量比較 | 13 |
| 2.1.3 位置による透過率の違い | 15 |
| 2.2 5 inch PMT | 16 |
| 2.2.1 量子効率 | 16 |
| 2.2.2 光子の入射位置に依存した増幅度の違い | 17 |
| 2.2.3 1つの光電子による信号 | 19 |
| 2.2.3.1 1つの光電子により得られる電荷量 | 19 |
| 2.2.3.2 Gain curve | 22 |
| 2.3 3/4 inch PMT | 23 |
| 第3章 光量およびエネルギー分解能の測定 | 24 |
| 3.1 光量測定の目的 | 24 |
| 3.2 検出器のデザイン | 25 |
| 3.2.1 光量測定時の検出時のデザイン | 25 |
| 3.3.2 エネルギー分解能測定時の検出器のデザイン | 26 |
| 3.3 実験スケジュール | 28 |
| 3.4 KEK PS π^2 ビームライン | 29 |
| 3.5 データ収集システム | 29 |
| 3.6 取得したデータのまとめ | 31 |

| | | |
|--------------|--------------------------------|-----------|
| 3.7 | 光量解析 | 31 |
| 3.7.1 | 各結晶から得られる光量の違い | 31 |
| 3.7.2 | シミュレーション結果との比較 | 33 |
| 3.7.3 | 光電子数 | 36 |
| 3.8 | エネルギー分解能解析 | 37 |
| 3.8.1 | 各結晶の gain の測定 | 37 |
| 3.9 | 考察 | 44 |
| 第 4 章 | 線と中性子の識別法 | 45 |
| 4.1 | シミュレーション | 45 |
| 4.1.1 | 電磁シャワーにおける光子数とエネルギー損失の関係 | 45 |
| 4.1.2 | 電磁シャワーから求める波高分布の広がり | 46 |
| 4.1.2.1 | 各結晶の波高分布の広がり の決定 | 47 |
| 4.1.2.2 | エネルギー損失に依存した波高分布の広がり の決定 | 49 |
| 4.2 | 実験データ | 52 |
| 4.2.1 | TOF を用いた陽子の選別 | 53 |
| 4.3 | 実験とシミュレーションの波高分布 | 54 |
| 4.4 | 中性子応答解析 | 56 |
| 4.4.1 | 線による電磁シャワーの広がり | 58 |
| 4.4.2 | 中性子によるハドロンシャワーの広がり | 60 |
| 4.4.3 | 線/中性子の識別 | 61 |
| 第 5 章 | まとめ | 63 |
| | 謝辞 | 64 |
| | 参考文献 | 65 |

第1章 序論

ビッグバンによる宇宙創生の初期には粒子と反粒子は同じ数だけ存在していたと考えられている。ところが現在の宇宙を構成しているのは粒子が作る物質だけで、反粒子は存在しない。これは粒子と反粒子の間で成り立っている法則の対称性が破れていて、ビッグバンから現在の宇宙ができるまでに粒子と反粒子の振る舞いが違っていたからと考えられる。

粒子と反粒子の対称性については、C変換（粒子と反粒子を反転する変換）、P変換（空間反転変換）、T変換（時間反転変換）が知られている。3つの変換を同時行うCPT変換については、すべての現象について成り立っている。しかし、P対称性が弱い相互作用に対して保存していないことが1957年C.S.Wu[1]によって発見され、同様にC対称性についても保存していないことが示されたが、CP対称性については保存していると考えられていた。しかし、このCP対称性の保存も1964年にV.L.Fitch、J.W.Cronin[2]らによって、K中間子の崩壊過程において破れていることが発見された。それ以来CP対称性の破れをより理解していくことが、現在の素粒子物理学の最も大きなテーマのひとつと考えられている。そして、現在も研究が進められ、CP対称性の破れの謎が徐々に明らかになってきている。

1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 稀崩壊測定

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ はCP対称性の破れに起因する崩壊モードとして知られており、その分岐比を測定することで、小林益川行列[3]の複素成分 θ_{13} の値を精度よく求めることができる。今日知られている小林益川行列の要素に基づいた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の理論予想値は、 $\approx 3.0 \times 10^{-11}$ [4][5]である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験での現在の分岐比の上限は、アメリカ合衆国フェルミ国立研究所で行われたKTeV実験における $BR < 5.9 \times 10^{-7}$ (90%CL)である[6]。

ニュートリノは電荷を持っておらず弱い相互作用しかしないので、実際の測定において検出することが出来ない。そこで、K中間子稀崩壊実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントの判断を π^0 からの2つの線以外は何も無いことにより識別する。その他の崩壊では線を3つ以上もしくは荷電粒子が存在する。唯一 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ が例外で、2つの線の横運動量が零となることで区別できる。

1.2 ビームキャッチャー

ビームキャッチャーの役割を高エネルギー加速器研究機構(以下、KEKと書く)陽子シンクロトロンを用いて行われるE391a実験を例にあげて説明する。K中間子稀崩壊実験の1つであるKEKで行われる予定のE391a実験では、12 GeV陽子シンクロトロンを用いて K_L を生成し、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントを検出して、その分岐比を測定する。E391a実験の検

出器と $K_L \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントの検出を図 1.1 に示す。

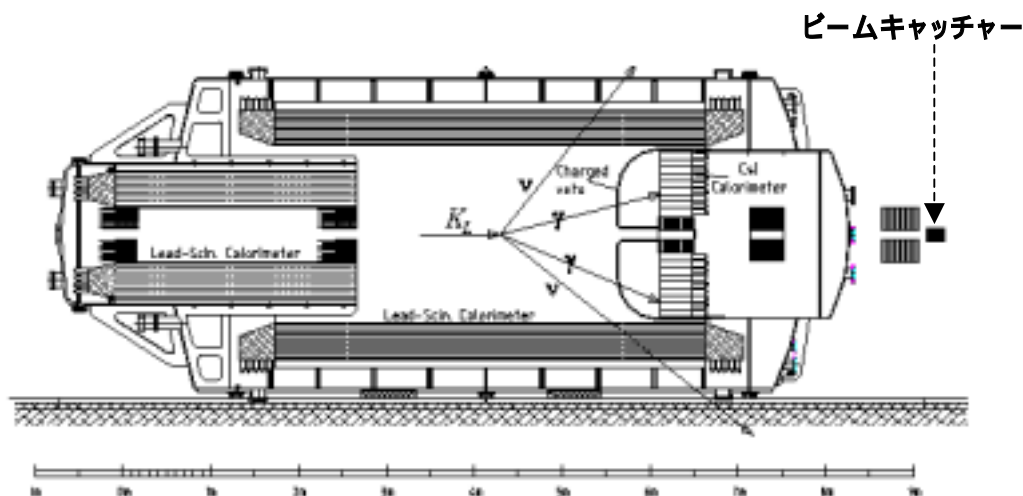


図 1.1: e391a detector

この実験では $K_L \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の π^0 からくる 2 つの γ 線を CsI を用いて検出する。CsI の前には荷電粒子を veto するためのプラスチックシンチレーターがある。 π^0 以外は何かもないことを確認するために、鉛とプラスチックシンチレーターを交互に挟んだものが、ビーム軸を囲うように並べられている。上流部はフロントバレル、中流部はメインバレルと呼ばれる。 $K_L \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントの識別の最大のバックグラウンドとなるのは $K_L 2\pi^0 4$ ($BR=9.27 \times 10^{-4}$) のイベントである。 $K_L 2\pi^0 4$ のうち 1 つの γ 線が崩壊領域の検出器で検出されず、もう 1 つの γ 線がビームホールの下流へと抜けて検出されない、 $K_L \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントと間違えてしまう可能性がある。そのため、ビームホール全体を検出器で覆い veto をさらに確実なものにしたい。そこで、ビームラインの最下流にビームキャッチャーと呼ばれる γ 線 veto 検出器を配置する。E391a 実験では、ビーム軸上の最下流にシンチレーターと水晶のサンドイッチ型検出器のビームキャッチャーを配置している。この E391a 実験は、現在 Japan Proton Accelerator Research Complex(以下、J-PARC と書く) で建設中の 50 GeV 陽子シンクロトロンを用いて行われる K 中間子稀崩壊実験へと引き継がれる予定である。

将来、J-PARC では $K_L \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のイベントを探す K 中間子稀崩壊実験を高統計で行う計画がされている。その稀な事象を測定するために現在 J-PARC では、大強度のビームラインが建設されている。その大強度のビームで実験を行うためにビームキャッチャーに求められるのは、十分な光検出効率に加えて高い放射線耐性である。

K 中間子稀崩壊実験を行う K_L のビームラインにやってくる主な粒子は γ 線、中性子、 K_L である。ビームラインに近いビームキャッチャーでは、これらの粒子の一部が直接検出器

に入ってくる。ここで問題となるのが中性子である。中性子がビームキャッチャー内で物質の核子と反応してハドロンシャワーを起こしてしまうと、そこで生成された二次粒子によってシグナルを作ってしまう。ビームキャッチャーは、 $K_L \pi^0 \pi^+ \pi^-$ のうちのビーム最下流までやってくる1つの線を検出するとその事象を veto するものである。中性子のハドロンシャワーによるシグナルと線が作る電磁シャワーとが区別できなければビームラインにやってくる大量の中性子のイベントでアクシデンタルに veto してしまう。これは veto する必要の無い $K_L \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を veto してしまう可能性があり、検出率を低下してしまうこととなる。そこで、ビームキャッチャーには線の検出効率を最大限に上げつつ、中性子を線と間違えないことが要求される。

1.3 NaBi(WO₄)₂ の特徴

前節で述べたように、大強度ビームによる実験においては放射線耐性に優れた電磁カロリメーターが必要となる。その候補の一つとして考えられているのが、今回研究した NaBi(WO₄)₂ である。その特徴を表 1.1 に挙げる。

電磁カロリメーターは検出器内に入射した電子や光子が、電子対生成と制動放射によって作る電磁シャワーを測定する装置である。電磁カロリメーターにはシンチレーション光を検出するシンチレーション光型のものと、荷電粒子からのチェレンコフ光を測定するチェレンコフ光型のものがある。今回実験を行った NaBi(WO₄)₂ はチェレンコフ光型の電磁カロリメーターである。

ビームキャッチャーには線の検出効率を最大限に上げつつ、中性子を線と間違えないことが要求される。NaBi(WO₄)₂ は低エネルギーの中性子はチェレンコフ光を起こす粒子を発生する確率が小さいため、線と間違えにくいことが利点として挙げられる。

J-PARC ではかなりの高レートなので、別の線によるシャワーがすぐそばで発生する確率が小さくない。シャワーが空間的・時間的に重なりとシャワーの形を壊すが、NaBi(WO₄)₂ の非常に短い Moliere 半径と放射長がその空間的に重なる確立を減らしてくれる。また、チェレンコフ光はシンチレーションの発光過程に比べてパルスが早いので、時間的に重なる確率を減らしてくれる。これらはレートの高いビームに対して有利な点である。

| | |
|------------|------------------------|
| 密度 | 7.57 g/cm ³ |
| 屈折率 | 2.15 |
| 放射長 | 1.03 cm |
| Moliere 半径 | 2.38 cm |
| 放射線耐性 | 7×10^5 Gy |
| 光学透明度 | ≥ 380 nm |

表 1.1: Properties of NaBi(WO₄)₂ crystals[7].

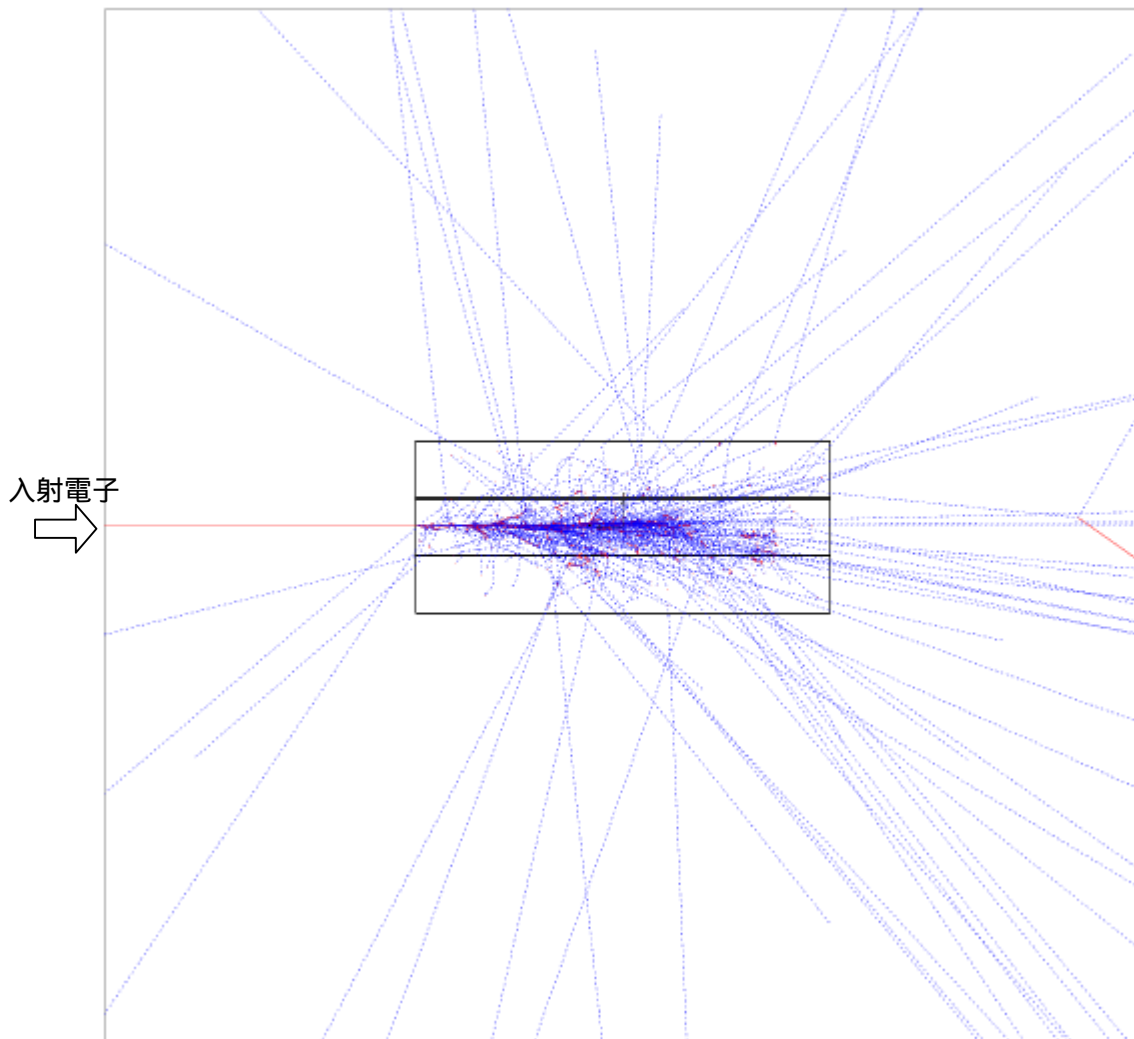


図 1.2: Simulation for 2 GeV/c electron irradiated the NaBi(WO₄)₂. The Red lines show trajectory of charged particles. The Blue dotted lines show trajectory gamma rays. The NaBi(WO₄)₂ is same size in 「3.2 検出器のデザイン」.

1.4 NaBi(WO₄)₂ 研究の現状

NaBi(WO₄)₂はその優れた放射線耐性から、ビーム軸近くに配置する電磁カロリメーターとして他のグループによっても研究されている。DESY における HERMES 実験のルミノシティモニターとして使用されている[7]。エネルギー分解能については、NaBi(WO₄)₂ クリスタル(22×22×200mm³)を9つ用い3×3に組み合わせて結晶ごとに光電子増倍管(以下、PMT と書く)で読み出し測定したときのエネルギー分解能と、そのうち1つのNaBi(WO₄)₂を使って出したエネルギー分解能が測定されている(図 1.3)。

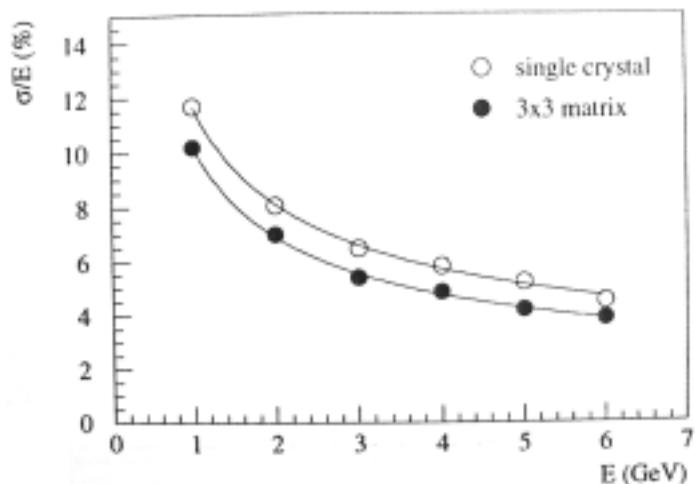


図 1.3: Measured energy resolution of a 3 × 3 matrix and a single crystal[7].

NaBi(WO₄)₂ は放射線耐性に優れた結晶であるが、その結晶に 10⁶Gy の放射線を照射させ、照射前と照射後の光子の透過率の違いが測定された結果を図 1.4 に示す。

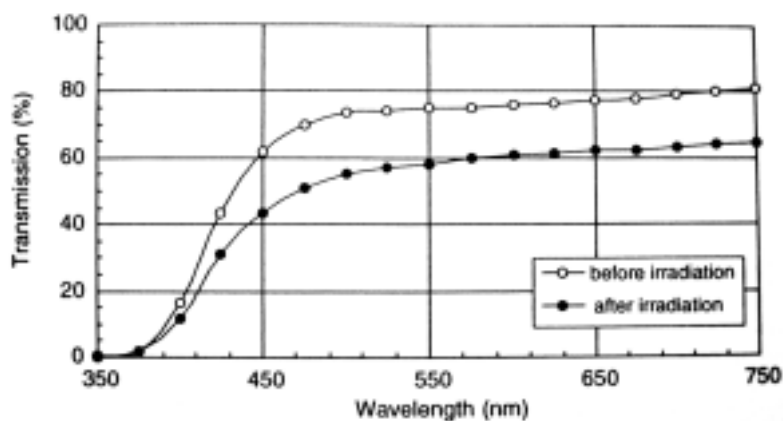


図 1.4: Transmission spectra of the NaBi(WO₄)₂ before and after irradiation (10⁶ Gy). The sample thickness is 22 mm[8].

さらに別の測定者によって、NaBi(WO₄)₂ 内での光子の減衰長が測定された結果を図 1.5 に示す[9]。

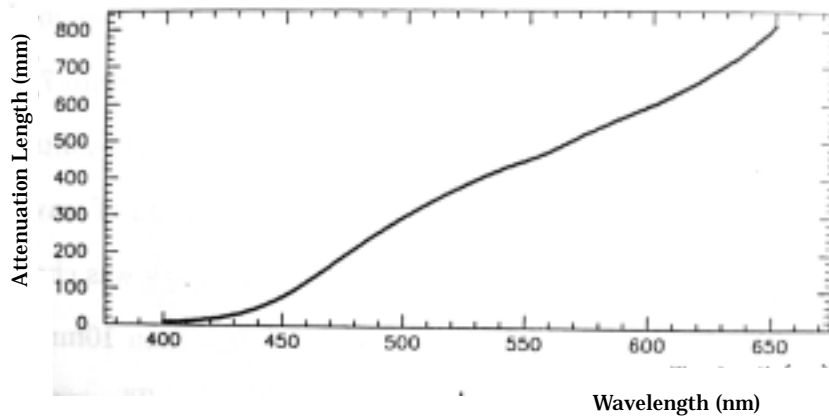


図 1.5: The attenuation length for photons in NaBi(WO₄)₂ [9].

1.5 本研究の概要

NaBi(WO₄)₂ は放射線耐性に優れている一方で、チェレンコフ放射によって得られる光量が少ない。そこで、我々は NaBi(WO₄)₂ から得られる光量を調べた。ビームキャッチャーは K_L π⁰νν̄ の最大のバックグラウンドとなる K_L 2⁰ 4 のうち、ビームホールを抜けてやってくる線を veto するものである。ビームキャッチャーでは、おおよそ 100 MeV 以上の線に対して 99.9 % の検出効率が必要であることがシミュレーションにより分かっている。ここで、検出器で得られる光電子数が平均 y_0 個のポアソン分布に従う時、光電子数 1 個に閾値をかけるとする。そのとき 99.9 % の検出効率を達成するためには、光電子数が 0 個 + 1 個の確率が 0.1 % 以下でなければいけない。式(1.1)はポアソン分布の式で、

$$P(y) = \frac{(y_0)^y}{y!} \exp(-y_0) \quad (1.1)$$

y に 0 と 1 を代入した時の P を足し合わせ $P(0) + P(1)$ が光電子数 0 個 + 1 個の確率となる。検出する平均光電子数を y_0 とすると、その関係は

$$P(0) + P(1) = \exp(-y_0) + y_0 \exp(-y_0) \quad (1.2)$$

となる。式(1.2)の検出する平均光電子数 y_0 と $P(0) + P(1)$ の値が 0.1 % 以下となる計算結果を表 1.2 に示す。

| y_0 (平均光電子数) | P(0)+P(1) (0個 + 1個の確率(%)) |
|-------------------|------------------------------|
| ... | ... |
| 8 | 0.3019 |
| 9 | 0.1234 |
| 10 | 0.0499 |
| 11 | 0.0200 |
| 12 | 0.0080 |
| ... | ... |

表 1.2: Relation between Probability of 0 + 1 photoelectron and average number of photoelectron. Calculation of poisson distribution. We must detect 10 photoelectrons due to achieve the probability of 0.1 % or below.

このことから、100 MeV のビームに対して少なくとも平均 10 個の光電子を検出できることが K 中間子稀崩壊実験でビームキャッチャーに要求されることである。その要求を NaBi(WO₄)₂ が満たしているかどうか調べるのが本研究の目的である。NaBi(WO₄)₂ クリスタル(2.2 × 2.2 × 16.0 cm³)を 9 本用いて増幅度が高く 1 つの光電子の電荷量が測定できる PMT1 つで読み出すことにより、光量およびエネルギー分解能の測定を行った。さらに、各結晶から得られる光量の較正が事象毎に出来るようにするために各々の結晶に対して 1 つの PMT で読み出すことにより、エネルギー分解能の測定を行った。

我々が光量として得られる値は PMT 光電面までやってきた光子が光電効果を起こし、それによって生じた光電子がダイノードで増幅された後の電荷量である。つまり、結果として得た電荷量の分布は光電面の量子効率に依存している。そのため、NaBi(WO₄)₂ で放射された光量に対して、例えば量子効率の悪い PMT で検出を行うと得られる光量は少なくなる。そこで光量測定に用いた 5 inch PMT の量子効率の測定、5 inch PMT の光電面における光子の入射位置に依存した増幅度の違い、各結晶の光子の透過率を測定した。

ビームキャッチャーは低エネルギーの中性子に対しては不感であるが、高エネルギーの場合原子核反応によって信号が出力されることがある。このときのシャワーの形の違いによって線と区別できるかをシミュレーションで評価した。中性子によるエネルギー損失の分布は、ビームテスト中測定した陽子のそれをシミュレーションで再現できることで確認した。

第2章 NaBi(WO₄)₂ カロリメーター

この章では第3章における光量測定、エネルギー分解能測定に関わってくる NaBi(WO₄)₂ 結晶や PMT そのものの特性について測定したことをまとめる。

「2.1 NaBi(WO₄)₂ 結晶」では、光量測定とエネルギー分解能の測定に用いる9つの NaBi(WO₄)₂ 結晶の光子の透過率を測定したことについてまとめた。

「2.2 5 inch PMT」では、光量測定のために知る必要がある1つの光電子に相当する電荷量の測定を行ったことと、5 inch PMT の量子効率と光電面の一様性を測定したことについてまとめた。

「2.3 3/4 inch PMT」では、エネルギー分解能の測定に用いた 3/4 inch PMT の特性について、浜松ホトニクス製のデータシートによる値をまとめた。

2.1 NaBi(WO₄)₂ 結晶

結晶(2.2 × 2.2 × 16.0 cm³)内でチェレンコフ放射によって放出された光子は、結晶内で反射を繰り返し PMT の光電面まで到達する。そこで、それぞれの結晶の光子の透過率に違いがあれば、チェレンコフ光が PMT の光電面に達する割合が結晶ごとに異なる。結晶ごとに得られる光量が異なれば、イベントごとに粒子の入射位置やシャワー形が違うために得られる波高分布の幅が広くなり、エネルギー分解能が悪くなる原因となる。そのため、分光器を使ってそれぞれの結晶の光子の透過率を測定した。

2.1.1 結晶の透過率測定

図 2.1 のようにセットアップし、測定を行った。これまでの NaBi(WO₄)₂ の研究状況では、NaBi(WO₄)₂ を透過する光の波長は 380 nm 以上と知られている[7]。本実験では分光器からの光の波長は 300 から 800 nm の範囲にし、連続的に測定した。300 から 800 nm では 20 nm ごとに測定値を読み取り、400 から 600 nm では 10 nm ごとに測定値を読み取った。その結果が図 2.2 である。

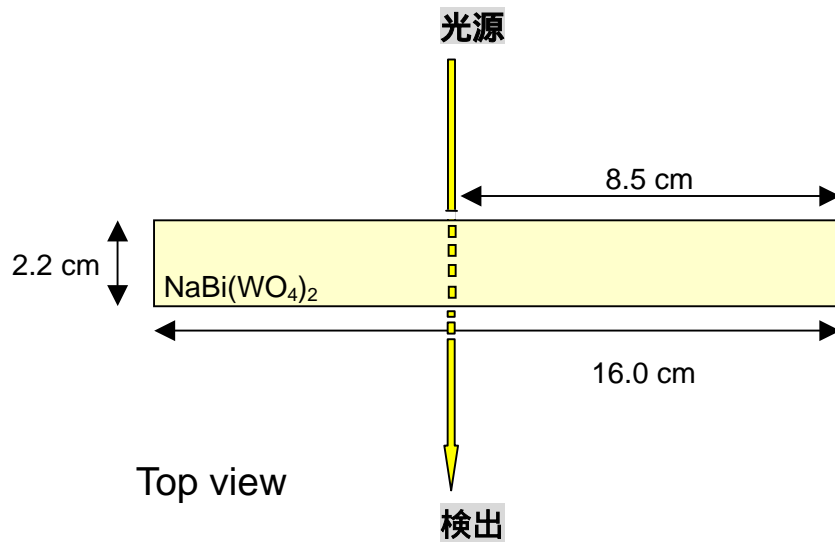


図 2.1: Arrangement of crystals in spectrophotometer. Crystal size and position of photon irradiation were showed.

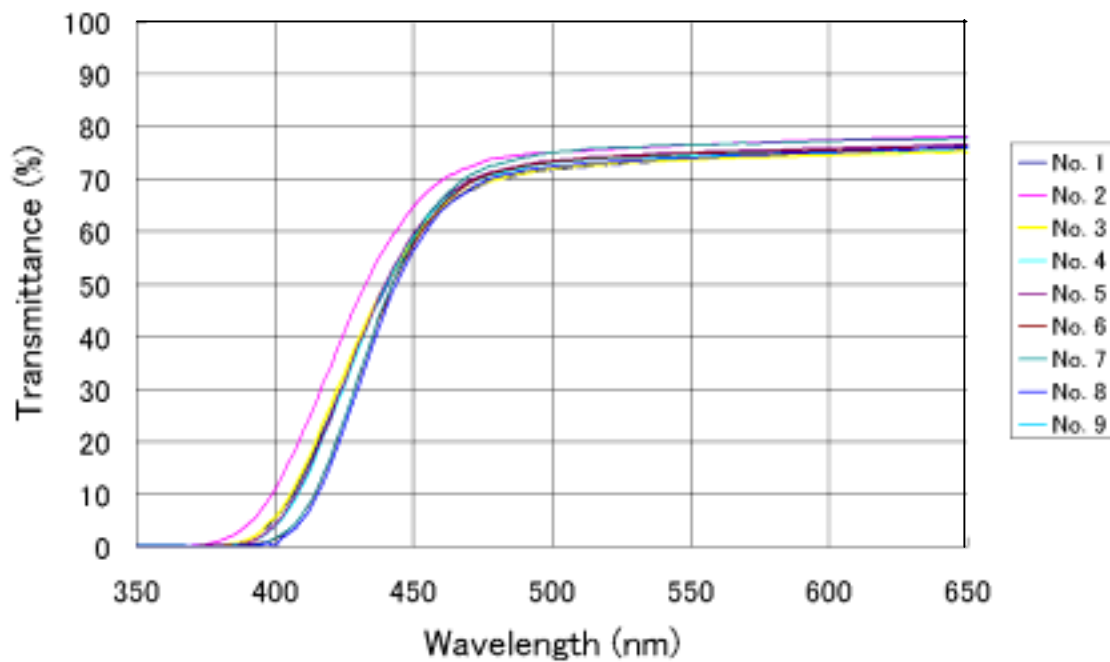


図 2.2: Transmission spectra of each crystal.

図 2.2 において短波長の方から見ていくと、光子の波長がおよそ 380 nm から 500 nm ま

で透過率は上がり続け、その後およそ 75%程度であることがわかる。

図 2.2 の結果において、PMT がほぼ最大感度波長である光子の波長が 450 nm のところの透過率を結晶間で比較した。それを表 2.1 にまとめた。

| 結晶 No. | 450 nm の光子に対する透過率(%) |
|--------|----------------------|
| No.1 | 56.5 % |
| No.2 | 64.5 % |
| No.3 | 57.0 % |
| No.4 | 58.5 % |
| No.5 | 60.0 % |
| No.6 | 57.5 % |
| No.7 | 56.0 % |
| No.8 | 56.5 % |
| No.9 | 62.7 % |

表 2.1: Transmission of each crystal at 450nm.

9 つの中で最も透過率が高かった No.2 の結晶で約 64.5 %。最も低かったのは No.7 の結晶で約 56.0 %であった。

2.1.2 5 inch PMT 感度領域での光量比較

ここで、電荷 ze の荷電粒子が屈折率 n の媒質中を通過するとき、単位長さ、単位波長あたりのチェレンコフ放射から得られる光子の数は、

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2}{\lambda^2} z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2.1)$$

(z は微細構造定数、 λ は波長、 v は光速に対する速度の割合)

で表される。チェレンコフ放射から得られる光子の数は短波長のものほど多く、波長の 2 乗分の 1 に依存している。PMT に入射するチェレンコフ光のスペクトルは、これに前節で得られた透過率を掛けたものである。その結果が図 2.3 である。

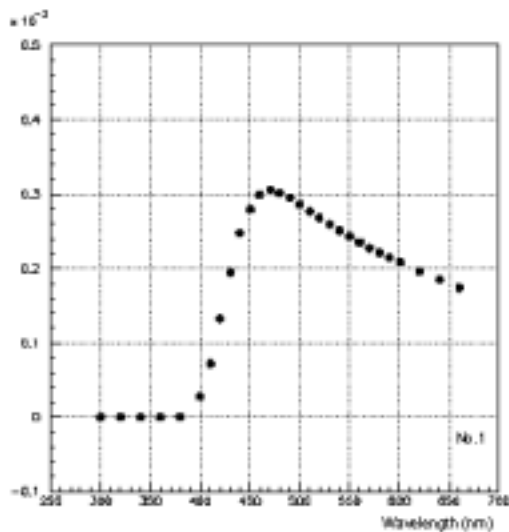


図 2.3: Comparison of photon yield at each wavelength. The horizontal axis is wavelength. The vertical axis is Transmission(No.1 crystal) times inverse the square of wavelength.

光量測定で使用した 5 inch PMT の有効波長領域は 300 から 650 nm(表 2.2)である。そのため図 2.3 の 300 から 660 nm の間の値を足し合わせ、透過率に依存した光量の値を得た。これらの操作を各結晶で行い、相対的に比較したのが図 2.4 である。光量の値は No.5 の結晶を基準とした相対値である。

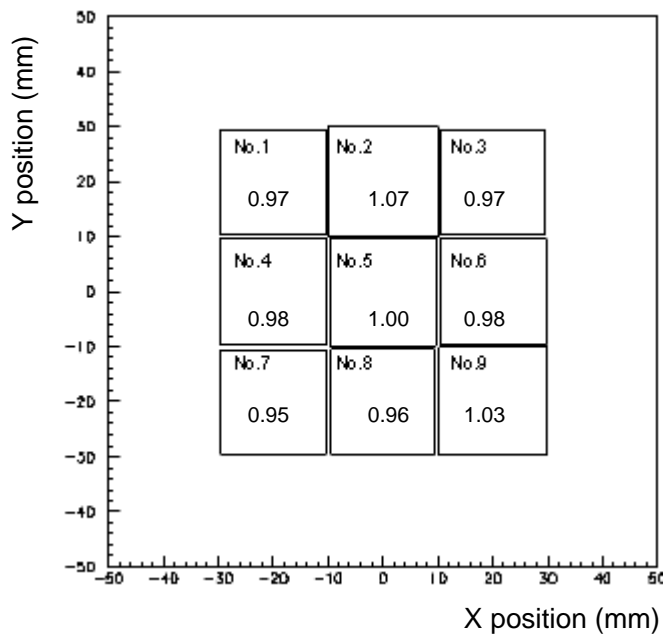


図 2.4: Comparison of light yield from each crystal dependent on transmission. Normalized by No.5 crystal. The sizes of nine squares show relatively values. The horizontal and vertical axis are positions of crystals.

図 2.4 から、No.2 の結晶からが一番多く光量が得られることが分かった。

2.1.3 位置による透過率の違い

同じ結晶内で光子の透過率が一様ではなく、位置により透過率が違えば PMT で得られる光量はチェレンコフ光を放出した発光点に依存することになる。そこで、長さ 16.0 cm の結晶の各部分での透過率を測定した。結晶をずらして図 2.5 のように光源からの光を当てる位置を変え、5 つの位置で透過率の測定を行った。図 2.6 に結果を示す。

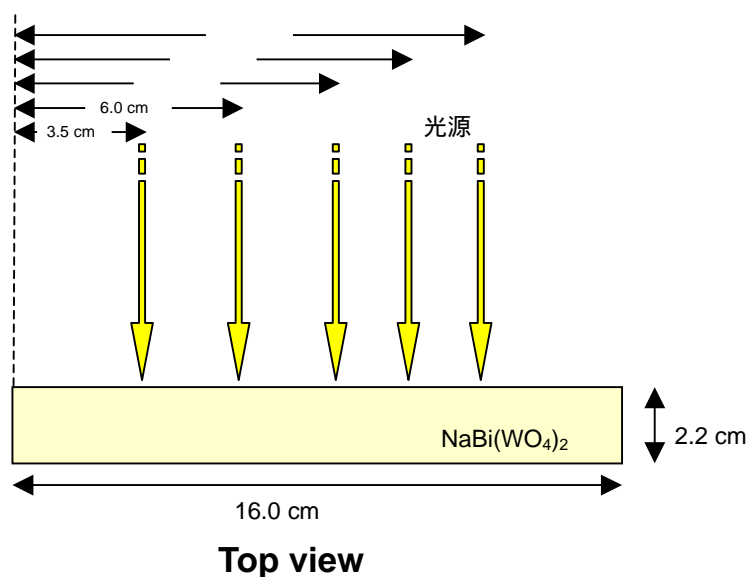


図 2.5: Positions of photon irradiation. The position is 3.5 cm, 6.0 cm, 8.5 cm, 10.5 cm, 12.5 cm.

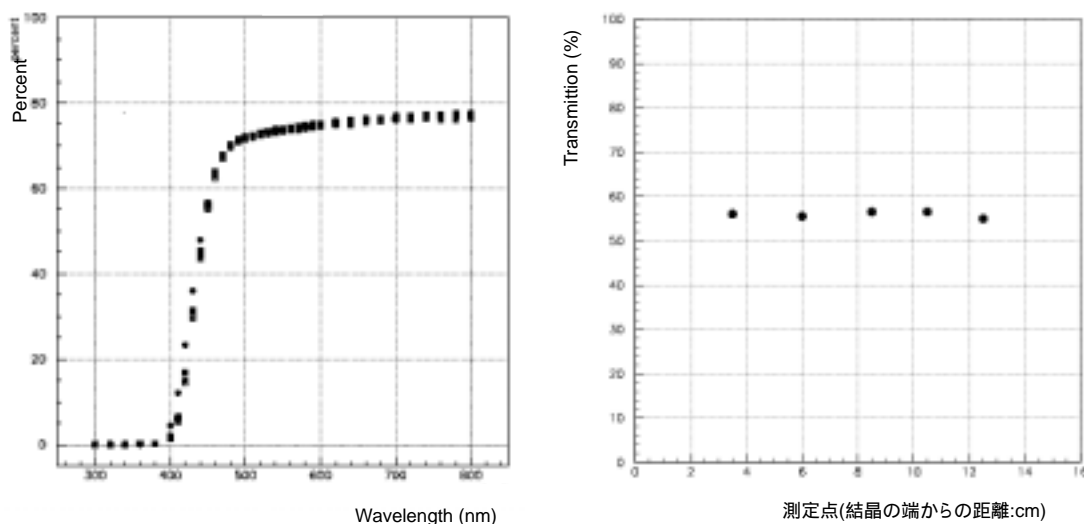


図 2.6: Transmission of several points (図 2.5) of No.1 crystal. In left Fig., shows 3.5 cm, shows 6.0 cm, shows 8.5 cm, shows 10.5 cm, shows 12.5 cm in 図 3.2. The right Fig. shows transmission with 450 nm at five points.

位置による違いは高々5%程度であった。

2.2 5 inch PMT

実験で用いた浜松ホトニクス社製の PMT R1250 の特性を図 2.7 と表 2.2 にまとめる。

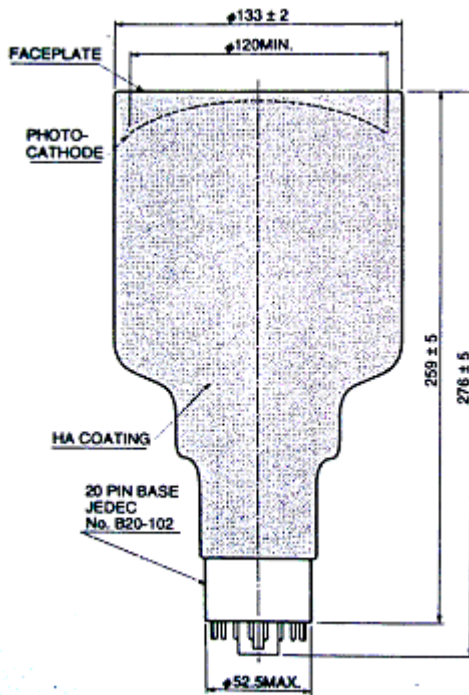


図 2.7: The size(mm) of each parts of PMT R1250.

| | |
|-------------------|-------------------|
| 有効波長領域 | 300 - 650 nm |
| 最大感度波長 | 420 nm |
| フォトカソード (有効範囲 直径) | 120 mm |
| ダイノードの段数 | 14 |
| 供給電圧 | 3000 V |
| ゲイン | 1.4×10^7 |

表 2.2: Properties of PMT R1250. The data sheet by HAMAMATSU.

2.2.1 量子効率

PMT の光の検出原理は光子が PMT 光電面で光電効果を起こし、それによって生成された光電子が PMT 内のダイノードで増幅され、電荷量として得られる。PMT の光電面の量

量子効率は個々の PMT でも若干の違いがある上、PMT が製造されてからの時間や保管状態によっても光電面の状態は変化し、量子効率は変化する。

ここでは光量測定で使用した 5 inch PMT の量子効率を浜松ホトニクスに測定を依頼して得た結果を示す。

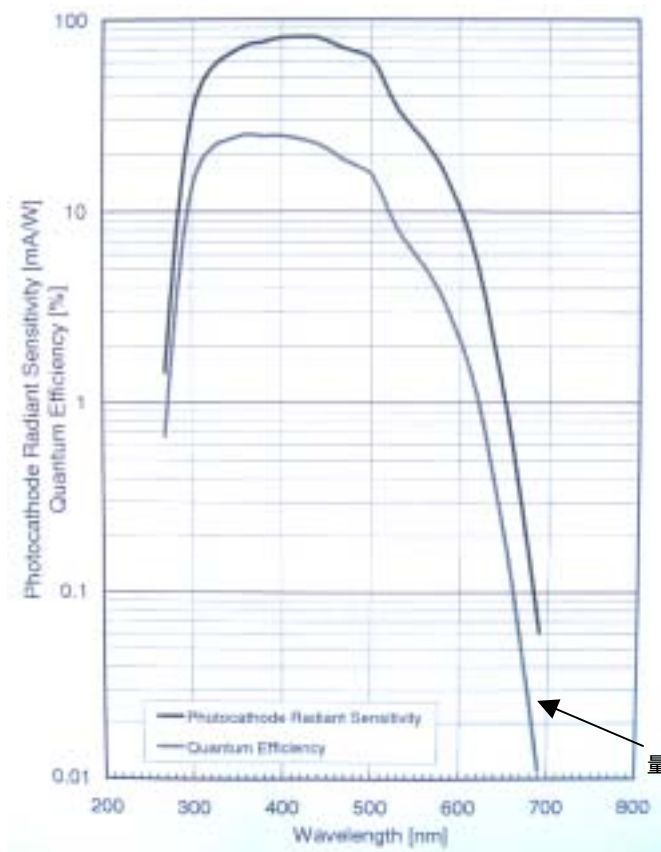


図 2.8: Quantum efficiency of PMT photocathode. Maximum value is 25.2 % at 360 nm. Measured by HAMAMATSU.

図 2.8 より、光量測定に使用した 5 inch PMT の量子効率を知ることが出来た。この結果は、おおよそ 5 inch PMT の典型的な量子効率の値(450 nm の波長に対しておおよそ 20 %)を示している。

2.2.2 光子の入射位置に依存した増幅度の違い

また、量子効率は光電面の場所によって異なる可能性がある。光電面で光子が光電効果を起こす位置によって、光電子が第 1 ダイノードに向かう距離や角度が異なる。そのため、光子が光電面で光電効果を起こした位置によって、第 1 ダイノードへの到達効率やそこでの増幅率がことなり、最終的に得る電荷量も変わる可能性がある。つまり、得られる電荷量は PMT の光電面における光子の入射位置に依存している。

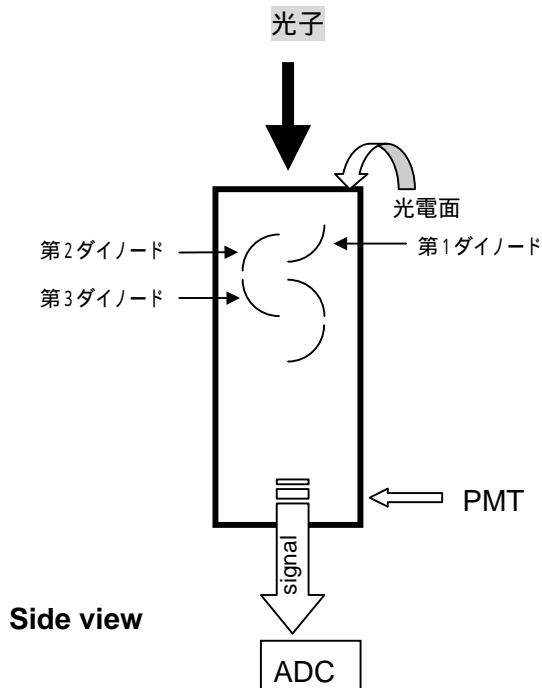


図 2.9: Arrangement of dynodes in PMT. 5 inch PMT (R1250) has 14 dynodes.

第 3 章に述べる $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ から得られる光量測定では、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ の各結晶から放出された光は 5 inch PMT の光電面のそれぞれ違う部分で受けている。ここで、量子効率や第 1 ダイノードでの増幅率に PMT 光電面の位置による違いがあれば、得られる電荷量も違ってくる。ここでは、浜松ホトニクスに依頼した測定結果を示す。

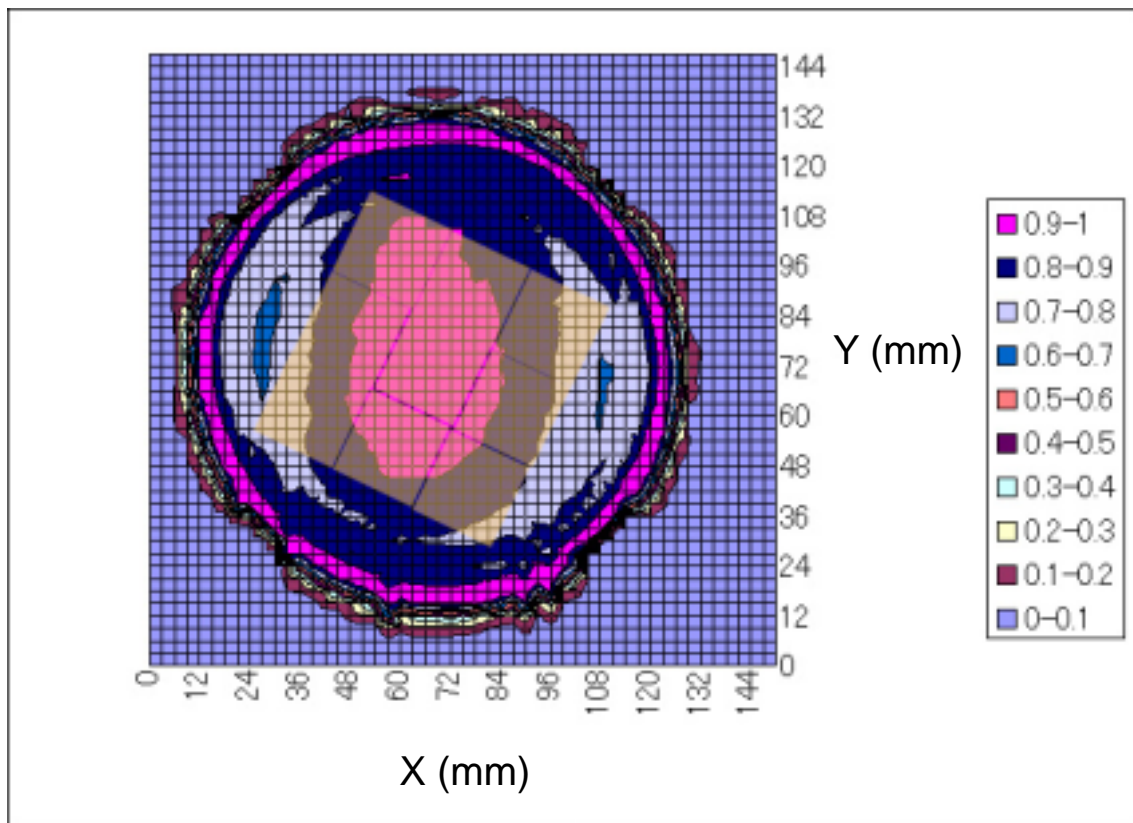


図 2.10: Difference of electric charge yield dependent on position of photocathode. PMT H.V is 2000 V. Wavelength of incident photon is 420 nm. This Fig. shows relative value normalized by color of 0.9-1 in the legend. Measured by HAMAMATSU.

中心の結晶が接していた部分が最も得られる電荷量が多い。その他の結晶はおおよそ中心の結晶が接していた部分に比べて、約 70-90 %程度の電荷量が得られる。

2.2.3 1つの光電子による信号

光量測定の実験目的は光電子数を測定することである。しかし、PMT からのシグナルは増幅された電荷量であり、それだけでは光電子数を算出することができない。そのため 1つの光電子がいくらの電荷量(ADC channel)に相当するかを知る必要がある。

ここではそのために行った 5 inch PMT での 1つの光電子により得られる電荷量の測定についてまとめた。

2.2.3.1 1つの光電子により得られる電荷量

測定には波長の短い青色 LED を用いた。pulse generator からのパルスで LED を発光させると共に、電荷を ADC に取り込むタイミング信号を作った。測定の際、LED からの光量が多くては 1つの光電子に相当する電荷量を測定することは出来ない。そのため、pulse

generator の出力の電荷をごく少数の光子が入射するように調整し、1つの光電子に相当する電荷量(ADC channel)を測定した。

電子ビームを用いた光量の測定では、PMT の電圧は 1700 V で行った。しかし、1つの光電子に相当する電荷量を測定するには、1700 V では増幅度が低くて測定することができない。そのため PMT に与える電圧を 2600 V に設定した。

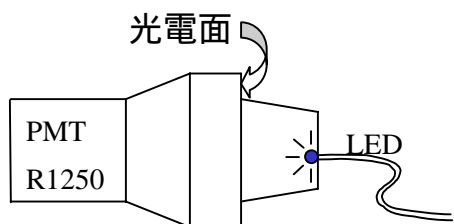


図 2.11: Set up for measurement of single photoelectron with blue LED.

図 2.11 のようにセットアップし測定した。その波高分布が図 2.12 である。図 2.12 は LED のある光量のときを PMT で検出した結果である。

PMT に入る光量が小さいとき、LED の光量を一定にしても光電子の数は確率的な分布をもつ。このため、いつも 1つの光電子を得るようになることは出来ない。そういった少数かつ離散的な数を扱う統計現象では、その分布はポアソン分布に従う。そのため電荷分布がポアソン分布であることを確認し、1つの光電子が与える電荷量を求めた。

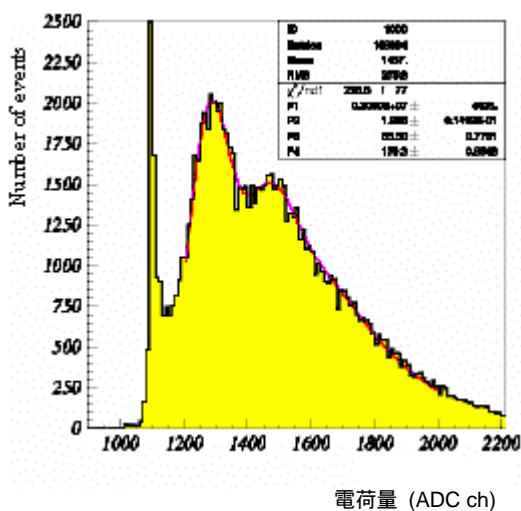


図 2.12: Electric charge distribution of photoelectron measurement. The horizontal axis is electric charge. The vertical axis is number of events. The left side peak is pedestal, the center of three peaks is one photoelectron, the right side peak is two photoelectrons.

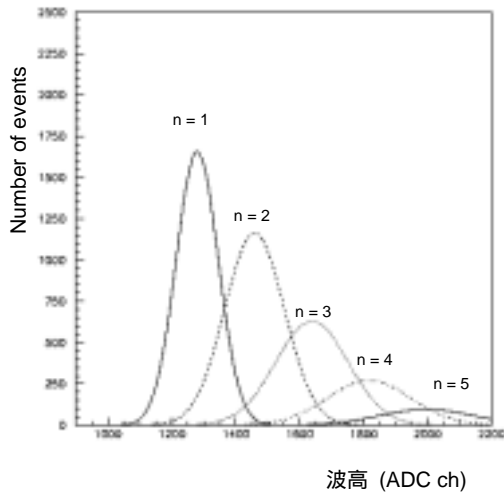


図 2.13: Poisson distribution of average 2.0 + PMT response.

PMT の光電面で発生した光電子は、PMT 内の各ダイノードで電子増幅される。その増幅率には統計的ふらつきがあり、ADC で得る電荷量にもその効果が含まれる。その効果はガウス分布していると考え、ガウス関数を含んだポアソン分布を用いた。

$$S = P_1 \sum_{n=1} \frac{P_2^n}{n!} \times e^{-P_2} \times \frac{1}{\sqrt{2\pi n P_3}} \times e^{\left(\frac{-(x - P_4 \times n - Pedestal)^2}{2n P_3^2} \right)} \quad (2.2)$$

この関数のパラメータ P_1 は高さの係数、 P_2 は平均の光電子数、 P_3 は $n=1$ の標準偏差、 P_4 は peak の間隔である。図 2.13 は式(2.2)で平均の光電子数 $P_2=2.0$ で各々の光電子数 n での電荷分布を描いたものである。図 2.12 は光電子ゼロの pedestal のピークを除き、式(2.2)で $P_2=2.0$ の分布でフィットできているので、ポアソン分布していることが確認できた。

LEDからの光量を変化させて、1つの光電子が与える電荷量を求めた。その結果が図 2.14 である。この測定により、入射光子の平均の数によらず 1つの光電子が与える電荷量は一定であることが確認できた。

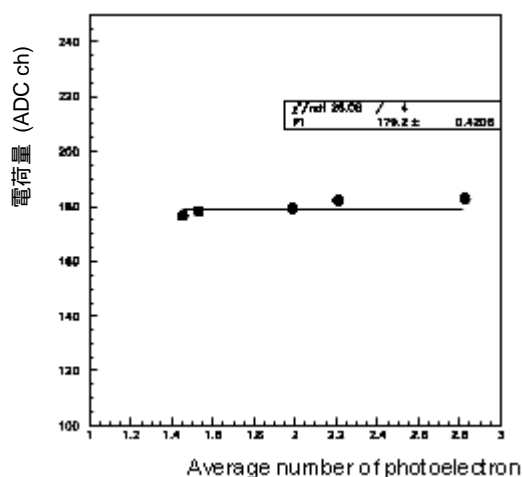


図 2.14: Electric charge corresponding one photoelectron. The vertical axis is electric charge of one photoelectron. The horizontal axis is average number of photoelectron.

この結果から実験に用いた PMT で H.V 2600 の時、1つの光電子に相当する電荷量は 179.2 ± 0.4 ADC ch に相当することが分かった。

2.2.3.2 Gain curve

実験では Minimum Ionising Particle (以下 MIP と書く)である 中間子が最も小さい電荷量を示し、運動量 4 GeV/c を持つ電子が大きな高い電荷量を示す。そのため、MIP による電荷量と運動量 4 GeV/c の電子による電荷量が、データを収集する ADC で測定できる範囲内になければならない。実験に使用した PMT では、H.V が 1700 V で MIP による電荷量と運動量 4 GeV/c の電子による電荷量が ADC で測定できる範囲内に入るので、PMT の H.V を 1700 V で使用した。そこで、この条件での 1つの光電子に相当する電荷量を求める必要がある。

ここで、H.V 2600 V で測定した 1つの光電子に相当する電荷量(ADC ch)が、実験で設定した 1700 V ではいくらの電荷量(ADC ch)に相当するのか換算しなければいけない。そのため、LEDからの光を一定にして PMT の H.V のみを変えることで、増幅度の違いを測定し、増幅度の相対値から 1つの光電子に相当する電荷量を算出する。1つの光電子に相当する電荷量測定の際の LED の光量では、光量が少なすぎて増幅度の違いを比較できない。そのため、PMT の H.V 1700 V から 2600 V の間で、ADC で比較できる範囲に LED の光量を増加し、PMT の H.V を変化させてそのときの電荷量を測定することで、増幅度を比較した。

その結果、2600 V では 7566.6 ADC ch にあたる電荷量が、1700 V では 88.9 ADC ch に相当することが分かった(図 2.15)。この増幅度の測定により、2600 V で測定した 1 つの光電子に相当する電荷量 179.2 ADC ch が、1700 V では 2.1 ADC ch に相当することが分かった(表 2.3)。

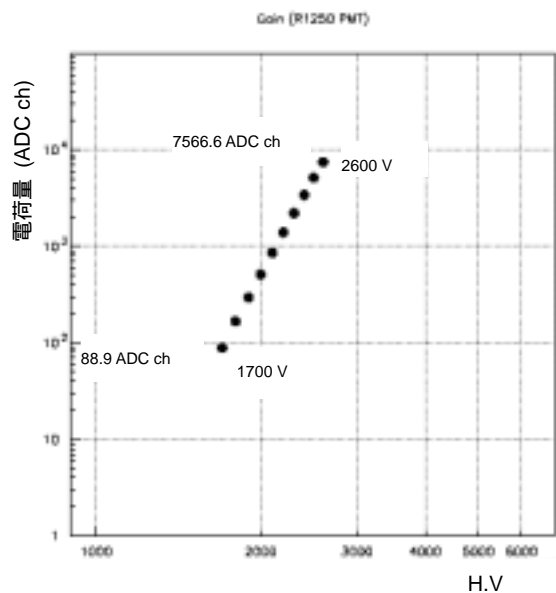


図 2.15: Gain curve of PMT.

| H.V | 2600 V | 1700 V |
|------------------------|---------------|-------------|
| LED の光量一定(ADC ch) | 7566.6 ADC ch | 88.9 ADC ch |
| 一つの光電子に相当する電荷量(ADC ch) | 179.2 ADC ch | 2.1 ADC ch |

表 2.3: Difference of electric charge when PMT H.V is changed.

2.3 3/4 inch PMT

実験で用いた浜松ホトニクス社製の 3/4 inch PMT (R4125)の特性を図 2.16 と表 2.4 に示す。

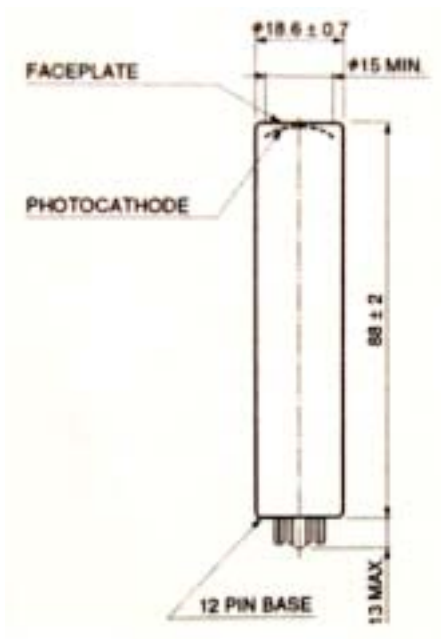


図 2.16: The size(mm) of each parts of 3/4 inch PMT (R4125).

| | |
|-------------------|-------------------|
| 有効波長領域 | 300 - 650 nm |
| フォトカソード (有効範囲 直径) | 15 mm |
| ダイノードの段数 | 10 |
| 供給電圧 | 1800 V |
| ゲイン | 8.7×10^5 |

表 2.4: Properties of 3/4 inch PMT R4125. The data sheet by HAMAMATSU.

第3章 光量およびエネルギー分解能の測定

3.1 光量測定の目的

NaBi(WO₄)₂は放射線耐性に優れている一方で、チェレンコフ放射によって得られる光量が少ない。そのため、K 中間子稀崩壊実験のビームキャッチャーの目的として要求されるだけの光量を検出できるかどうかを調べるために、NaBi(WO₄)₂から得られる光量の測定を行った。

K 中間子稀崩壊実験でビームキャッチャーが検出すべきイベントは、最大のバックグラウンドである $K_L \rightarrow 2\pi^0$ のうちのひとつの線である。その線は前方のビームキャッ

チャーでは、おおよそ 100 MeV 以上のエネルギーの光子に対して 99.9 %の検出効率が必要であることがシミュレーションによって分かっている。そのためには、ある光量が平均 X 個のポアソン分布で生じたときに、100 MeV の線に対して平均 10 個以上の光電子がないと、光電子数 1 個に閾値をかけても 99.9 %の検出効率を得ることが出来ない。このことから、100 MeV のビームに対して少なくとも平均 10 個の光電子を検出することが K 中間子稀崩壊実験でビームキャッチャーに要求されることである。我々の行った光量測定の目的は、この要求を $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ が満たしているかどうかを調べることである。

3.2 検出器のデザイン

3.2.1 光量測定時の検出時のデザイン

実験には $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ クリスタル($2.2 \times 2.2 \times 16.0 \text{ cm}^3$)を 9 本用いた。それぞれ反射材としてテフロンシートを巻き、さらに aluminized mylar foil を巻いてある。その後、図 3.1 のように 9 本のクリスタルを 3×3 に組んだ。

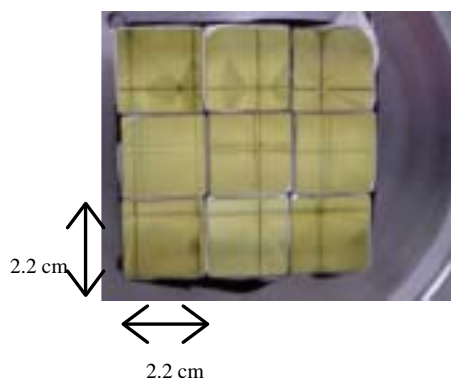


図 3.1: $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ crystals set 3×3 matrix.

PMT と $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ との間に隙間ができては、結晶内のチェレンコフ光が反射してしまい PMT 光電面に届く妨げとなる。そのため、PMT と結晶間に隙間が出来ないようにシリコンクッキーを使用した。シリコンクッキーの厚みは約 5 mm、弾力性があり 1, 2 mm 程度の凹凸は吸収できる。

光量測定において光電子数知るためには、増幅度が高く 1 つの光電子に相当する電荷量が測定できる PMT で読み出しを行わなければならない。この要求を満たす PMT として節 2.2 に示した浜松ホトニクス社製の R1250 を 1 つ用いた。光電面のサイズは 5 inch である。

ビームは図 3.2 のように結晶の正面から照射した。

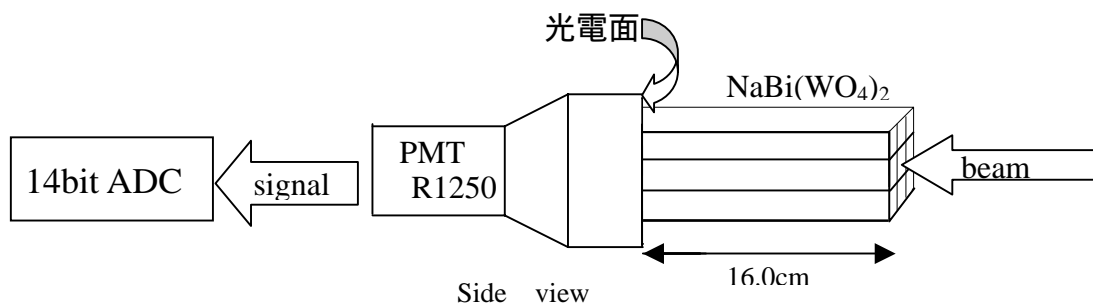


図 3.2: 9 NaBi(WO₄)₂ crystals and 5 inch PMT.

3.3.2 エネルギー分解能測定時の検出器のデザイン

結晶は光量測定で使用した9本のNaBi(WO₄)₂クリスタル(2.2 × 2.2 × 16.0 cm³)を用いた。

PMTは結晶のサイズに合わせ、光電面が3/4 inch (R4125)のPMTを使った。これにより9つの結晶それぞれで得られる光量の較正が事象毎にできる。3/4 inch PMT (R4125)の特徴については「2.3 3/4 inch PMT」に示す。

PMTのブリーダー(ソケットアセンブリ)は、3/4 inch PMT (R4125)に合うE974-19を用意した。ブリーダーE974-19の直径は23.0 mmである。そのため、22.0 mm × 22.0 mmのサイズで隣り合っているNaBi(WO₄)₂のそれぞれの結晶に、PMTを一直線に取り付けることが出来ない。そこで、ブリーダーE974-19の側面を0.5 mmずつ削り取った。ブリーダーの側面は1 mm厚程度のPOMという樹脂で出来ている。側面を0.5 mm削った後、PMTからのシグナルをチェックしたが、側面を削る前と特と比べてPMTからのシグナルに変化が無いことを確認した。側面を削った後、図3.3のように組み合わせた。

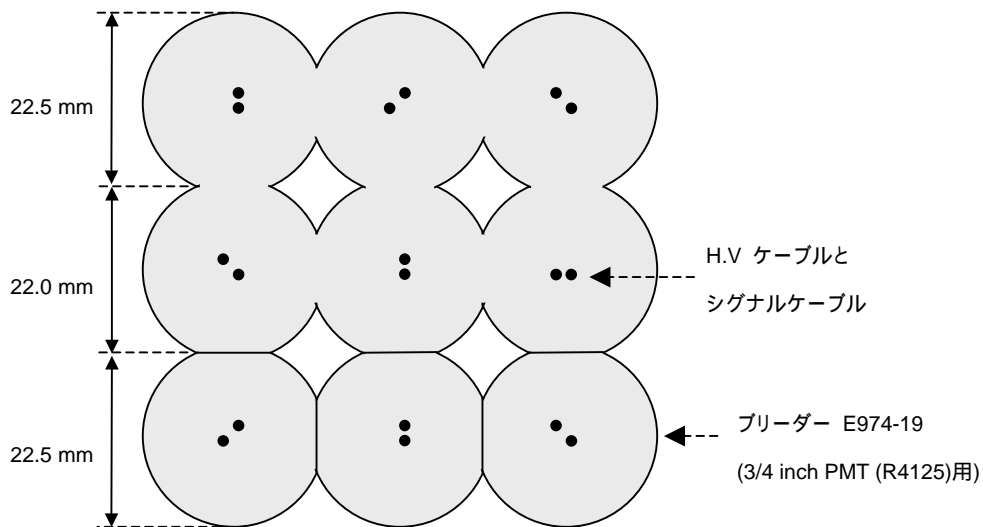


図 3.3: Sockets set 3 × 3 matrix are looked from cable side. E974-19 sockets are shaved side resin in 0.5 mm.

NaBi(WO₄)₂ と PMT とを組み合わせる際に、NaBi(WO₄)₂ と PMT の間に空気の層ができては結晶内のチェレンコフ光が反射してしまい PMT 光電面に届く妨げとなる。そのため、それぞれの PMT と結晶間に空気の層が出来ないように図 3.4 に示すシリコンクッキーを使用した。



図 3.4: Silicon cookies for 3/4 inch PMTs (R4125). The thickness is about 5 mm, the diameter is about 21 mm.

9つの結晶同士は隣り合っているので、チェレンコフ光が結晶と PMT の接続部分から光が漏れる可能性がある。別の PMT に光が入射すると、それぞれの PMT で増幅率が異なるために得られる電荷量の分布が広くなりエネルギー分解能が悪くなってしまふ。つまり、各結晶から出た光が、それぞれの対応する PMT とは別の PMT へと光が漏れ出るのを防が

なくてはならない。そのため、それぞれの結晶と PMT の接続部分に挟んだシリコンクッキーの周りに高反射率を有した白色フィルム(チタニウム入りのポリエチレンテレフタレート)を巻いた。その後、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ と PMT とを組み合わせた様子が、図 3.5 である。

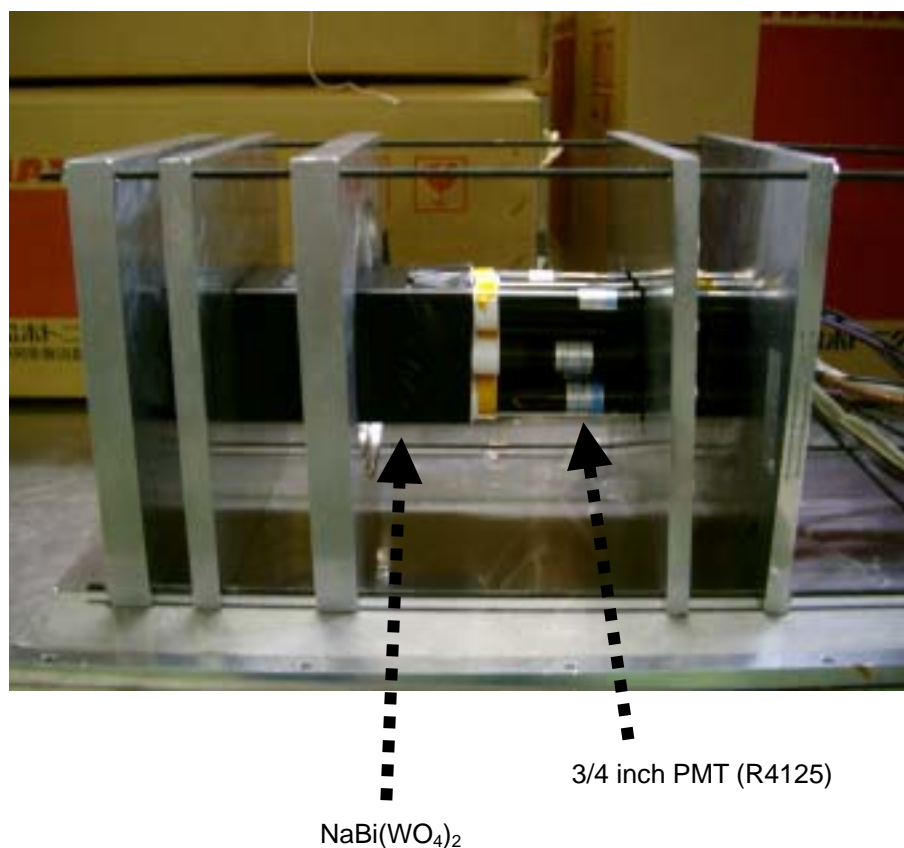


図 3.5: Nine $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ crystals connect nine 3/4 inch PMTs(R4125).

3.3 実験スケジュール

$\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ から得られる光量の測定は、2002 年 11 月 27 日から 12 月 4 日にかけて、高エネルギー加速器研究機構(KEK) 東カウンターホール 2 ビームライン(図 3.6)で運動量 0.5 ~ 4.0 GeV/c の電子ビームを使って行った。

9 つの PMT を用いた読み出しによるエネルギー分解能の測定実験は、光量測定の時と同様、高エネルギー加速器研究機構(KEK) 2 beam line で行った。実験は、2003 年 7 月 4 日から 7 月 8 日までの期間で行った。

3.4 KEK PS $\pi 2$ ビームライン

加速器のメインリングを走る 1 次粒子が internal target(図.3.6 中の IT)に衝突し、そこから生成される 2 次粒子を図 3.6 中の Q1 から D4 のマグネットで 2 実験エリアまで導いている。



図 3.6: The $\pi 2$ beam line in KEK east counter hall.

3.5 データ収集システム

1 つの PMT の読み出しによる光量測定時と、9 つの PMT の読み出しによるエネルギー分解能の測定時のトリガーカウンターのセットアップを図 3.7 に示す。

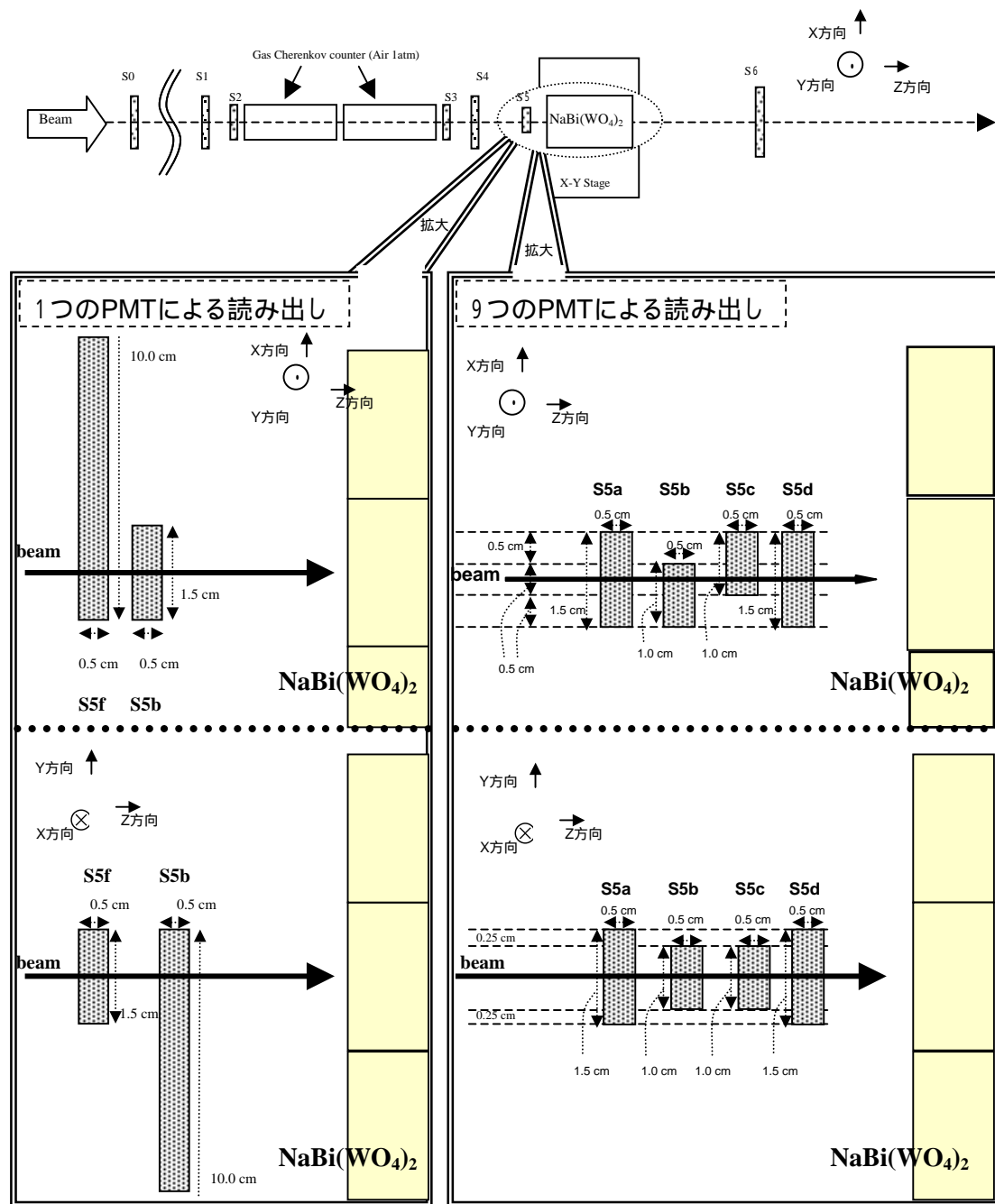


図 3.7: Set up for measurement of light yield(left) and energy resolution(right). NaBi(WO₄)₂ is positioned X-Y stage. The dotted arrow shows direction of the beam. S0 ~ S6 are plastic scintillation counters.

トリガーカウンターS5 は拡大図のような違いがある。1 つの PMT による読み出し時には、S5f と S5b を使い 1.5 × 1.5 cm² にビームサイズを定めた。9 つの PMT による読み出し時には、S5a から S5d を使い、0.5 × 1.0 cm² にビームサイズを定めた。

我々は電磁シャワーから光量の測定をするために 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の運動量を持つ電子ビームを用いた。粒子の運動量(エネルギー)と電荷は図 3.6 に示したビームライン中のダイポールマグネットによって決められる。2 つのガスチェレンコフカウンターと S0 から S5f, b までのプラスチックシンチレーションカウンター(図 3.7)を使って、電子を中間子と区別している。このとき使用した ADC は 1 ch あたり 50 fc。TDC は 1 ch が 25 psec。

エネルギー分解能の測定は、0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の運動量を持つ陽電子ビームを用いて行った。2 つのガスチェレンコフカウンターと S0 から S5a,b,c,d までのシンチレーター(図 3.7)を使って、陽電子と中間子とを区別している。このとき使用した ADC は 1 ch が 0.25 pc。TDC は 1 ch が 25 psec。

3.6 取得したデータのまとめ

ここでは光量測定およびエネルギー分解能測定のために取得したデータについてまとめる。

光量測定時には 9 つの結晶を 1 つの PMT で読み出しているため、9 つの結晶からの光量の和しか測定できず、各結晶から得られる光量の補正ができない。そのため、あらかじめ各結晶から得られる光量の違いを知るために、各結晶に MIP として選別した中間子を照射させた電荷量の分布のデータを取得した。

光量の測定は、真ん中(No.5)の結晶に 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の運動量を持つ電子を照射したデータをとった。

エネルギー分解能の測定は 9 つの結晶を個別に 9 つの PMT で読み出している。各結晶に 2 GeV/c の運動量を持つ陽電子を照射させたデータと、MIP として選別した中間子を照射させたデータを取り、増幅度の調整を行った。

エネルギー分解能を求めるのは電磁シャワーによる電荷量の分布から求めるので、中心の結晶(No.5)に 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の運動量を持つ陽電子を照射したデータをとった。

3.7 光量解析

ここでは、1 つの PMT で読み出しを行った光量測定の解析についてまとめた。

3.7.1 各結晶から得られる光量の違い

光量測定の実験では 9 本のクリスタルを 1 つの PMT で読んでいる。NaBi(WO₄)₂ への電

子の入射位置や生成される電磁シャワーの大きさがイベントごとに違うために、イベントごとで各結晶に分配されるエネルギーの比は異なる。このため、各結晶から得られる光量が違えば、エネルギー分解能が悪くなってしまふ。粒子が結晶内でチェレンコフ光を放出し、我々がデータとして得るまでに、各結晶間で結晶の光子の透過率、PMT と結晶の photo contact や光子の光電面への入射位置による増幅度の一様性が無ければ、我々が ADC で得る電荷量が異なる。その違いを測定するため、3 GeV/c の運動量を持つ 中間子を各結晶に照射することで各々の結晶から得られる光量の違いをあらかじめ測定した。

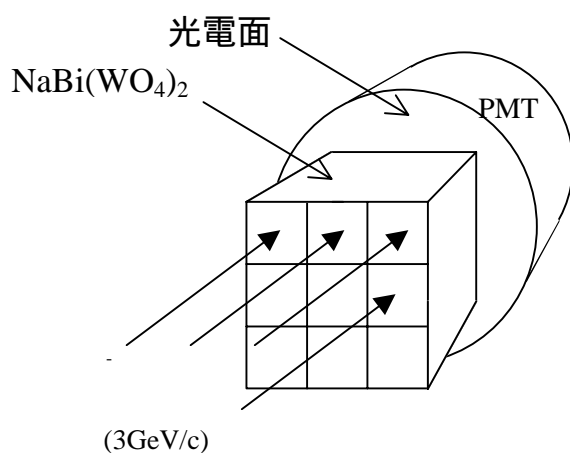


図 3.8: Each crystal is irradiated by the pion beam.

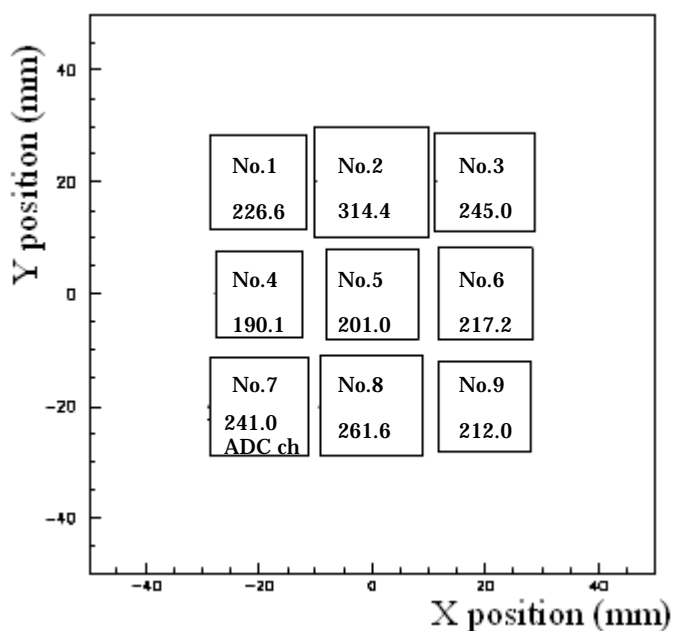


図 3.9: Deference of light yield from each crystal. The pion beam irradiated each crystal. The value in each square shows electric charge(ADC ch). The size of each square shows electric charge relatively. The horizontal and vertical axis are positions of crystals.

図 3.9 より、各結晶に 3 GeV の 中間子を照射し各々の結晶から得られる光量の測定を

行った結果、得られる光量に大きく違いある結晶がある。これは各結晶間で結晶の光子の透過率、PMT と結晶の photo contact や光子の光電面への入射位置による増幅度の一様性がない可能性が考えられる。そのため、第 2 章では光子の透過率と PMT 光電面の光子の入射位置による増幅度の違いを測定した。中間子を照射して測定した光量と、光子の透過率に依存した得られる光量の比較を図 3.10 に示す。

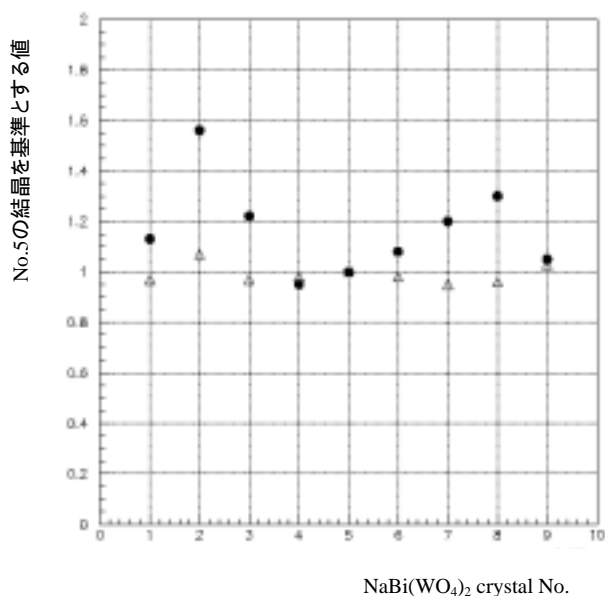


図 3.10: Deference of light yield irradiated by the pion beam (●). Deference of light yield dependent on the transmission of each crystal. (△). The horizontal axis is crystal No., the vertical axis is normalized by the value of No.5.

図 3.10 より、光子の透過率に依存した得られる光量のばらつきは、中間子を照射することによって得られた結晶間での光量のばらつきに比べて小さい。次に光電面の位置による増幅率の違いを考慮する。「2.2.2 光子の入射位置に依存した増幅度の違い」の図 2.10 より真ん中の結晶が接していた位置を基準とすると、そのまわりの 8 つの結晶が接していた部分は雑把に見てそれぞれ約 80% の増幅率であることがわかる。この効果を図 3.10 の光子の透過率に依存した光量の違いに加えても、これらだけでは中間子を使って測った光量のばらつきは再現できない。つまり、このばらつきは結晶の光子の透過率や光電面の入射光子の位置に依存した増幅率の違いの効果は大きくないと言える。結晶と PMT との photo contact 等の効果が大きい可能性がある。

3.7.2 シミュレーション結果との比較

前節の光量の違いの測定データを用い、シミュレーションを行い実験データと比べた。

シミュレーションでは、図 3.9 で得られた各結晶から得られる光量の違いを結晶間で相対的に見て、その効果をシミュレーションの結果に寄与させた。さらに実際の実験では結晶で放出された光子が結晶と PMT を組み合わせているところで、PMT の光電面へ導かれる光子数のふらつきや、PMT 光電面での量子効率のふらつきが考えられる。そのため、シミュレーションの波高分布の幅にガウス関数を重畳した。

次に実験でのビームの中心位置のずれが考えられるので、シミュレーションにおいてビームの位置による分布の違いを調べた。ビームの位置をずらすと、図 3.9 が示すように各結晶から得られる光量に違いがあるので、9 本の結晶全体から得られる波高分布が変わる。ビームの位置を x 方向に+7 mm、y 方向に+5 mm 移動させたところ、図 3.12 のようなシミュレーションの分布が得られた。光電子の増倍等の分布による広がりを幅 4.2 %のガウス関数としてシミュレーションを行った。

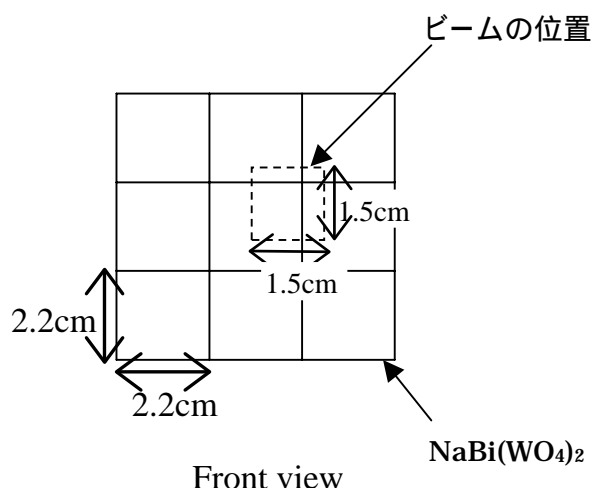
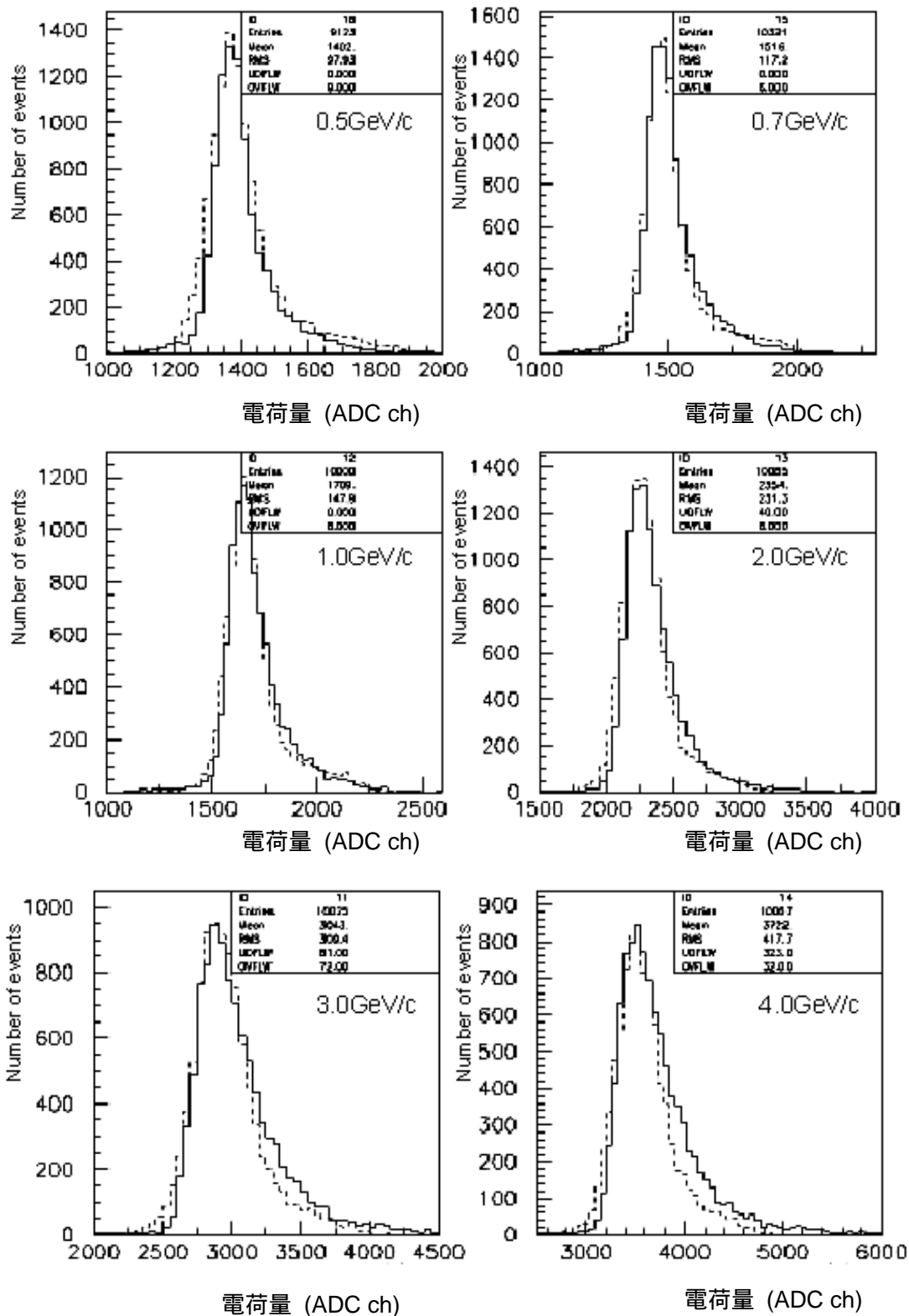


図 3.11: Adjustment of the beam position. The dotted square shows beam position. $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ is looked from upstream.

実験で使った運動量 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の電子ビームにおいて、シミュレーションのデータに、各結晶から得られる光量の違いとビームの位置による調整を行った。その後の実験とシミュレーションの比較を示す。



☒ 3.12: Comparison between the experiments and the simulations. The momentums of the electron beam are 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c. The solid lines are the experiments, the dotted lines are the simulations.

3.7.3 光電子数

波高の高い側に出来たテールは各結晶から得られる光量の違いと、ビームのずれによるものだと考えた。そこで、図 3.13 のように波高の高い側のテールを除いてガウス分布でフィットし、中心に位置する結晶に電子が照射されたイベントの波高とその波高の分布の幅を求めた。そして、そのフィットが示すピークの値の波高を一つの光電子に相当する電荷量で割り算することにより、平均光電子数を得た。これを電子ビームの各運動量で行った。結果を図 3.14 に示した。

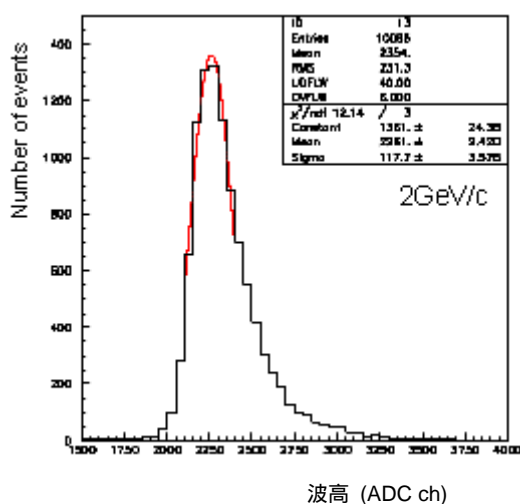


図 3.13: The distribution of electric charge when the 2GeV/c electron beam is irradiated.

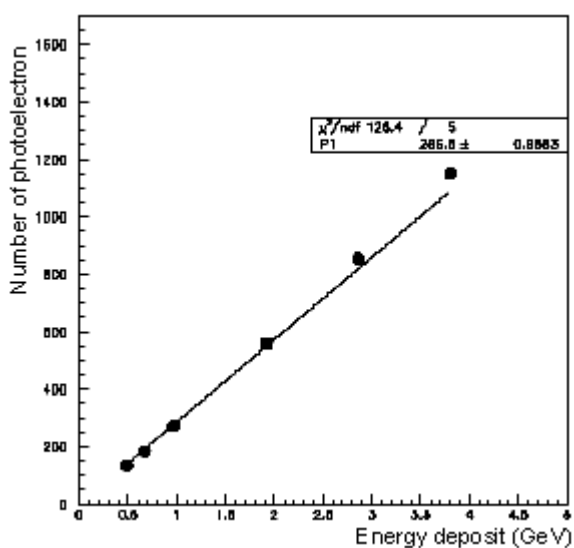


図 3.14: The number of photoelectron from NaBi(WO₄)₂. The horizontal axis is energy deposit, the vertical axis is number of photoelectron.

光量測定の結果として、図 3.14 の直線の傾き (286.5 ± 1.0) 光電子数/GeV から、100 MeV の電子ビームに対して約 29 個の光電子が検出できるという結果を得た。これは「3.1 光量測定」の目的で示した 100 MeV のビームに対して少なくとも 10 個の光電子を検出するという目標を達成している。

図 3.13 のようなガウス分布のフィットから得られた波高分布の標準偏差 をフィットのピークの位置の波高で割り算することで、エネルギー分解能を算出した。電子ビームの運動量 2 GeV/c のところで、約 10 %を示した。

分解能の値については、9 つの PMT を用いた次節の測定が最終結果である。

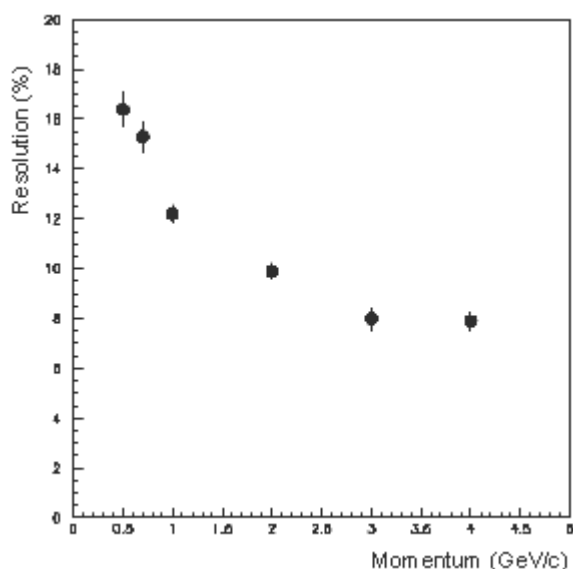


図 3.15: Energy resolution.

3.8 エネルギー分解能解析

9 つの結晶を個別に 9 つの PMT で読み出したセットアップで行ったエネルギー分解能の測定についての解析についてまとめる。

3.8.1 各結晶の gain の測定

NaBi(WO₄)₂ 内で放出されたチェレンコフ光は PMT の光電面で光電効果を起こした後、光電子は PMT 内で電子増幅される。電子増幅後、最終的に ADC で電荷量として知ることが出来るが、NaBi(WO₄)₂ 内でどれだけのエネルギー損失があったかを直接知ることが出来ない。そのため ADC ch として得られた波高分布にエネルギーの目盛り付けをする必要がある。実験では 9 つの結晶に対して 9 つの PMT で読み出している。そのため 9 つそれぞれで増幅度を決める必要がある。我々は、3 GeV/c の運動量を持つ 中間子のうち、結晶を突き抜けて後方のトリガーカウンター S7(図 3.7)を通ったことを要求することで、MIP として選別し、9 つの結晶それぞれに照射することで増幅度を測定した。

増幅度の測定に MIP を使った場合は、結晶 16.0 cm の長さのうち結晶後方でチェレンコ

フ光を放出する可能性がある。電磁シャワーと MIP でのチェレンコフ光の放射点が違くと、結晶の透過率や結晶内での反射による減衰の違いから波高分布が違い、エネルギー分解能を求めるのに正しい増幅度を測定することが出来ない可能性がある。そのため、MIP で増幅度を測定するだけでなく、電磁シャワーによる増幅度の測定も行った。電磁シャワーによる増幅度の測定には $2 \text{ GeV}/c$ の運動量を持つ陽電子を用いた。電磁シャワーによる増幅度の測定と 中間子による増幅度の測定を比較することで、ビームが各結晶の中心に照射できているかも確認した。

各結晶に $2 \text{ GeV}/c$ の運動量の陽電子を照射したときの波高分布を図 3.16 に、 $3 \text{ GeV}/c$ の運動量の 中間子を照射したときの波高分布を図 3.17 に示した。

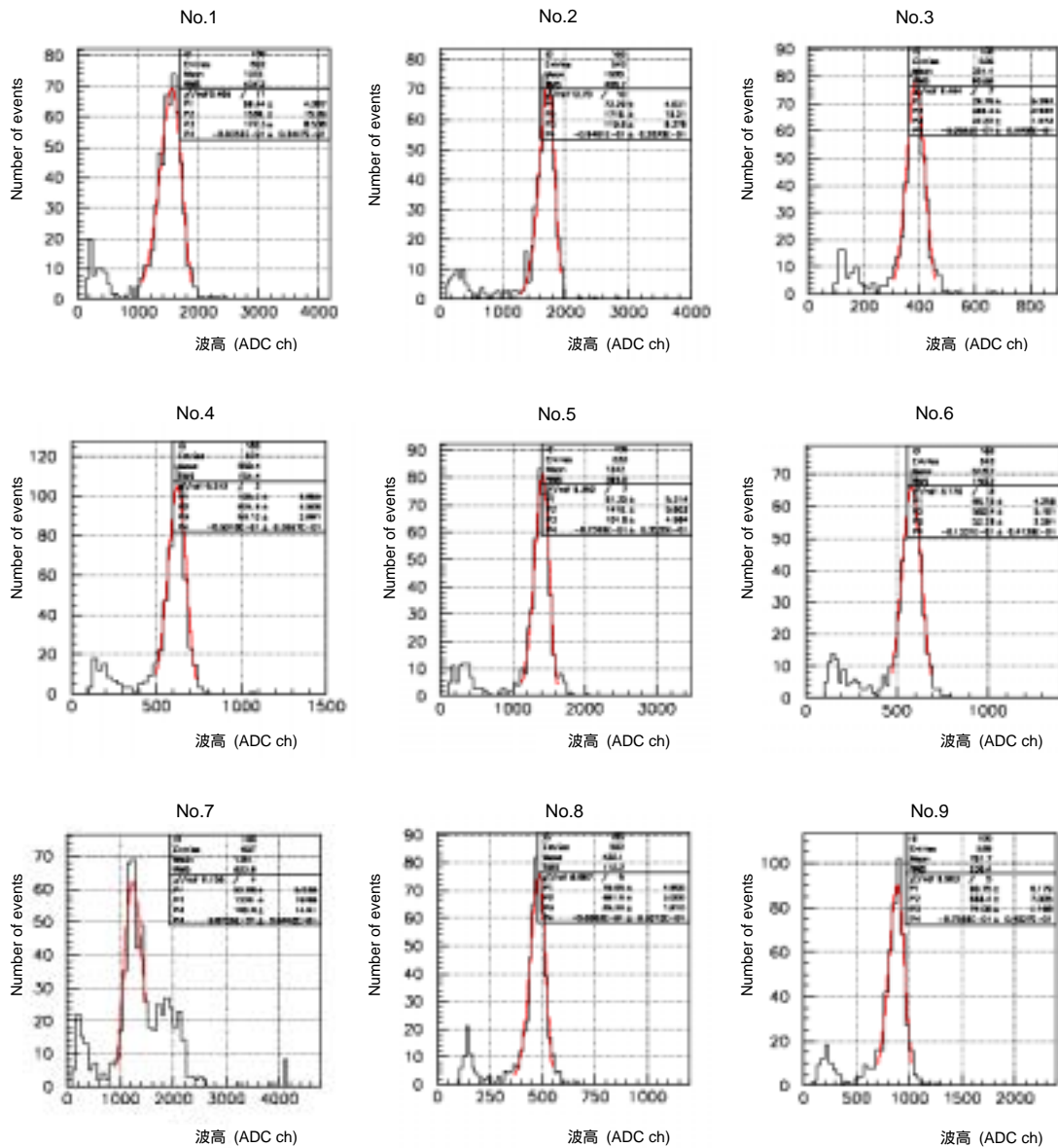


図 3.16: The distributions of pulse height when the 2 GeV/c positron beam is irradiated. The horizontal axis is pulse height(ADC ch). The peak of lower pulse height shows pion.

ここで、No.7 の波高分布だけが、陽電子のピークの右側に他の結晶では見られない特異なイベントを計測している。これは No.7 の結晶に取り付けた PMT の H.V が高すぎたために起こった PMT の増幅の異常で、後で PMT の H.V を下げると異常はなくなった。エネルギー分解能の測定は下げる前の H.V で行っていた。

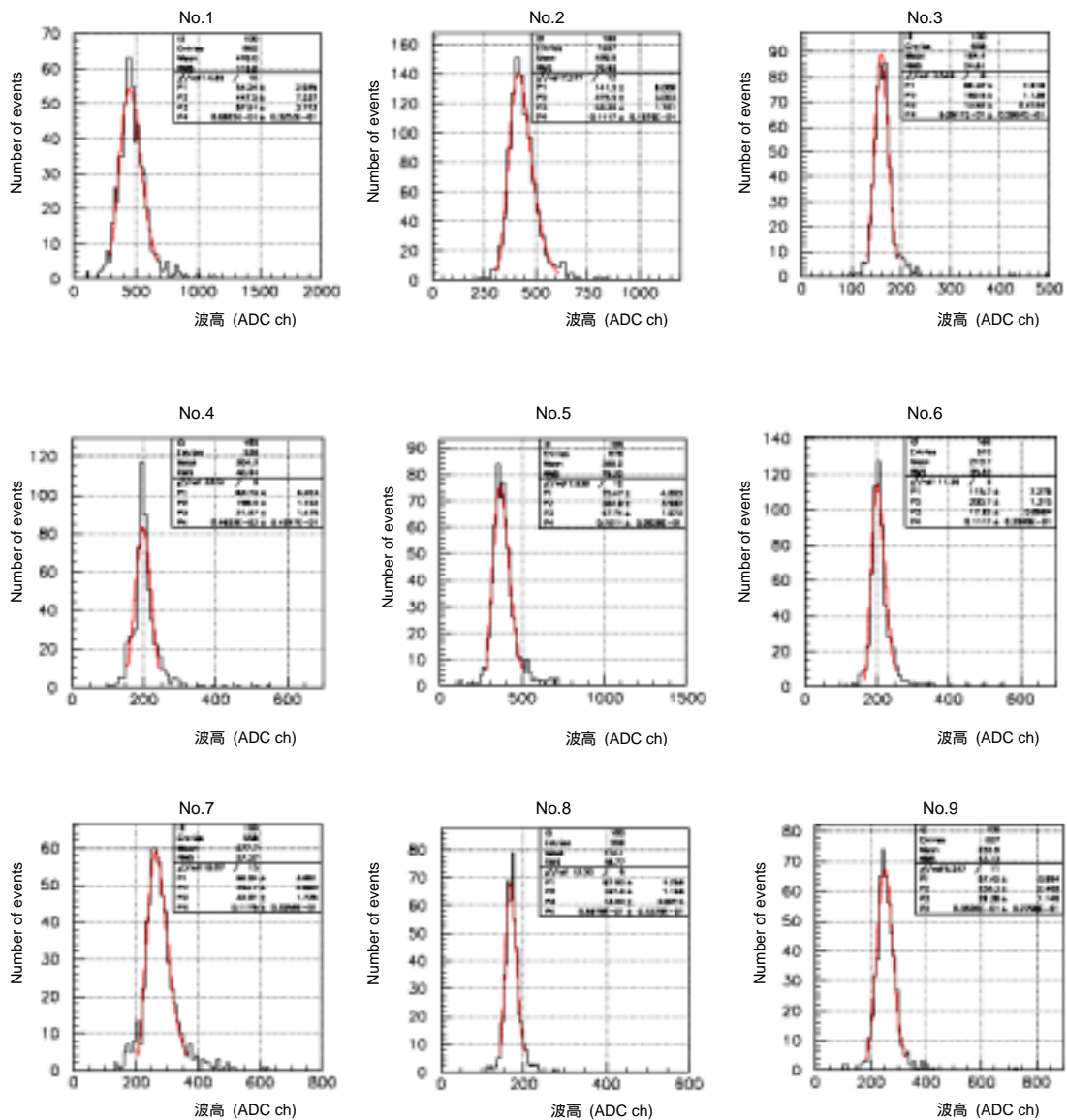


図 3.17: The distribution of pulse height when the 3 GeV/c pion beam is irradiated. The horizontal axis is pulse height (ADC ch).

各結晶に同じ運動量を持つ同じ粒子を別々に照射した場合、PMTの増幅度がそれぞれで違うため、各結晶から得られる波高は違う。しかし、各結晶に照射した粒子が陽電子であろうが中間子であろうが、各結晶間で増幅度の相対値は変わらないはずである。

ここで図 3.16 の 2 GeV/c の運動量を持つ陽電子を用いてそれぞれの結晶から得られた結

晶間での波高の相対値と、図 3.17 の 3 GeV/c の運動量を持つ 中間子を用いてそれぞれの結晶から得られた結晶間での波高の相対値を比較した。比較は中心の結晶から得られた波高を基準にした。陽電子、 中間子それぞれを照射したとき、各結晶から得られた波高を中心の結晶で得られた波高で割ることにより比較を行った。その結果を図 3.18 に示す。

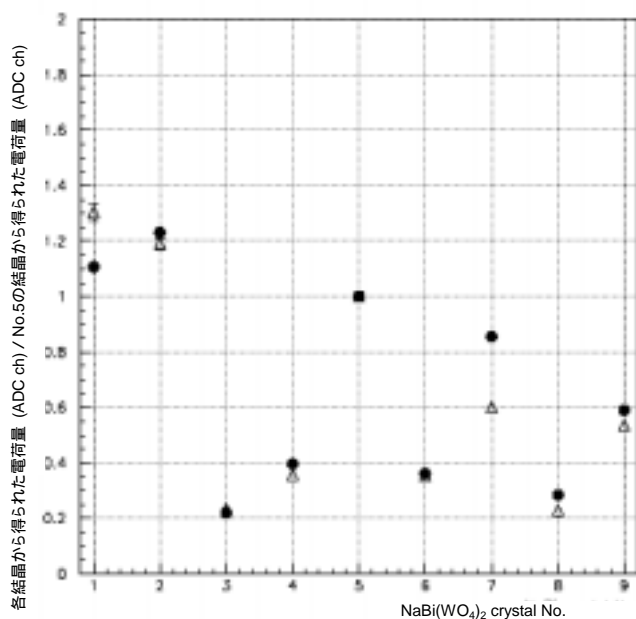


図 3.18: Relative value of pulse height from each crystal. Normalized by center of crystal(No.5). the horizontal axis is No. of crystal, the vertical axis is pulse height of each crystal divided by that of No.5 crystal. shows measurement of positron. shows that of pion.

図 3.18 の結晶間で波高分布の相対値がばらばらであるのは、各 PMT の増幅度が違うためである。No.1 と No.7 の結晶に関して、陽電子を照射した時と 中間子を照射した時で No.5 から見た相対値が大きく異なった。No.7 の結晶に関しては図 3.16 に示した PMT の H.V が高すぎたことによる効果であると考えられる。No.1 の結晶については確認できていない。

電磁シャワーの波高分布からエネルギー分解能を測定するために、真ん中(No.5)の結晶に 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の運動量を持つ陽電子を照射した。ADC ch として得られたデータに各結晶に 2 GeV/c の陽電子を照射することで求めた増幅度を使って、9 つの結晶全体へのエネルギー損失にした分布が図 3.19 である。

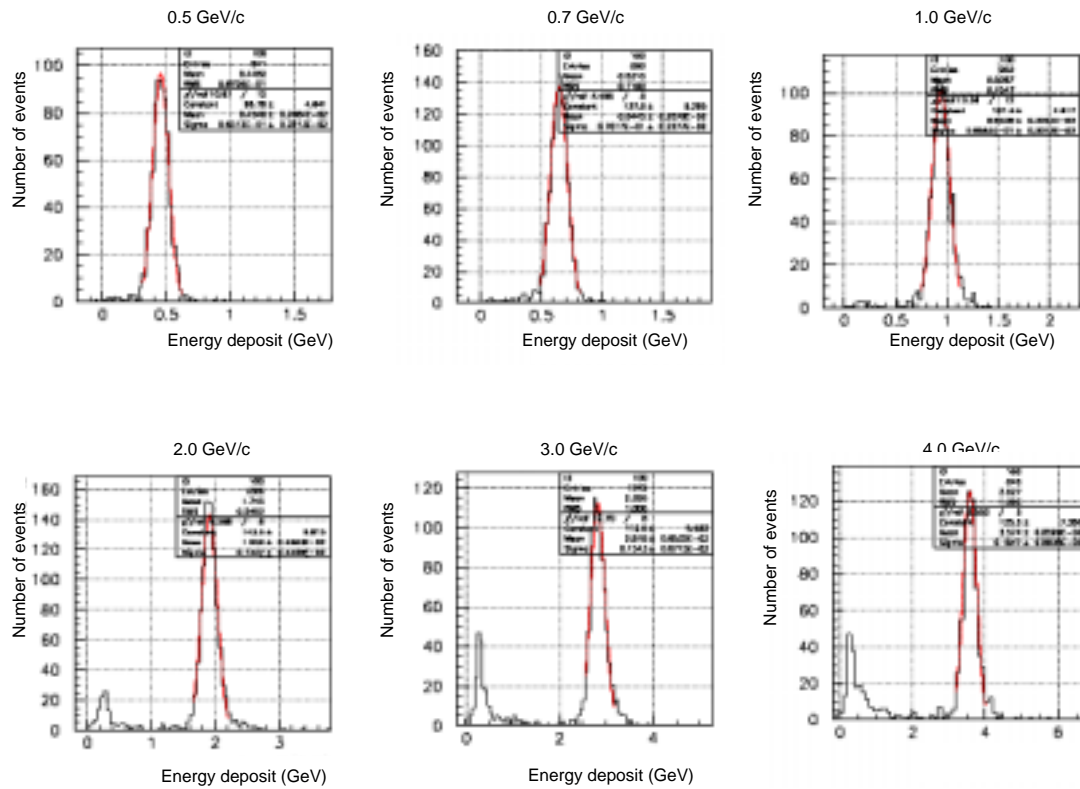


図 3.19: The distribution of energy deposit when the positron beam is irradiated. The momentums of positron are 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c. Calibrated by the positron beam. The horizontal axis is energy deposit.

図 3.19 より電磁シャワーによる波高分布が得られた。陽電子の運動量 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c を照射したときの波高分布のうち、波高の小さなところにあるピークは 中間子によるものである。

図 3.19 の波高分布よりエネルギー分解能を算出する。各運動量の陽電子の電磁シャワーによる波高分布をガウス関数でフィットする。フィットから得られた値の波高分布の標準偏差(sigma)を陽電子のエネルギー損失の値で割り算し、百分率で表した値をエネルギー分解能として図 3.20 に示す。

図 3.18 で No.1 と No.7 の結晶には陽電子と 中間子で測定した増幅度に目立った違いがあることが分かっている。その違いがエネルギー分解能にどれくらい影響があるか分からない。そのため、図 3.20 では 2 GeV/c の陽電子で求めた増幅度の値を使ったときと、3 GeV/c の 中間子で求めた増幅度の値を使ったときのそれぞれでエネルギー分解能を示す。

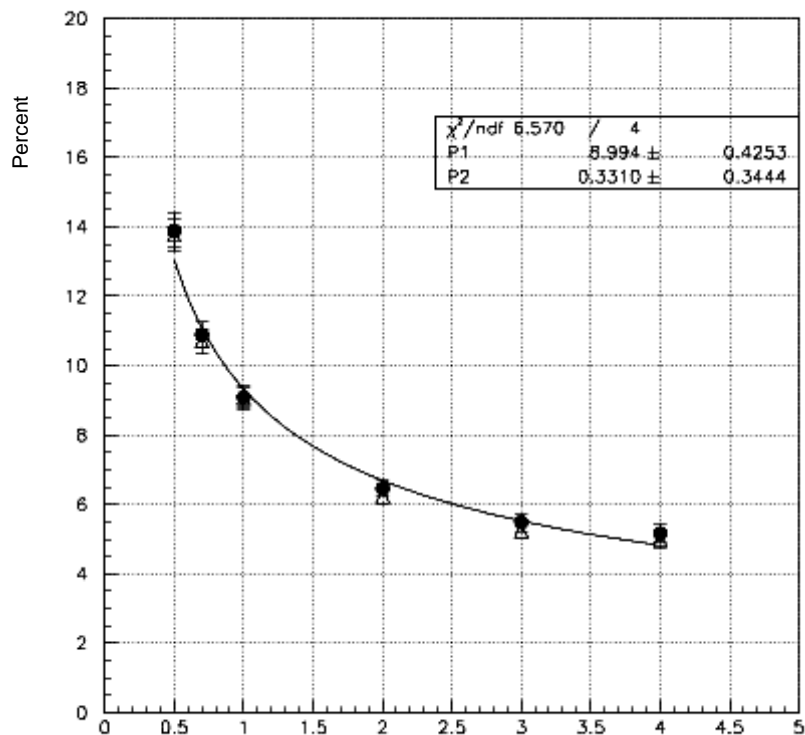


図 3.20: Energy resolution. The horizontal axis is the momentum of the positron beam, the vertical axis is energy resolution (%). shows calibration by the 2 GeV/c positron beam. shows calibration by 3 GeV/c the pion beam.

図 3.20 の結果から各結晶の増幅度は、運動量 2 GeV/c の陽電子で求めた増幅度を使っても、運動量 3 GeV/c の中間子で求めた増幅度を使っても、エネルギー分解能には特に影響がないことが確認できた。その差は最大でも運動量 3 GeV/c の時の約 0.24 %であった。それはどちらの結晶とも角に位置していたので、真ん中にビームを照射した状態ではシャワーの影響が他の結晶に比べて少なかったためである。

さらに各結晶に個別に 2 GeV/c の陽電子を照射したときの結果(図 3.16)からもエネルギー分解能を算出した(図 3.21)。

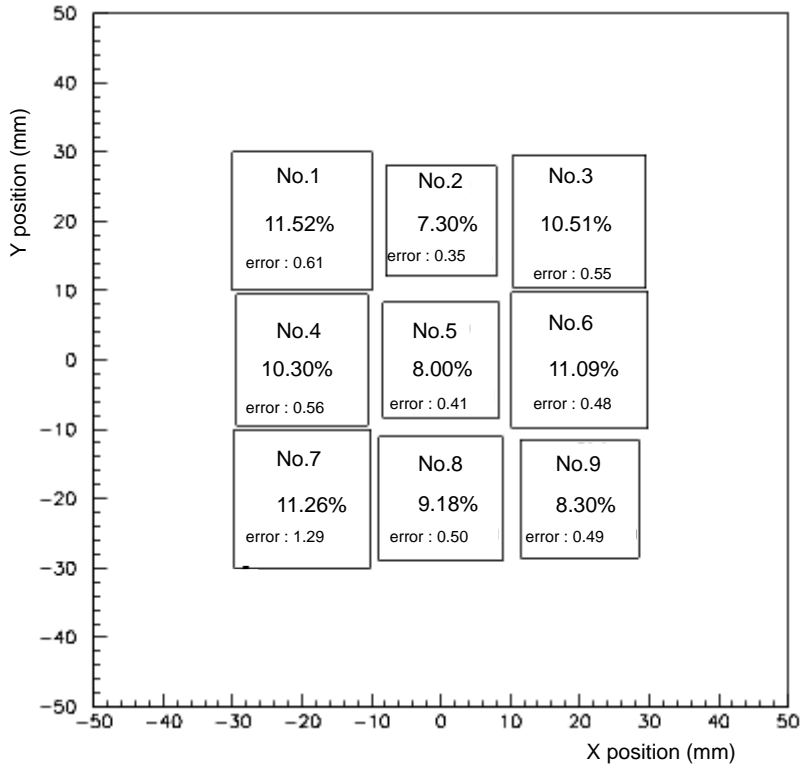


図 3.21: Energy resolution when each crystal was irradiated by the 2 GeV/c positron beam. The size of square relatively shows the value of energy resolution.

No.2 の結晶から得られる光量が 7.30 %と最も良いエネルギー分解能を示し、No.1 の結晶から得られる光量が 11.52 %で最も悪いエネルギー分解能を示した。

3.9 考察

ここではエネルギー分解能の測定結果についてまとめる。9つの結晶を9つのPMTで個別に読み出した時、HERAの実験における結果を表3.1に示した。

| | 本実験 (結晶ごとにPMTをつけた読み出し) | HERA |
|--|-------------------------------------|-------------------------------------|
| 2 GeV/cでの分解能 | 6.5 % | 7 % |
| NaBi(WO ₄) ₂ 結晶 | 2.2 × 2.2 × 16.0 cm ³ | 2.2 × 2.2 × 20.0 cm ³ |

表 3.1: Energy resolution at this experiment and the experiment at HERA. In the both experiments, nine crystals read out nine PMT.

今回の実験ではエネルギー分解能は運動量 $2 \text{ GeV}/c$ の入射陽電子に対して、約 $6.5 \pm 0.2 \%$ となった。また、HERA での実験では $2.2 \times 2.2 \times 20.0 \text{ cm}^3$ のサイズの結晶を 9 つ用いて、約 7% であった[7]。両者はほぼ一致している。

第4章 線と中性子の識別法

ビームキャッチャーには線の検出効率を最大限に上げつつ、中性子のハドロンシャワーによるシグナルを線と間違えないことが要求されることは「節 1.2 ビームキャッチャーの必要性」で述べた。この章ではモンテカルロシミュレーションを用いて、線と中性子が $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ 内で起こすシャワーの形を調べ、線に高い検出効率の条件をかけたときに中性子によるシグナルを間違えて識別してしまう確率を求めた。

まずシミュレーションが実験のエネルギー損失の分布を再現できるかどうかを確認した(節 4.1, 4.2, 4.3)。我々が $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ の光量の測定とエネルギー分解能の測定を行った KEK 2 ビームラインは、中性ビームラインではないので中性子を実験エリアまで導くことは出来ない。そのため中性子の代わりに最もよく似たハドロンとして、ここでは陽子のデータを用いる。陽子のデータは、エネルギー分解能測定のとときと同様のセットアップ(9 つの結晶に 9 つの PMT での読み出し)である。節 4.1 では実験での陽子による波高分布をシミュレーションで再現するために行ったことについてまとめた。節 4.2 では、実験データにおける陽子の選別。節 4.3 では陽子の波高分布を実験とシミュレーションとで比較したことについてまとめた。

そして、節 4.4 では実験を再現するシミュレーションを使って、線と中性子がビームキャッチャー内で作るシャワーの形を調べ、線に高い検出効率をかけたときに中性子によるシグナルを線のシグナルと間違えて識別してしまう確率を調べた。

4.1 シミュレーション

シミュレーションには GEANT3 にある 2 つのパッケージ FLUKA と GHEISHA を使って $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ に陽子を照射した。ここで、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ の発光過程はチェレンコフ放射によるものであるため、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ に入射するハドロンに関しては結晶内で放出する光子の数を数えて、その光子数に一つの光子に相当するエネルギー損失を掛け算することで波高分布を出さなければならない。「4.1.1 電磁シャワーにおける光子数とエネルギー損失の関係」ではその内容を記す。

4.1.1 電磁シャワーにおける光子数とエネルギー損失の関係

電磁シャワーを使って結晶中でのエネルギー損失と光子数の関係を知るために、0.5, 0.7,

1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の運動量を持つ電子を中心の結晶(No.5)に照射した。そのエネルギー損失とチェレンコフ放射による光子数の関係を求めた。

チェレンコフ放射による光子数の計算は、PMT の光子の検出領域を 350 nm から 550 nm とすると、1 cm あたりの光子数は

$$\frac{dN}{dx} = 475 \times \left(1 - \frac{1}{(n \times \beta)^2} \right) \text{ photon/cm}$$

(n は屈折率、 β は光速に対する速度の割合)

で与えられる。

これより、電磁シャワーのエネルギー損失とチェレンコフ放射による光子数との関係を求めた。その結果が図 4.1 である。

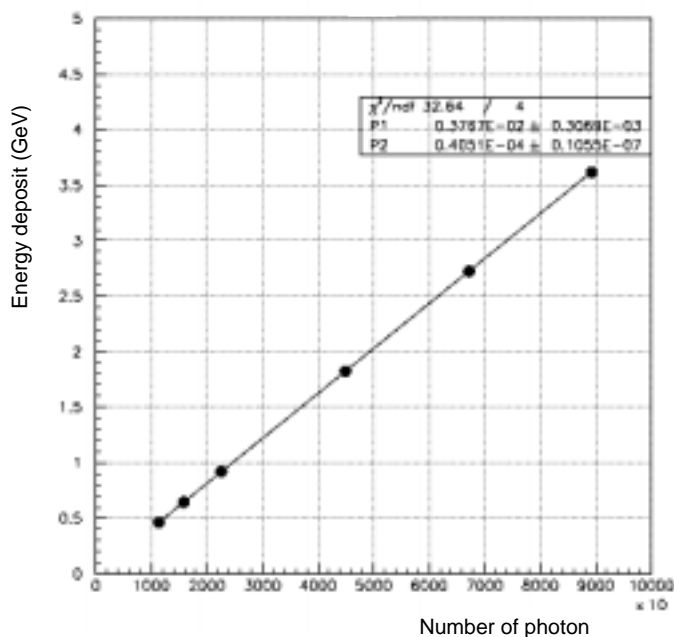


図 4.1: Relation between number of photon and energy deposit in simulation calculation.

図 4.1 より、エネルギー損失とチェレンコフ放射による光子数の関係に線形性があることが確認でき、1つの光子が約 40 KeV のエネルギー損失に相当することが分かった。

4.1.2 電磁シャワーから求める波高分布の広がり

実験では結晶内でチェレンコフ放射した光子を PMT で検出する際に、光電効果の統計的ふらつき、光の収集効率や PMT 増幅率のふらつきが存在する。そこで、チェレンコフ放射

から ADC で電荷量として得るまでの過程でのふらつきをガウス分布していると考え、ガウス関数をシミュレーションの波高分布に重畳する必要がある。ここでは実験の波高分布の幅とシミュレーションの波高分布の幅を合わせるために、重畳するガウス関数の幅の割合を求めるために行ったことについてまとめる。

まず「4.1.2.1 各結晶の波高分布の広がり の決定」では、9つ各々の結晶に 2 GeV/c の運動量を持った陽電子を照射した波高分布(図 3.16)をシミュレーションと比較し、幅を各々求めた。そして、重畳したあとの波高分布を9つ足し合わせた。入射陽電子の運動量 2 GeV/c のときでは足し合わせた後も、シミュレーションの波高分布の幅が実験の波高分布の幅を再現できているかを確認した。

次に「4.1.2.2 エネルギー損失に依存した波高分布の広がり の決定」では、シミュレーションに加える幅がエネルギー損失にどういった依存性があるかを調べた。加える幅は結晶内でのエネルギー損失に依存している。入射陽電子の運動量が 2 GeV/c のとき以外で 9つ足し合わせたときのシミュレーションの波高分布が実験の波高分布を再現できるように、加える幅を求めた。

4.1.2.1 各結晶の波高分布の広がり の決定

ここでは 2 GeV/c の陽電子が作る電磁シャワーの波高分布を用いて、9つの波高分布に別々にガウス関数を重畳する。実験のデータは各結晶に陽電子を照射した図 3.16 の波高分布を用いた。(シミュレーションの波高分布の標準偏差)² と(実験の波高分布の標準偏差)² との差を、ガウス関数の幅を変えていって求めた結果が図 4.2 である。このプロットを 2次曲線でフィットし、極小値を求めた。

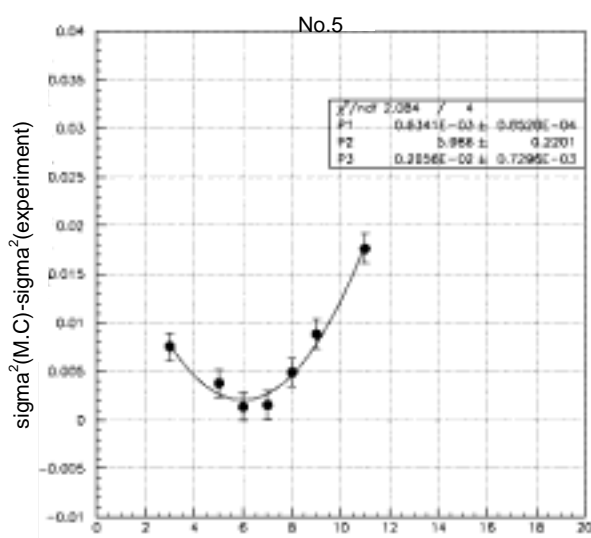


図 4.2: Difference between $\sigma^2(\text{experiment})$ and $\sigma^2(\text{M.C.})$ convoluted the gaussian function. The horizontal axis is the rate convoluted the Gaussian function. The vertical axis is $\sigma^2(\text{M.C.}) - \sigma^2(\text{experiment})$.

図 4.2 は中心の結晶(No.5)に加える幅を求めている。その結果、中心の結晶ではシミュレーションの波高分布の幅に、ガウス関数の幅を約 6.0 %加えたときに、最も実験の波高分布の幅に近づくことが分かった。中心の結晶と同様に 9 つそれぞれの結晶から加える幅を求めた。その結果を表 4.1 にまとめた。

| | ガウス関数の幅の割合(%) |
|----------|---------------|
| No.1 の結晶 | 10.3 % |
| No.2 の結晶 | 4.7 % |
| No.3 の結晶 | 8.9 % |
| No.4 の結晶 | 8.7 % |
| No.5 の結晶 | 6.0 % |
| No.6 の結晶 | 9.6 % |
| No.7 の結晶 | 9.7 % |
| No.8 の結晶 | 7.4 % |
| No.9 の結晶 | 6.5 % |

表 4.1: the rate of the convoluted gaussian function(%) at each crystal to correspond the simulation with the experiment. Each value is put out from the minimum value in the way of 図 4.2.

シミュレーションにおける 9 つの結晶それぞれからの光量を表 4.1 で得られた幅を用いて広げ、足し合わせて波高分布を得た。それを実験と比較したのが図 4.3 である。

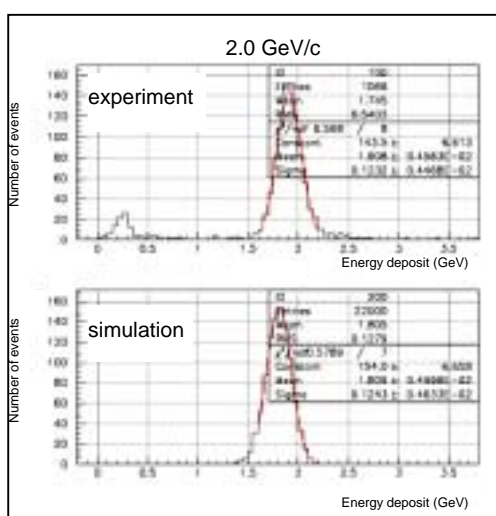


図 4.3: Comparison between the experiment and the simulation. At 2GeV/c positrons. The upper Fig. shows the experiment. The lower Fig. shows the simulation. The horizontal axis is energy deposit.

4.1.2.2 エネルギー損失に依存した波高分布の広がり の決定

「4.1.2.1 各結晶の波高分布の広がり の決定」において、運動量 2 GeV/c の陽電子を照射したときにはシミュレーションは実験の波高分布の幅を再現することが出来た。しかし、重畳するガウス関数の幅の割合にはエネルギー損失に依存した関係がある。そのため、9 つの結晶で合計した波高分布の幅を実験とシミュレーションで比較し、重畳するガウス関数の幅を各運動量において求めた。

このとき、各入射運動量におけるガウス関数の幅の割合は、入射陽電子の運動量 2 GeV/c に加えた幅の割合を基準とした。

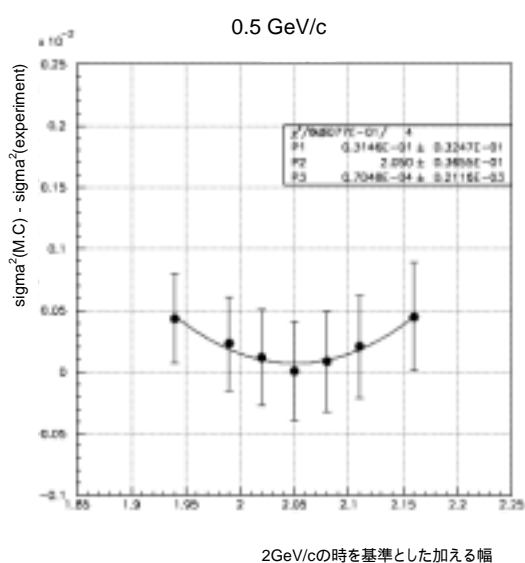


図 4.4: $\text{Sigma}^2(\text{M.C.}) - \text{sigma}^2(\text{experiment})$. The horizontal axis is the rate of normalized by 2 GeV/c. At 0.5 GeV/c positrons.

図 4.4 から 2 GeV/c の時の幅の約 2.05 倍の幅のガウス関数を重畳すると、実験の波高分布の幅を再現できることが分かった。その結果が、図 4.5 である。

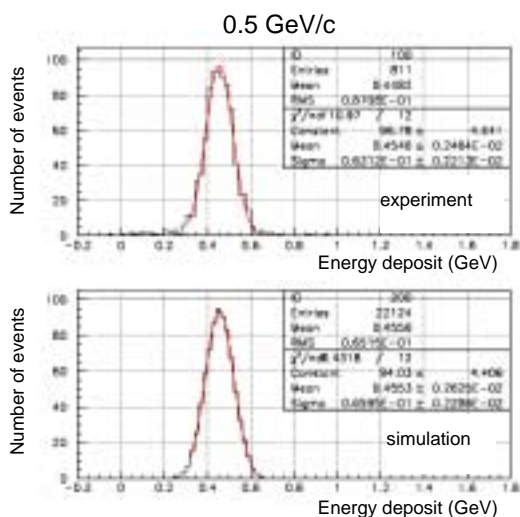


図 4.5: Comparison between the experiment and the simulation. At 0.5 GeV/c positrons.

0.5 GeV/c のときと同様の方法で、他の運動量 0.7, 1.0, 3.0, 4.0 GeV/c でもシミュレーションと実験の波高分布の幅を合わせた。入射陽電子の運動量 2 GeV/c の時のガウス関数の幅の割合(表 4.1)を基準として求めた。その結果、それぞれの入射陽電子の運動量において、そのエネルギー損失と実験の波高分布の幅を再現する幅が得られた。その結果を表 4.2 にまとめる。

| 入射陽電子の運動量 (GeV/c) | 入射陽電子のエネルギー損失 (GeV) | ガウス関数の幅の割合 (2 GeV/c を基準) |
|----------------------|------------------------|-----------------------------|
| 0.5 | 0.46 | 2.05 |
| 0.7 | 0.64 | 1.61 |
| 1.0 | 0.91 | 1.39 |
| 2.0 | 1.81 | 1.00 |
| 3.0 | 2.70 | 0.82 |
| 4.0 | 3.58 | 0.70 |

表 4.2: Relations between energy deposit and the rate(normalized by 2 GeV/c) of the convoluted gaussian function to correspond the simulation with the experiment.

実際にシミュレーションの波高分布の幅に加えて実験の波高分布と比較したものが、図 4.6 である。

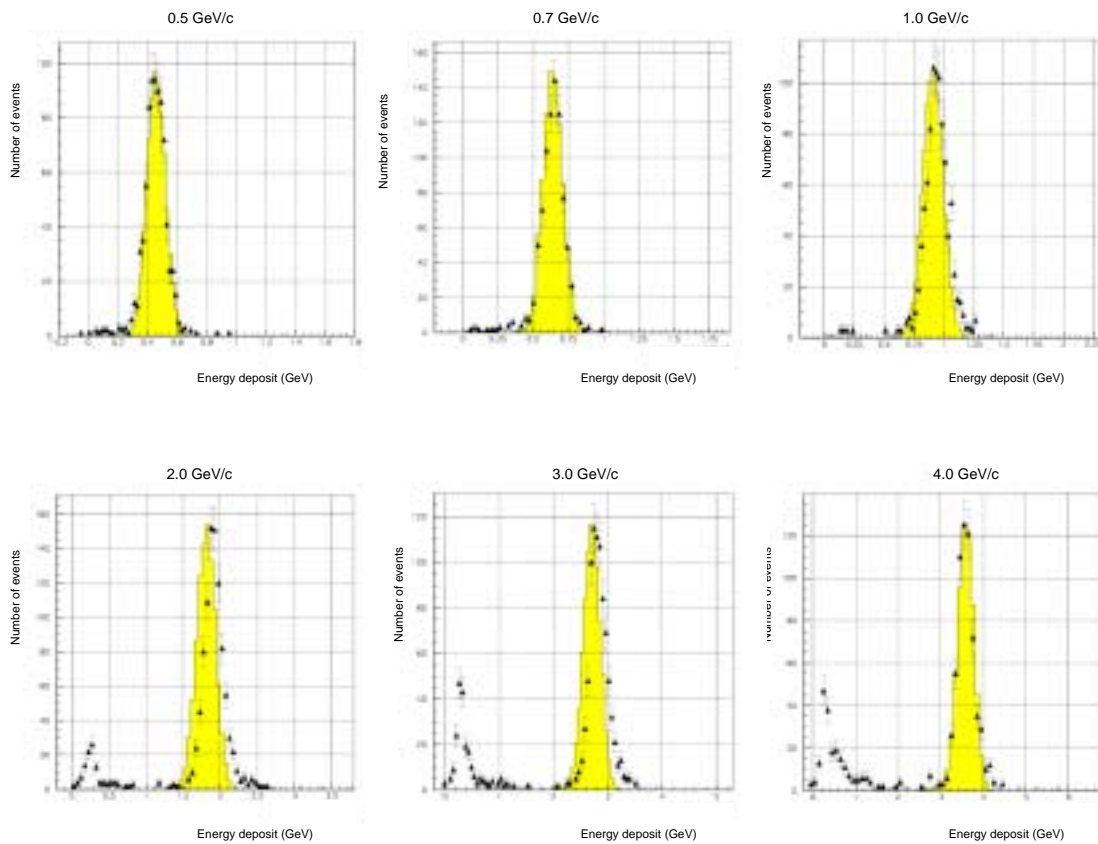


図 4.6: Comparison between the experiment and the simulation at 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c positrons. shows the experiments. The histograms show the simulations. The peak of lower pulse height shows pions.

図 4.6 から電磁シャワーから得られる波高分布において、シミュレーションは実験の波高分布をおおよそ再現できていることが分かる。

ここで、表 4.2 にまとめた結果から実験の波高分布の幅と合わずガウス関数の幅の割合のエネルギー損失依存性を図 4.7 に示す。

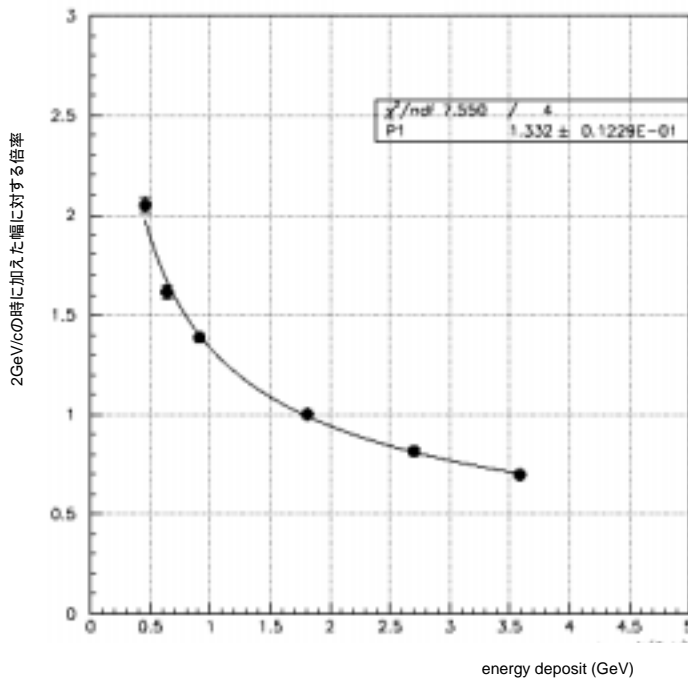


図 4.7: Relation between energy deposit and the rate of the convoluted gaussian function.

図 4.7 は、

$$2\text{GeV}/c\text{の時に加えた幅を基準とした割合} = \frac{P_1}{\sqrt{\text{energy deposit (GeV)}}}$$

でフィットをし、 P_1 に 1.33 という値を得た。図 4.7 より、実験の波高分布の幅とシミュレーションの波高分布の幅を合わせるときに、エネルギー損失に依存した関数を求めることが出来た。

4.2 実験データ

節 4.1 で 1 つの光子に相当するエネルギー損失とシミュレーションの波高分布に加えるガウス関数の幅の割合が分かったところで、陽子による波高分布を実験とシミュレーションで比較する。ここでは実験のデータから TOF を用いた陽子選別について述べる。

ハドロンデータの取得は、エネルギー分解能測定のとときと同様のセットアップ(9 つの結晶に 9 つの PMT での読み出し)で行った。

4.2.1 TOF を用いた陽子の選別

ハドロンのデータは主に 中間子、陽子が混在しているため、その中から陽子のみを選別しなければならない。実験を行った KEK 2 ビームラインでは、ダイポールマグネットで粒子の運動量と電荷を決めて粒子を実験エリアまで導いているので、運動量の同じ中間子や陽子が実験エリアにやってくる。そのため粒子の選別には TDC のデータを用いた。ハドロンの運動量 0.5, 1.0 GeV/c はセットアップ(図 3.7)中の S4 を基準とした S1 までの TDC のデータを使った。運動量 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c の時は S4 を基準とした S0 までの TDC のデータを使った。S0、S1 も基準とした S4 よりもビーム上流にある。そのため、陽子は中間子よりも質量が重く速度が遅いので、S4 を基準とすると S0 や S1 には 中間子よりも先に来ている。つまり、図 4.8 のそれぞれのヒストグラムにおいて、TDC の値の低いピークが陽子のイベントである。それよりも TDC の大きな値にできたピークは 中間子のイベントである。陽子のイベントは運動量 0.5, 1.0, 2.0 GeV/c の TDC のデータでは、ガウス関数のフィットから 2 をとり、運動量 3.0, 4.0 GeV/c の TDC のデータからは 1 をとった。4 GeV/c の TDC のデータからは 1 ととったが、約 1.7%の 中間子の染み出しを含んでいる。

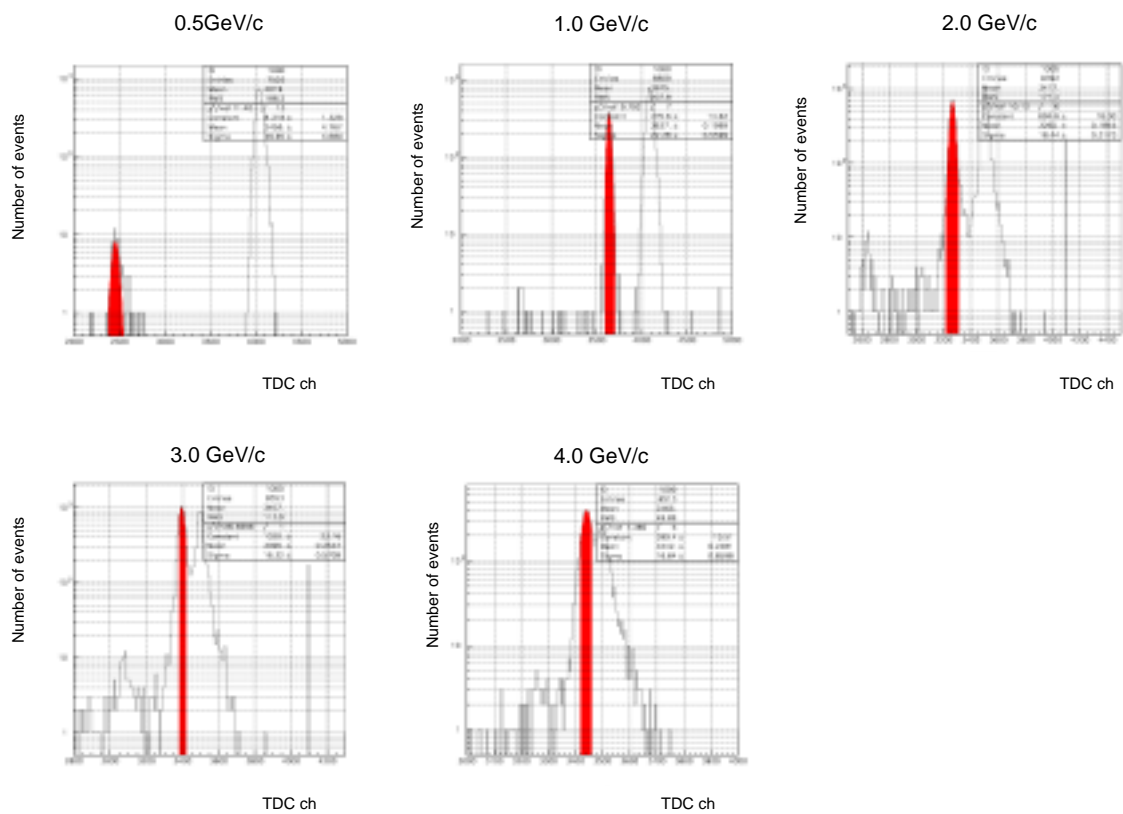


図 4.8: Distributions T.O.F from trigger counter S4 to S0. At 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0 GeV/c hadron beam. In each Fig., fitting area show events of protons. The peak of higher TDC ch shows pions.

図 4.8 の領域の陽子のイベントを抜き出し、次の節 4.3 で行う実験とシミュレーションの比較に用いる。

4.3 実験とシミュレーションの波高分布

節 4.1 で入射粒子が陽電子のときはシミュレーションで再現できたが、ここでの目的は実験での陽子の波高分布をシミュレーションで再現できるかどうかを確かめることである。ここで、表 4.1 で得た 9 つの結晶ごとのガウス関数の幅の割合と、表 4.2 で得たエネルギー損失依存性を用いて、陽子を結晶に照射したときの実験の波高分布をシミュレーションで再現できるかを確認する。それを図 4.9 に示した。

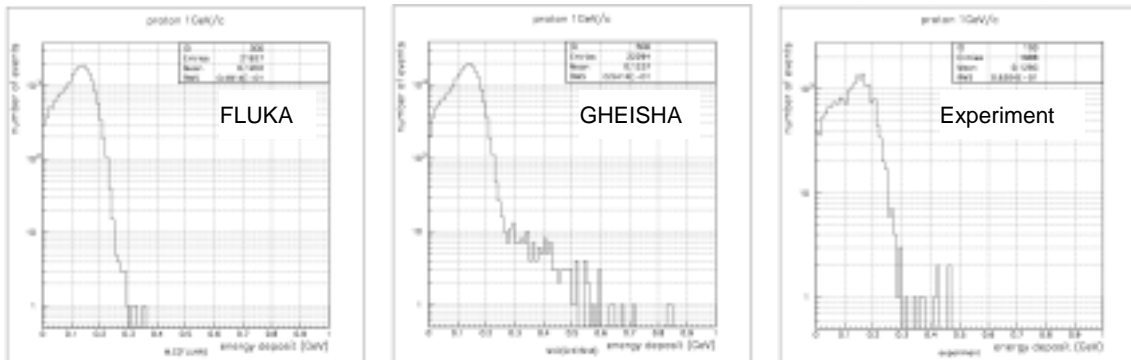


図 4.9: Distributions of the experiment and the simulation. The left Fig. is FLUKA. The center Fig. is GHEISHA. The right Fig. is experiment. The horizontal axis is energy deposit.

図 4.9 より、陽子の波高分布は FLUKA によるシミュレーションが実験の陽子の波高分布を再現できていることが分かった。

FLUKA によるシミュレーションが実験の波高分布を再現できることが分かったところで、それが実験で用いた陽子の各運動量でどの程度再現できているかを確認しておく。そのため、陽子を照射したときの実験とシミュレーションの波高分布を図 4.10 に示した。

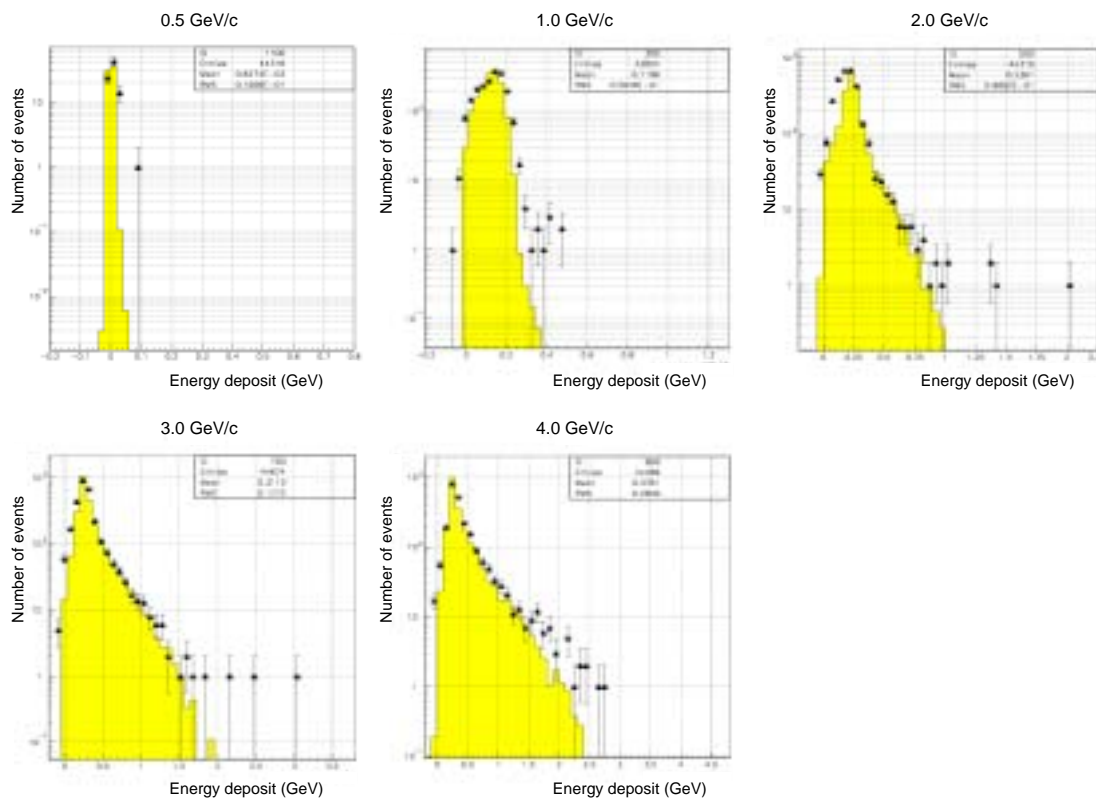


図 4.10: Comparison between the experiments and the simulations (FLUKA). The histogram shows the simulations convoluted the gaussian function.

図 4.10 から FLUKA によるシミュレーションが各運動量の陽子を照射したときの実験の波高分布を再現できることが分かった。

4.4 中性子応答解析

「1.2 ビームキャッチャー」で述べたように、ビームキャッチャーには 線と中性子が識別できることが要求される。実際の実験において、ビームキャッチャーでは入射した粒子によって生じたチェレンコフ光の光量だけからでは、その粒子が何であったか、もとの粒子のエネルギーはいくらであったかを直接知ることができない。そのため、同じ光量を示す 線と中性子のシグナルは区別できず、どちらの粒子がやってきたかが分からない。

前節までで、FLUKA によるシミュレーションが実験の波高分布を再現できることがわかった。そこで、シミュレーションにおいて $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ を図 4.11 のようにビームキャッチャーとして組み、 線と中性子を照射する。それを節 4.1 で得た 1 つの光子に相当するエネルギー

ギー損失と、節 4.2 で PMT の増幅度などの幅を考慮して得たガウス関数の幅を使って波高分布を出した。X 方向と Y 方向のシャワーの広がりから 線を識別することを考え、その場合に中性子のシグナルをどれくらい 線と間違えて識別してしまうかを調べた。図 4.11 には $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ で作ったビームキャッチャーのサイズと 1 GeV のエネルギーを持った線による典型的な電磁シャワーを、図 4.12 には 5 GeV/c の運動量を持つ中性子による典型的なハドロンシャワーを示した。

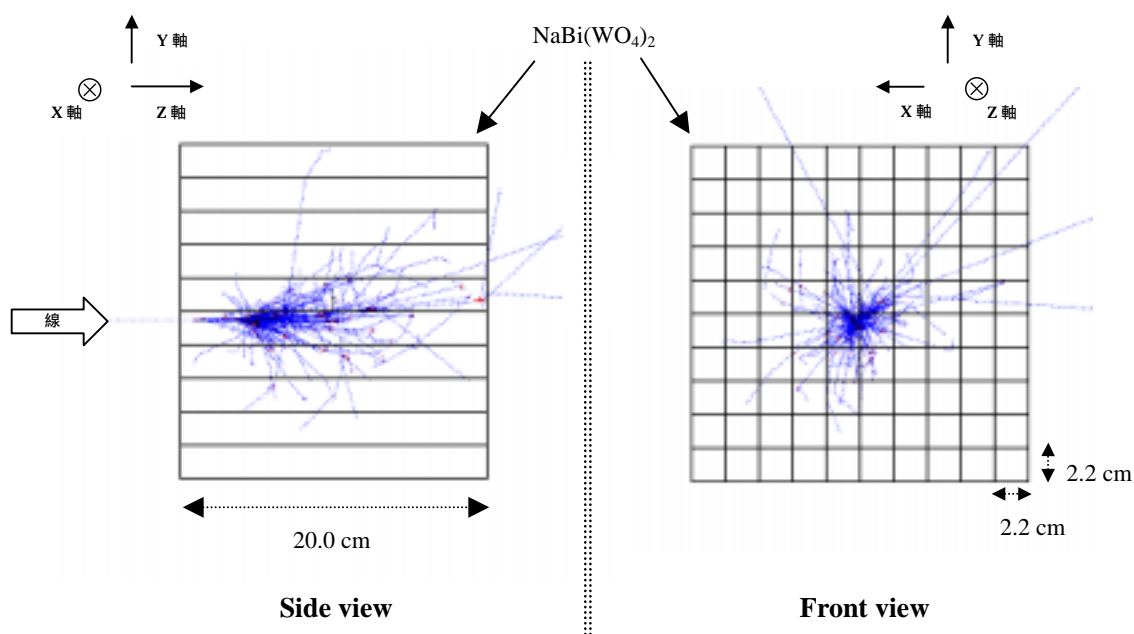


図 4.11: The beam catcher of the $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$. This Fig. shows size of the beam catcher and the show shape at 1GeV gamma ray. The blue dotted line shows the trajectory of gamma ray. The red line shows the trajectory of charged particle.

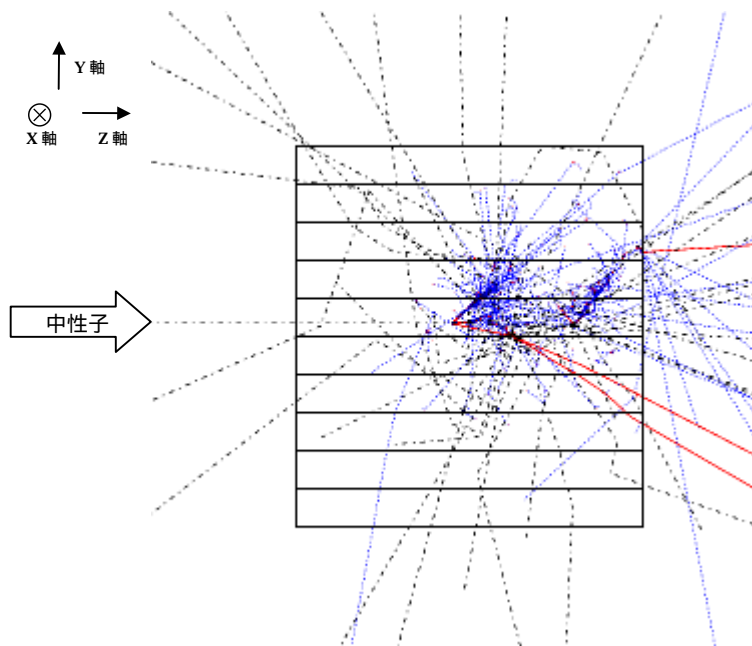


図 4.12: Typical hadron shower at 5 GeV/c neutron in NaBi(WO₄)₂. The blue dotted lines show the trajectory of gamma rays. The red lines show that of charged particles. The black dotted lines show that of neutrons.

4.4.1 線による電磁シャワーの広がり

ビームキャッチャーにはさまざまなエネルギーの線と中性子がやってくる。そのため、0.1, 0.2, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 5.0, 7.0 GeV のエネルギーを持った線を 2.2 cm × 2.2 cm のビームの大きさにビームキャッチャーの中心に照射し、そのエネルギー損失の分布をそれぞれに求めた。図 4.13 に 1 GeV のエネルギーを持った線を照射したときのエネルギー損失の分布を示す。

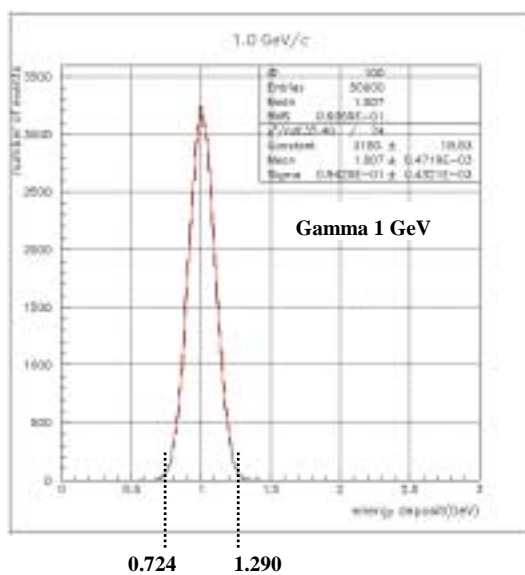


図 4.13: Distribution of energy deposit with 1 GeV gamma rays. Selected the events of ± 3 (0.724 ~ 1.290 GeV) by fitting the gaussian function.

線と中性子とで同じエネルギー損失があるイベントに対して、シャワーの広がりを使って識別をする。図 4.13 で示した 線のエネルギー損失が 0.724 ~ 1.290 GeV の範囲にあるイベントを用い、それぞれでシャワーの広がりである分散の値を求めた。

平均 $\langle x \rangle$ と分散 σ^2 は次の式(4.1)と式(4.2)使って求めた。式中の i は図 4.11 の NaBi(WO₄)₂ に付けた番号。 E_i はそのエネルギー損失。 x_i は i 番目の NaBi(WO₄)₂ の X 座標。

$$\frac{\sum x_i E_i}{\text{total energy deposit}} = \langle x \rangle \quad (4.1)$$

$$\frac{\sum (x_i - \langle x \rangle)^2 E_i}{\text{total energy deposit}} = \sigma_x^2 \quad (4.2)$$

式(4.1)と式(4.2)の計算で得た X 方向と Y 方向の分散の相関をプロットしたのが図 4.14 である。図 4.14 は 1 GeV の 線に対して図 4.13 で選び出したイベントによるもの。

図 4.14 における X 方向 Y 方向の分散の値が各々 0.94 以下という条件をかけたとき、線の検出効率は 99.9 % である。

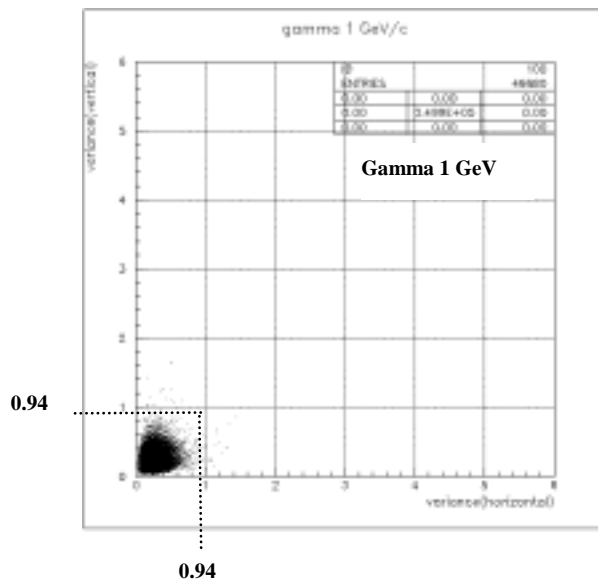


図 4.14: Correlation between variances of X direction and that of Y direction at 1 GeV gamma rays in the simulation. When the requirement is 0.94 or below, the efficiency of 1 GeV gamma rays achieves 99.9 %.

4.4.2 中性子によるハドロンシャワーの広がり

次に中性子に関して、0.1, 0.2, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 7.0, 9.0, 10.0, 15.0, 20.0, 25.0, 30.0 GeV/c の運動量を持つ中性子を X 方向 Y 方向に 2.2 cm × 2.2 cm の入射幅でビームキャッチャーに照射し、そのエネルギー損失の分布を調べた。

中性子はある 1 つの決めた運動量の中性を照射した場合でもそのエネルギー損失の分布にかなり幅がある。中性子を 線と間違ってしまう確率を求めるのは、エネルギー損失のみでは 線と中性子が識別できないイベントに対して行う。そのイベントに対して、シャワーの広がりから入射粒子の識別確率を調べる。そのため、線と比較する場合には、まず線が示すエネルギー損失の範囲にある中性子のイベントを選び出す必要がある。図 4.15 に 5 GeV/c の中性子によるエネルギー損失の分布を示した。

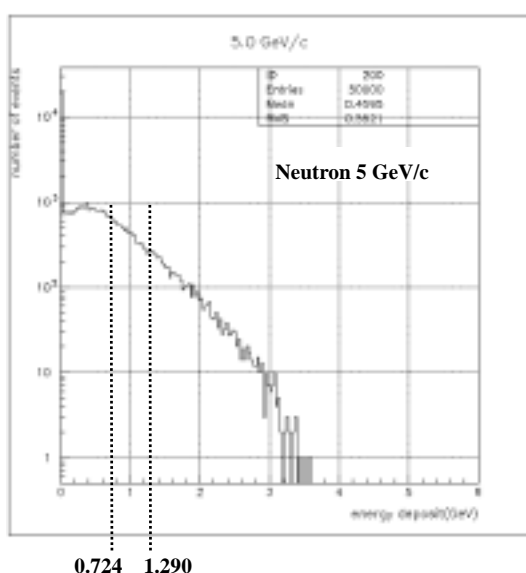


図 4.15: Distribution of energy deposit at 5 GeV/c neutrons. In 0.724 ~ 1.290 GeV, We can not distinguish neutrons from 1 GeV gamma rays by energy deposit.

図 4.13 で示した 1 GeV の 線に対して、0.724 ~ 1.290 GeV のエネルギー損失がある中性子のイベントは、エネルギー損失だけでは粒子を識別することが出来ない。そのイベントを選び出して、X 方向と Y 方向のシャワーの広がりである分散を求めプロットする。

図 4.16 は 5 GeV/c の中性子において、図 4.15 で示したエネルギー損失が 0.724 ~ 1.290 GeV にあるイベントの X 方向 Y 方向の分散の値の相関。点線で示した X 方向と Y 方向の分散の値 0.94 以下にあるイベントが 線と間違ってしまう中性子のイベント。

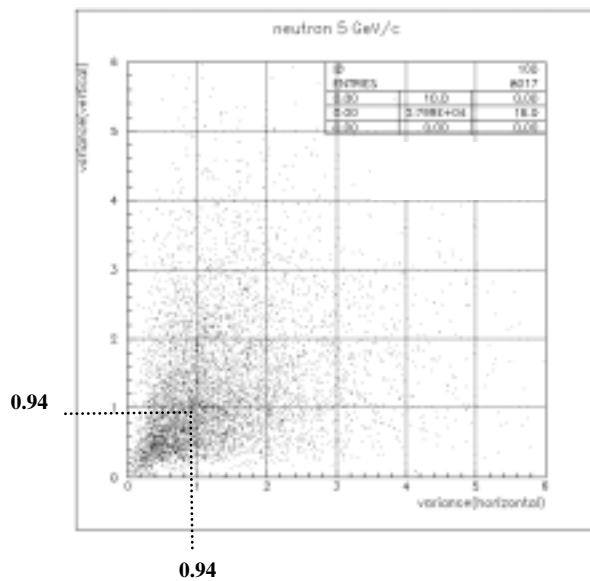


図 4.16: Correlation between variances of X direction and that of Y direction at 5 GeV neutrons in the simulation. The events have same energy deposit (0.724 ~ 1.290 GeV) of 1 GeV gamma rays. We can not distinguish the events of 0.94 or below from gamma rays.

本識別法で本来 1 GeV のエネルギーの 線と間違える中性子(5 GeV/c)を 23 %に減らすことが出来る。

4.4.3 線/中性子の識別

各エネルギーの 線に対し、X 方向と Y 方向の分散の値から 99.9 %の検出効率を達成する条件(分散の値)を決める。そして、線と同じエネルギー損失の範囲にある中性子のイベントを選び出し、線と同じ条件を中性子にかけることで中性子を線と間違えて識別してしまう割合を求めた。この方法で線と識別できない中性子のイベントの割合を図 4.17 にまとめた。

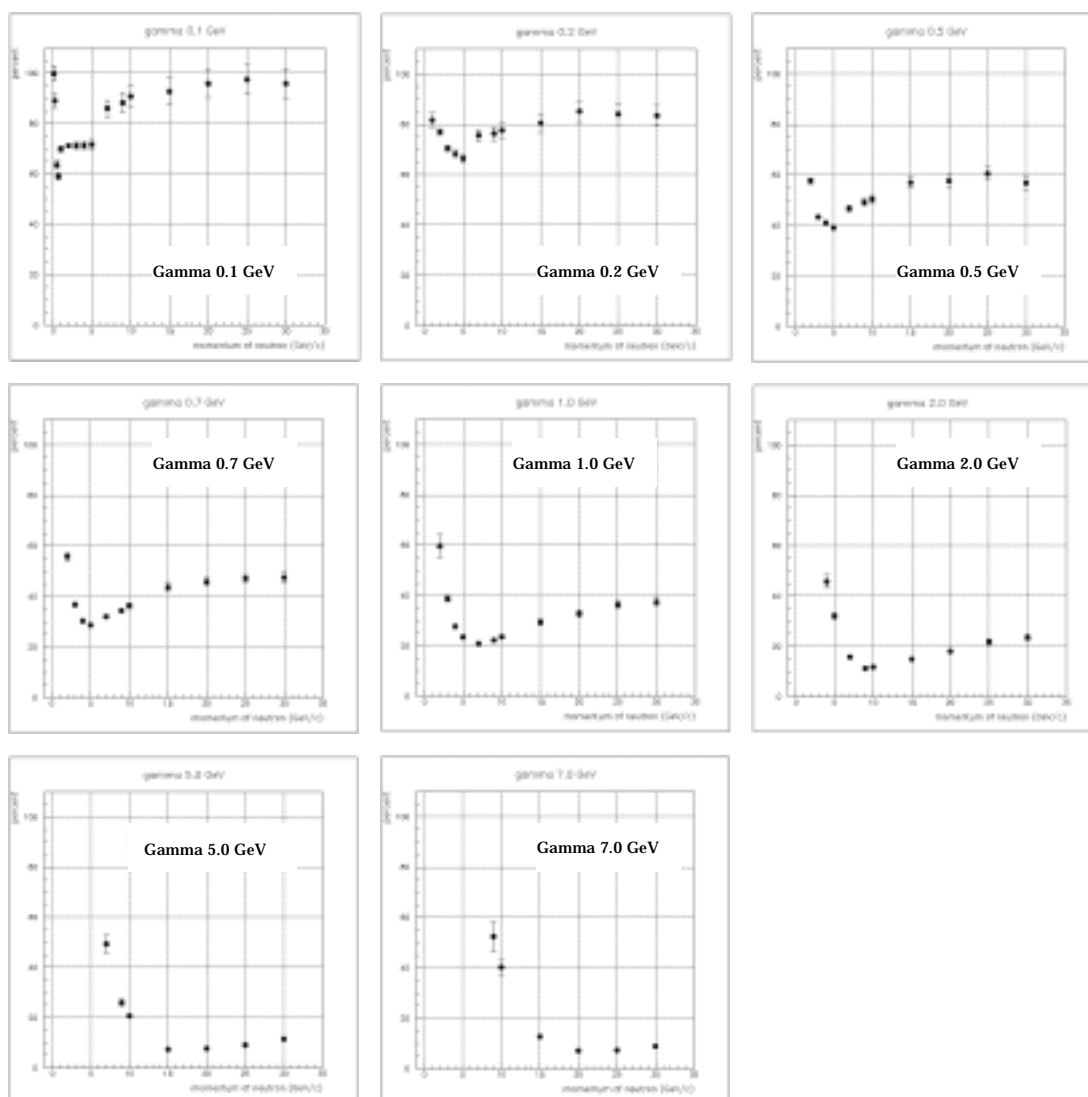


図 4.17: The rate we can not distinguish neutrons from gamma rays at each momentum. The horizontal axis is the momentum of neutrons. The vertical axis is the rate(%) we can not distinguish neutrons from gamma rays.

図 4.17 から、各々の線のエネルギー損失の範囲において、中性子のエネルギーが変わると識別できない中性子のイベントの割合に約 10%から 20%程度の変化がある。平均的に見て、線のエネルギーが高くなると識別可能な中性子の割合は高くなる。中性子のエネルギーが高くなると、識別できない中性子の割合がいったん下がった後、緩やかに高くなる。

第5章 まとめ

K 中間子稀崩壊実験では $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ を検出し、その分岐比を測定する。将来、大強度で行われる K 中間子稀崩壊実験では放射線耐性に優れた電磁カロリメーターが必要である。その候補の 1 つが本研究で使用した $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ である。

$\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ は放射線耐性に優れている一方で、チェレンコフ放射により得られる光量が少ない。そのため、得られる光量の測定を KEK 2 ビームラインで運動量 0.5 から 4.0 GeV/c の電子を用いて行った。その結果、100 MeV/c の電子に対して約 29 個の光電子が得られることが分かった。これは 100 MeV のエネルギーの線に対して、99.9 % の検出効率に必要な平均 10 個の光電子を検出するという目標を達成している。光量の測定に使用した 5 inch PMT の量子効率を調べた結果(「2.2.1 量子効率」の図 2.8)、典型的な PMT の量子効率(450 nm の光子に対して約 20 %)であるといえることが分かった。

各結晶に中間子を照射したときに、結晶間で得られる光量にばらつきがあった。各結晶の透過率のばらつきによる効果と 5 inch PMT 光電面の光子の入射位置による増幅度の違いの効果だけでは、中間子によって測定した光量のばらつきは説明がつかなかった。その他の原因として、photo contact 等の可能性がある。

9 つの結晶(1 つ、 $2.2 \times 2.2 \times 16.0 \text{ cm}^3$)をそれぞれ 1 つの PMT で読み出しを行い、KEK 2 ビームラインで運動量 0.5 から 4.0 GeV/c の陽電子を用いてエネルギー分解能の測定を行った。その結果、2 GeV/c において約 6.5 % という結果を得た。これは、 $2.2 \times 2.2 \times 20.0 \text{ cm}^3$ の結晶を 9 つ用いて測定を行った HERA の実験[7]における 7 % という結果とほぼ一致した。

以上のことから、 $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ がビームキャッチャーに要求される光量を満たしており、エネルギー分解能は他の実験と比較してもほぼ一致していることが分かった。

シミュレーションによりシャワーの広がりから線と中性子のシグナルの識別の可能性を調べた。線と中性子がビームキャッチャー内で起こすシャワーの広がりには違いがあることを確認した。線と識別できる中性子のイベントの割合は、特に高いエネルギーの線については中性子と区別がつく割合が高い。区別がつかないのは、低いエネルギーを持った中性子のイベントである。今後、線の中性子との識別の割合を上げていくためには、実験の状況に応じ他の検出器と合わせた解析を進め、最適化を図る必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたり、たくさんの方々にご指導、ご協力いただきました。

はじめに、修士課程 2 年間にわたり研究全般に関してお世話になりました能町正治教授に感謝いたします。KEK で研究をしている期間も長かった私ですが、大学に戻った際にはミーティングでアドバイスを頂き、特に修士論文の執筆にあたっては何度も手直しを頂きました。本当にありがとうございました。

菅谷頼仁助手にはビームテスト中やその解析にご意見頂き、私の研究状況をいつも気に掛けて下さいました。研究の手が止まりがちになった私に対して、叱咤激励していただいたおかげで研究に取り組む姿勢も学ぶことができました。大変感謝しております。

シカゴ大学の Y.Wah 教授には NaBi(WO₄)₂ 結晶、PMT などすべての物を用意して頂き、渡辺丈晃さんを通じて私に本研究の機会を与えて頂きました。大変感謝いたします。渡辺丈晃さんには、実験の基本的なことから 2 回のビームテストや解析の方針に至るまで本当に丁寧に教えていただきました。ありがとうございました。

KEK では稲垣隆雄教授をはじめ、E391a グループの方々にはミーティングでご意見を頂いたり様々なところでお世話になり、感謝しております。大阪大学の坂下健さん、京都大学の隅田土詞さんには解析のテクニックを多く教えていただきました。ありがとうございました。その他、KEK における 2 回のビームテストでは、大阪大学、佐賀大学、シカゴ大学、KEK のさまざまな方にご協力いただきました。ありがとうございました。

能町研究室の先輩後輩方には 2 年間にわたりとても親切に接していただき、よい環境で大学での研究生生活を送れました。ありがとうございました。特に出張中においては秘書の奥田純子さんに事務連絡等でお世話になりました。

その他にもこの 2 年間でお世話になった方々はたくさんおられます。大変感謝しています。

最後に、私の研究生生活を支え、いつも励まし応援してくれた家族に感謝いたします。ありがとうございました。

参考文献

- [1] C.S.Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)
- [2] J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [3] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [4] A. Buras, Phys. Lett. **B333**, 476 (1994)
- [5] G. Buchalla and A. Buras, Phys. Rev. **D54**, 6782 (1996)
- [6] A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev. **D61**, 072006 (2000)
- [7] T.Benisch *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., **A 471**, 314 (2001)
- [8] B.I. Zadneprovski *et al.*, Nucl. Instr. and Meth., **A486**, 355 (2002)
- [9] David Gordon Williams, A Study of $NaBi(WO_4)_2$ as a Cherenkov Radiator, Master Thesis, Univ. of Virginia (2002)
- [10] T.Inagaki *et al.*, KEK Internal **96-13** (1996)
- [11] Ken Sakashita, Measurement of the photon detection inefficiency due to photo-nuclear interaction, Master Thesis, Osaka Univ. (2002)
- [12] 隅田土詞, KOPIO 実験のための中性子不感型光子検出器の開発, 修士論文, 京都大学 (2003)
- [13] 大場智仁, KEK E391a 実験における CsI クラスタリングソフトの開発, 修士論文, 大阪大学 (2003)
- [14] 藤岡洋一, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験(E391a)における CsI カロリメーターのエネルギー較正, 修士論文, 佐賀大学 (2003)
- [15] William R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Second Revised Edition, Springer-Verlag (1993)