

150MeV 電子線による 核媒質中の中性 π 中間子生成実験

広島大学大学院理学研究科物理学専攻
クォーク物理学研究室
M032596 平下賢一

平成 17 年 2 月 10 日

概要

π 中間子の生成可能な閾値近傍のエネルギーを持つ電子線若しくは光子線による核媒質中での π 中間子の生成は、実験により測定され、また、理論によって予測されてきている。しかし、入射粒子のエネルギーが閾値から 10MeV 程度高いエネルギーまでの領域で、 π^0 中間子の生成を PCAC (partially conserved axial current) を用いた理論で十分説明することができず、 π^0 中間子を生成可能なエネルギーの下限値や生成断面積は完全には理解されていない。よって、生成の閾値付近のエネルギー領域での生成微分断面積の測定実験は閾値付近の π^0 生成の仕組みを理解する上で重要である。他方で、真空中で質量を持つ粒子はカイラル対称性が破れていることが知られている。しかし、核媒質中で π^0 中間子が生成された場合、この対称性が部分的に回復し、生成された粒子の質量が軽くなると考えられている。故にこの観点からも核媒質中で π^0 中間子を生成し其の不変質量を測定することは重要である。本研究に於いては、広島大学の超高速電子周回装置 (Relativistic Electron Facility for Education and Research, REFER) にて 150MeV の電子線を固定標的である黒鉛 (^{12}C) に入射して π^0 中間子を生成する試みを行った。電子線による π^0 中間子光生成は、入射電子線 (e^-) と媒質との相互作用によって放出される光子 (γ) が原子核と反応することにより π^0 中間子が生成されるという過程が考えられている。また、このような入射エネルギーの粒子によって π^0 中間子が生成された場合、 π^0 はほぼ静止しており、さらに、 π^0 の寿命は $\sim 8 \times 10^{-17}$ 秒と非常に短いため、98.798% の確率で 2 つの光子 (2γ) に崩壊し、光子は互いに反対の方向に放出される。この放出された 2 つの光子のエネルギーを測定する事により生成された π^0 中間子の質量を再構成できる。本実験では、黒鉛の固定標的から放出される粒子のエネルギーを標的の両側に配置したエネルギー測定器にて測定し、 π^0 中間子の質量の再構成を行った。これより、固定標的から放出された粒子による不変質量分布を得た。さらに、150MeV 電子線よる黒鉛標的中の π^0 中間子生成の断面積の上限を求めた。

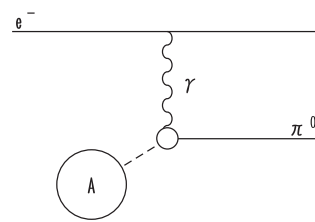
目次

| | | |
|-----|------------------|----|
| 第1章 | 序論 | 1 |
| 第2章 | 導入 | 2 |
| 2.1 | 中性 π 中間子 | 2 |
| 2.2 | カイラル対称性 | 3 |
| 2.3 | 運動学的閾値 | 3 |
| 第3章 | 実験 | 5 |
| 3.1 | 実験装置 | 5 |
| 3.2 | エネルギー校正 | 9 |
| 3.3 | 中間子生成実験 | 11 |
| 第4章 | 解析 | 19 |
| 4.1 | エネルギー校正 | 19 |
| 4.2 | イベント選択 | 25 |
| 4.3 | バックグラウンド | 28 |
| 4.4 | 対称なエネルギーを持つ事象の選択 | 29 |
| 第5章 | 考察と今後 | 34 |
| 第6章 | 結論 | 37 |

第1章 序論

電子線や光子線による核媒質中での π 中間子の生成に於いて電子や光子のエネルギーが中性 π 中間子の質量 135MeV より十分高い場合は，陽子の励起状態 ($p+\gamma \rightarrow \Delta$) を介して中性 π 中間子が生成 ($\Delta \rightarrow p+\pi^0$) される事が比較的によく知られている。

一方で， π 中間子の生成可能な閾値近傍のエネルギーを持つ電子線若しくは光子線によっても核媒質中での π 中間子が生成され，これについては現在も実験により測定され，理論によって予測されている。しかし，荷電 π 中間子の生成は実験の値と理論予測が一致をみるが，入射粒子のエネルギーが閾値から 10MeV 程度高いエネ



ルギーまでの領域で，中性 π 中間子の生成を理論で十分説明することができず， π^0 中間子を生成可能なエネルギーの下限値や生成断面積は完全には理解されていない。よって，生成の閾値付近のエネルギー領域での生成微分断面積の測定実験は閾値付近の π^0 生成の仕組みを理解する上で重要であり，中性 π 中間子生成できる閾値近傍での断面積測定実験や閾値を測定する実験が行われている，本実験に於いても，特に核媒質中での生成微分断面積の測定を試みている。

また，他方で，真空中で質量を持つ粒子はカイラル対称性が始発的に破れていることが知られている。しかし，核媒質中で π^0 中間子が生成された場合，この対称性が部分的に回復し，生成された粒子の質量が軽くなると考えられている。故にこの観点からも核媒質中で π^0 中間子を生成し其の不変質量を測定することは非常に興味深いことである。

第2章 導入

2.1 中性 π 中間子

現代の素粒子論に於いて，素粒子はレプトン，クォーク，ゲージボソンに分けられる．まず，レプトンは，電子などの粒子と，其れと対を成す中性微子からなり，

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

全部で3世代ある．また，クォークに於いても1つの世代に2つずつ3世代あり，

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

の6種類がある．また，これらの粒子に対しては，電荷等の量子量が逆の反粒子がある．ゲージボソンは力を媒介する粒子であり．電子相互作用を媒介する光子，弱い相互作用を媒介するW粒子，強い相互作用を伝えるグルーオン，重力を媒介する重力子がある．

しかし，上で述べたクォークは通常単体で取り出すことができず，実際にはクォーク2個又は3個が結合した状態で存在している．これらクォークから成る粒子を総称してハドロンと呼ぶ．また，クォーク3個から成る粒子をバリオン，クォーク2つからなる粒子をメソン(中間子)と呼ぶ．中間子は原子核内の核子間に働く核力を媒介する粒子であり，本研究で扱う中性 π 中間子は中間子の中で最も軽い粒子で質量は 135MeV である．

中性 π 中間子の生成と検出

電子線による π^0 中間子光生成は，入射電子線 (e^-) の媒質による相互作用によって放出される光子 (γ) が原子核と反応することにより中性 π 中間子が光生成されるという過程が考えられている．また， 150MeV 電子線のような，中性 π 中間子の質量よりわずかに高い入射エネルギーの粒子によって中性 π 中間子が生成された場合， π 中間子はほぼ静止しており，さらに， π^0 の寿命は $\sim 8 \times 10^{-17}$ 秒と非常に短いため，98.8%の確率で2つの光子 (2γ) に崩壊し，光子は互いに反対の方向に放出される．この放出された2つの光子のエネルギーを測定する事により生成された π^0 中間子の質量を再構成できる．

2.2 カイラル対称性

クォークとグルーオン間に働く強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) のラグランジアン [2]

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^{(a)}F^{(a)\mu\nu} + i\sum_q \bar{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - \sum_q m_q \bar{\psi}_q^i \psi_{qi},$$

$$F_{\mu\nu}^{(a)} = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c,$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - ig_s \sum_a \frac{\lambda_{i,j}^a}{2} A_\mu^a$$

の、クォークの質量 m_q が 0 の極限で、カイラル変換に対して不変であり、カイラル対称性がある。しかしながら、既知の中間子や核子のスペクトル分布をみるとカイラル対称性が自発的に破れている。また、其の質量は周囲の媒質 (QCD 真空の状態) によって決まるため、中間子のようにクォークから成る粒子は核媒質中では、通常のカイラル対称性が破れている真空中とは異なるエネルギー状態を持つことが可能であると考えられる。これより、核媒質中で中間子が生成された場合、通常真空と比較して真空の状態が異なっていれば、其の質量は真空中の中間子の質量とは異なったものになる可能性がある。本実験に於いても、核媒質中で生成された中性 π 中間子の質量が真空中のそれと異なっていれば核媒質中でのカイラリティの部分的回復若しくは破れを観測することが期待できる。

2.3 運動学的閾値

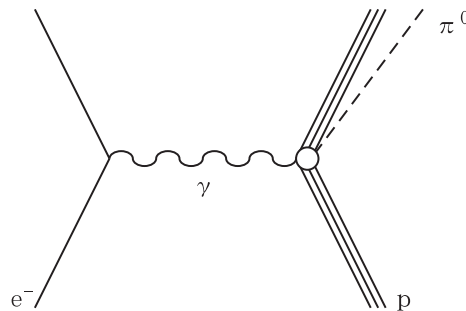
この節では電子を標的に入射した際、電子が制動放射をして

$$e^- + A \rightarrow e^- + A + \gamma$$

放射された光子と陽子 (p) の反応

$$\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$$

により中性 π 中間子が生成されるために必要な光子 (γ) のエネルギーの閾値について考える。



まず， γ と p の 4 次元運動量をそれぞれ

$$p_\gamma \equiv (E_\gamma, \mathbf{p}_\gamma)$$

$$p_p \equiv (m_p, \mathbf{0})$$

とすると，重心系のエネルギー E_{CM} は

$$E_{CM} = \sqrt{2E_\gamma m_p + m_p^2}$$

となる．このエネルギーが π^0 と p の静止質量の和 $m_{\pi^0} + m_p$ よりも大きければ π^0 は生成される．よって

$$\sqrt{2E_\gamma m_p + m_p^2} \geq m_{\pi^0} + m_p$$

である．ここで π^0 中間子の質量を 135.0MeV，陽子の質量を 938.3MeV とすると，

$$\begin{aligned} 2E_\gamma m_p &\geq (m_{\pi^0} + m_p)^2 - m_p^2 \\ E_\gamma &\geq \frac{(m_{\pi^0} + m_p)^2 - m_p^2}{2m_p} \\ &\geq \frac{(135.0 + 938.3)^2 - 938.3^2}{2 \times 938.3} \\ &\geq 144.71 \dots \text{ [MeV]} \end{aligned} \tag{2.1}$$

一方，陽子の代わりに中性子と考えると $m_n = 139.6\text{MeV}$ より， $E_\gamma \geq 144.69 \dots \text{MeV}$ となる．よって，150MeV の電子線を用いると，運動学的には 145MeV 以上の運動量交換により，中性 π 中間子の生成が可能であるといえる．

第3章 実験

3.1 実験装置

REFER

この小節では本実験を行った施設である REFER の概要について説明する。REFER(Relativistic Electron Facility for Education and Research) とは広島大学内にある超高速電子周回装置施設のことである。まず、この周回装置に電子線を入射しているマイクロトロンについてであるが、このマイクロトロンは電子銃より 80keV のエネルギーで入射された電子を一周あたり 6MeV で 25 周加速し、150MeV($\beta = 0.999995$) のエネルギーの電子線を周回装置に 10Hz で入射している。また、周回装置はマイクロトロンから 10Hz で入射される 150MeV の電子を周回させる電子リングである。この周回装置は電子引出しラインを装備しており、引出し電子線を使用して実験を行うことが可能である。特に、電子引出しに於いては平成 14 年度に RF が導入され安定した電子線の引出しが実現されている [3]。

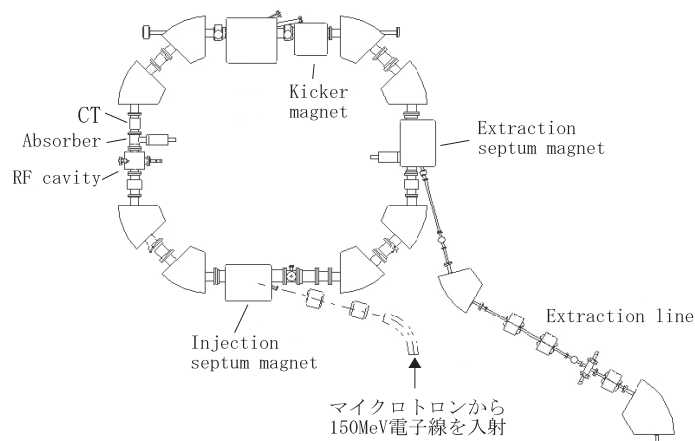


図 3.1: 電子周回装置

シンチレーション検出器

高エネルギーの電子線を使用して実験を行う場合，標的に電子線が入射したか否かや，意図した場所を電子線が通過しているかということを知るために，電子線を検出する必要がある．粒子が物質中を通過するとそのエネルギーの一部を失い，失ったエネルギーに応じて光が放出される．このように粒子が内部を通過した際，入射粒子のエネルギー損失により発光する物質をシンチレータと呼ぶ．このシンチレータとしてよく用いられる物質には NaI(Tl)，CsI のようなハロゲン化アルカリ結晶からなる無機シンチレータや，プラスチックを利用した有機シンチレータがある．[4] シンチレーション検出器は，このシンチレータを用いて，粒子が通過する際に生じた光を光子検出器に集めて，其の光を検出器から電気信号として取り出し，粒子を検出するものである．本実験に於いては，入射電子線の通過を検出する為に，プラスチックシンチレータを用いた．

光電子増倍管 (PMT)

光子を測定する機器の一つに光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) がある．この小節では，光検出器である光電子増倍管の仕組みについて述べる．光電子増倍管は，光電効果により生じた電子を増幅し，電気信号として出力する機器であり，図 3.2 に示すように，光電面と電子増幅部から構成されている．まず，光子が光電子増倍管の光電面に入射すると，光電効果により電子 (光電子) が放出され，放出された光電子は電子増幅部へと入射される．次に，増幅部は幾枚かの金属極板で構成されており，その極板の間にはそれぞれ高電圧がかけられている．其の為，増幅部へと到達した光電子は電場により加速され極板へと衝突する．衝突した光電子は衝突点に於いて複数個の電子を放出し，また，それら電子がそれぞれ電圧によって加速され次の極版へと衝突する．このように，放出された電子が次の極板へと衝突し，衝突点に於いて複数個の電子を放出する過程を繰り返すことにより電子の個数が増幅され，最終的には電気信号として出力される．また，この増幅部の増幅率は $\sim 10^6$ 倍と非常に大きいため，入射光子の数が数個の微弱光も検出が可能である．さらに，最終的に生成される電子の数は，入射した光子の個数に比例するため出力される電気信号の電荷量を測定することにより，光電面に入射した光子の数，つまり，入射光の強度も測定することが可能である．本実験に於いても，シンチレーション検出器の光子検出器として，この光電子増倍管を使用した．

PWO 電磁力ロリメータ

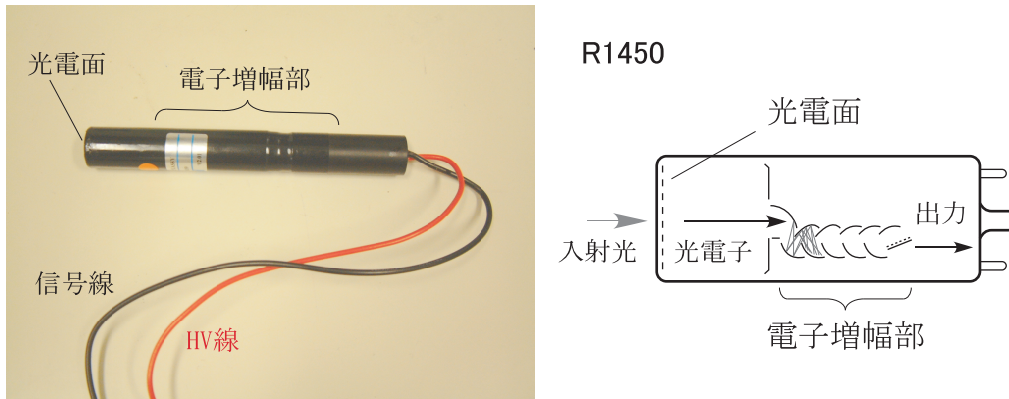
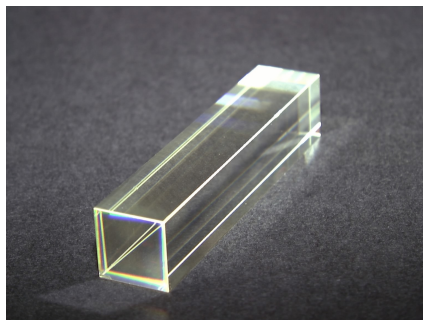


図 3.2: 光電子増倍管 (浜松ホトニクス R1450)[6]



| 結晶の特性 | |
|----------|------------------------|
| 大きさ | 20×20×200 mm |
| 密度 | 8.28 g/cm ² |
| 光量 (20) | ~2.5 p.e/MeV |
| 減衰時間 | 7.5 ns |
| 放射長 | 0.89 cm |
| モリエル半径 | 2.2 cm |

図 3.4: PbWO₄ 結晶

標的から放出された光子又は電子のエネルギーを測定するためには電磁カロリメータを用いる。電磁カロリメータはシンチレーション検出器に似ているが、これは粒子が入射したか否かの検出だけでなく、入射した粒子を発光体の中で止めて、粒子が止まるまでに失ったエネルギー、つまり、入射粒子が最初に持っていたエネルギーに比例して放出される光の量を測定する事により入射粒子のエネルギーを測定できる。このため、高エネルギーの粒子のエネルギーを測定するためには、入射粒子を発光体内で止める必要があり、

発光体として密度の高い物質を使用する必要がある。本実験に於いては発光体としてタングステン酸鉛結晶 (PbWO₄, PWO) を使用した。PWO 結晶は透明な無機結晶であり、特性は図 3.4 に示したとおりである。

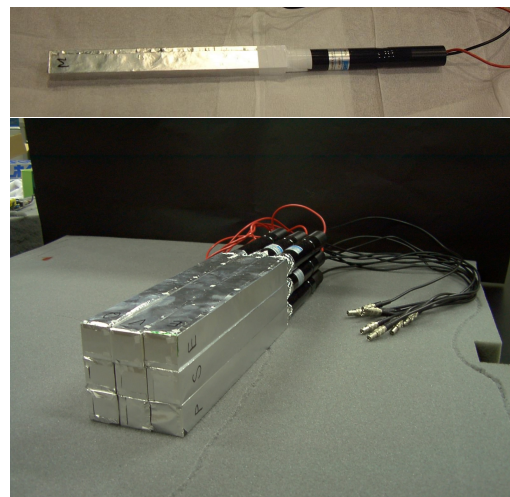


図 3.3: PWO 電磁カロリメータ

このPWO結晶は密度が $8.28[\text{g}/\text{cm}^2]$ と高く、放射長が $0.89[\text{cm}]$ 、モリエル半径が $2.2[\text{cm}]$ と小さいためエネルギーを小さな領域に閉じ込める事が可能で、放出される光量を測定することで入射粒子の全エネルギーを精度良く測定することが出来る。また、減衰時間、つまり、粒子がPWO結晶に入射してから光を発するまでの時間も非常に短く、粒子が入射する頻度が高くとも測定ができるということも特徴である。

PWO結晶の発光量を測定するためにはシンチレーション検出器と同様に光電子増倍管をもちいて行い、PWO結晶に光電子増倍管(浜松ホトニクス社製R1450)を結晶に接着し、入射粒子によって放出された光が結晶外にもれないよう、結晶をアルミホイルで覆ってカロリメータ素子を作成した。さらに、この素子を図3.3(下)のように 3×3 に組んで1つのカロリメータとした。

NIM

NIMとは核計測モジュール(Nuclear Instrument Module)のことであり、本実験のように高エネルギーの粒子を用いた実験に於いて検出器から出力される信号の増幅や処理を行うために用いられる。このモジュールはNIM-binと呼ばれるラック状の電源に差して、それぞれのモジュールの出力端子と入力端子をケーブルで接続するだけで信号処理が出来よう規格化されている。また、このNIMに於いて信号を処理する際に用いられる論理信号のことをNIM信号と呼ぶ。次に、本実験に於いて使用するNIMの機器について以下に説明をする。

20dB増幅器 シンチレーション検出器などの測定器から送られて来る波高の小さな信号を20dB(10倍)に増幅して出力する。

ディスクリミネータ 入力したアナログの信号が、設定した電圧値よりも高い波高の信号であればNIM規格のパルス信号を出力する信号弁別器である。

コインシデンス 複数個の入力端子を持っており、使用者側で指定した入力端子全てに同時にNIM信号が入力されている間、NIM信号の真を出力する論理積回路である。また、vetoと呼ばれる入力端子を有しているものもあり、この端子に入力される信号が真の間は、指定した端子全てにNIM信号が同期して入力された場合でもNIM信号の出力を阻止することができる。

ゲートジェネレータ 入力信号が真になった時に同期してNIM信号を出力し、その出力信号の時間幅を任意に設定することができる。また、モジュールによっては信号が入力されてから信号を出力するまでの遅延時間も任意に設定できるものもある。

Fan in Fan out 複数の入力端子と複数の出力端子を有しており、信号の分配や信号の統合を行うことができる。本実験に於いてはこのモジュールを信

号を統合させる論理和演算回路として用いた。

CAMAC

現在，原子核や素粒子の実験では高頻度で多量のデータを記録する為にコンピュータを用いたデータ収集システムが用いられている [5]。CAMAC はこのような実験に於いて高頻度で多量のデータをコンピュータを用いて収集するための機器の規格である。また，CAMAC のモジュールは NIM の規格との互換があり，NIM 信号を入力することが可能なものが多くある。本研究に於いても検出器から出力された信号の電荷量測定や信号が発生した時間を測定する為にこの CAMAC モジュールを使用した。本実験に於いて使用した CAMAC モジュールに関する説明を以下に述べる。

ADC 入力された電気信号の電荷量をデジタル量に変換する変換器で，複数のアナログ信号入力端子と，変換するタイミングをモジュールに知らせるための信号を入力する Gate 入力端子を有している。Gate 入力には NIM 信号を入力し，この端子に信号が入力されている間，それぞれのアナログ入力端子に入ってきた信号の電荷量を，それぞれの端子ごとにデジタル量に変換する。このデジタル量をコンピュータを用いて読出す。

TDC 一つの start 信号入力端子と複数個の stop 信号入力端子を有しており，start 信号が入力されてから stop 信号が入力されるまでの時間をデジタル量に変換するモジュールである。このモジュールはどちらの端子も NIM 信号を入力する必要があるが，start 信号入力端子の NIM 信号が真になった時からそれぞれの stop 信号入力端子の NIM 信号が真になるまでの時間をそれぞれの端子ごとにデジタル量として記録する。また，stop 端子にモジュールが測定できる最大時間を過ぎても信号が来なかった場合，その端子に値としてはモジュールが記録できる最大の値が記録される。

3.2 エネルギー校正

150MeV 電子線を標的に入射し，其の標的から放出される粒子のエネルギーを測定する為に電磁カロリメータを用いるが，本研究において作成した電磁カロリメータの素子カロリメータとして使用するには，それぞれの素子にいくらのエネルギーが落とされたときどれだけの電荷量が素子から出力されるかを知る必要がある。そのため，まず，電磁カロリメータの素子に 150MeV のエネルギーを持つ電子線を入射し，それぞれの素子からどれだけの大きさを持つ信号が放出されるかを測定するエネルギー校正実験を行った。この節では，校正実験の方法について述べる。

検出器の配置

本エネルギー校正実験は，REFER の電子線引出し口に於いて図 3.5 に示すように検出器及び電磁カロリメータを配置して実験を行った．実験装置の

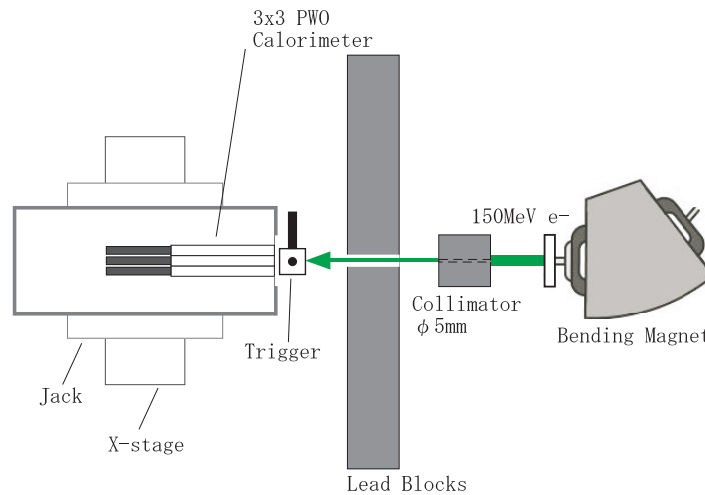


図 3.5: エネルギー校正のセットアップ

配置は，まず，電子線引出し口の直後に直径 5mm の穴の開いた鉛ブロックを配置し，引き出される電子線を直径が 5mm のビームとなるようにした．また，其の下流に 150MeV のエネルギーを持つ電子線以外が検出器に入射するのを防ぐため，厚さ 10cm の鉛ブロックを積んだ．次に，遮光のため 3×3 配列の PWO 電磁カロリメータを暗箱の中に入れ，上下及び左右にカロリメータを動かして電子線の入射する素子を変えるために， x -ステージを配置し，その上にジャッキを配置して，ジャッキの上にカロリメータの入った暗箱を配置した．このカロリメータの光電子増倍管には一括して-1.2kV の電圧を印加した．さらに，目的の素子に電子線が入射したことを検出するため，電磁カロリメータの直前のビーム軸上に 2×2mm の範囲の電子を検出するシンチレーション検出器(フィンガーカウンタ)を配置した．

この，フィンガーカウンタは図 3.6 に示すように光電子増倍管の光電面に直径 1mm のファイバー状シンチレータ(シンチレーションファイバー)を 3 本束ねたものを接着したものを 2 つ作成し，それらを固定用のフレームにシンチレータ部が十字に交差するように接着し，外部からの光が入らないよう固定フレーム全体を遮光したものである．このフィンガーカウンタを構成する光電子増倍管には-1.2kV と-1.5kV の電圧を印加して用いた．これより，2 つの素子両方の光電子増倍管より信号が出力されれば，交差している 2×2mm の領域を通過した電子線を検出できる．

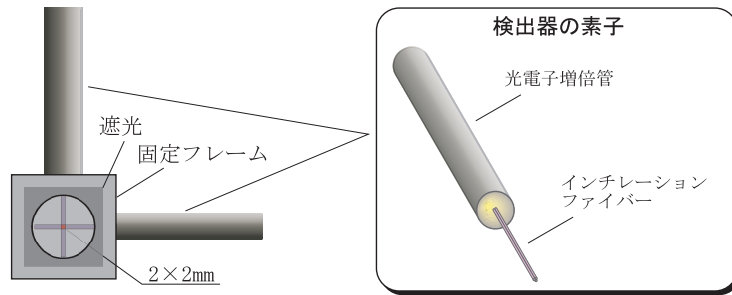


図 3.6: フィンガーカウンタ

以上のような装置の配置により，RI & NC 社製の PWO 結晶を用いた 3×3 配列電磁カロリメータの 9 素子それぞれの中心に電子線を当て，エネルギー校正実験を行った．次に，古河機械金属 (株) 社製の PWO 結晶からなる 3×3 配列電磁カロリメータについても同様にエネルギー校正実験を行い，2 つのカロリメータの合計 18 素子についてエネルギー校正に必要なデータの収集を行った．

読出し回路の構成

次に，前小節で述べた装置の構成により実験を行った際検出器類から出力される信号をどのようにして収集したかについて述べる．データの収集は，図 3.7 に示すような NIM 回路を構成してどのような信号が来たときデータを取るかという条件 (トリガ条件) をつくり，CAMAC を用いて電子カロリメータ素子それぞれの ADC 及び TDC を取った．トリガ条件であるが，データ収集システム (DAQ) がデータ記録可能な状態で，電子線が引き出されている時間帯である場合，フィンガーカウンタの 2 素子に信号があり，且つ，電子線を入射しているカロリメータ素子に信号があるならデータとして記録するようにした．また，この測定に於ける ADC の Gate は幅 200 ns とした．

3.3 中間子生成実験

検出器の配置

中性 π 中間子の生成実験は電子周回装置の電子線引出し口下流に検出器類を図 3.9 に示すように配置して行った．まず，引出し口直後に鉛ブロックを配置して引き出される電子ビームを幅 10mm にコリメートして幅 10mm の電子ビームをつくり，其の下流に鉛ブロックを積んでコリメートされた電子ビーム以外のものが検出器群に入らないよう遮蔽を行った．次に，引出し口から 80cm 下流のビーム軸上に，厚さ 2cm，幅 1cm，高さ 5cm の黒鉛 (^{12}C) を標的とし

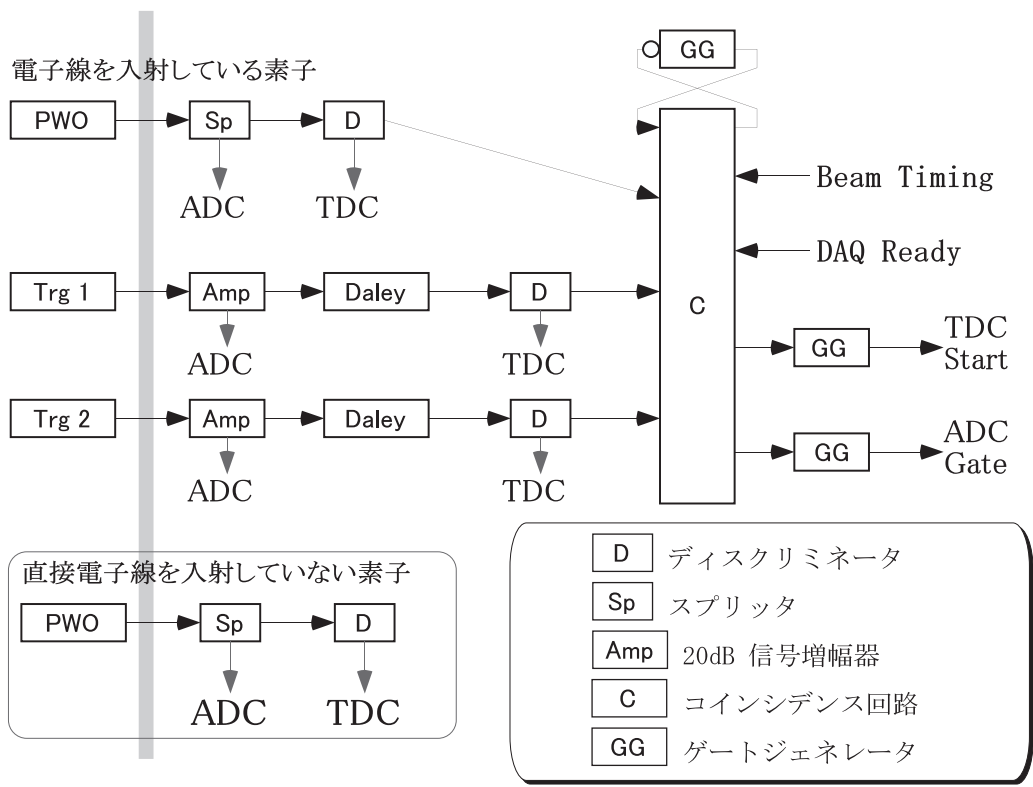


図 3.7: エネルギー校正の読出し回路

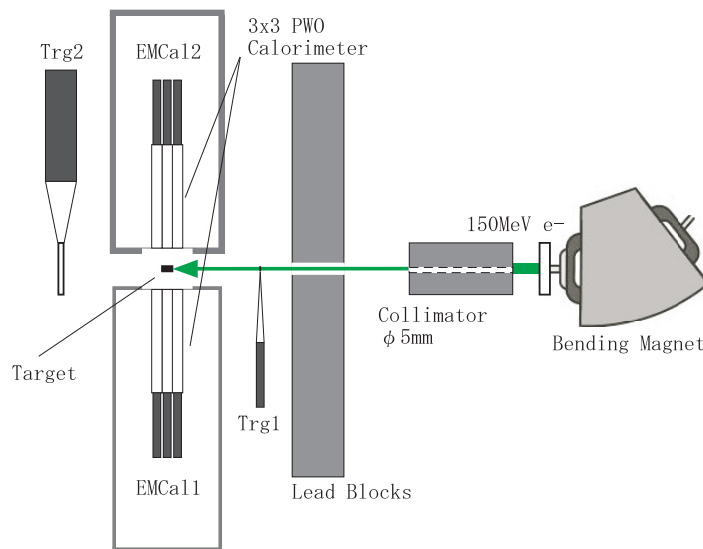


図 3.8: 中間子生成実験に於ける装置の配置

て配置した．また，電子線が標的に入射したことを検出するため，厚さ 1mm，幅 10mm，高さ 20mm のプラスチックシンチレータ検出器 (Trg) を標的の上流に，標的に電子が入射したが標的を貫通しなかったことを調べる為に，厚さ 10mm，幅及び高さが 100mm のプラスチックシンチレータ検出器 (Veto) を標的の下流にそれぞれ配置した．最後に，結晶から互いに反対方向に放出される光子のエネルギーを測定するために，2つの PWO 電磁カロリメータ (EMCa1, ENCa2) を標的のビーム軸を挟んだ両側に，ビーム軸からカロリメータの表面まで 30mm 離して，互いに向かい合うように配置した．

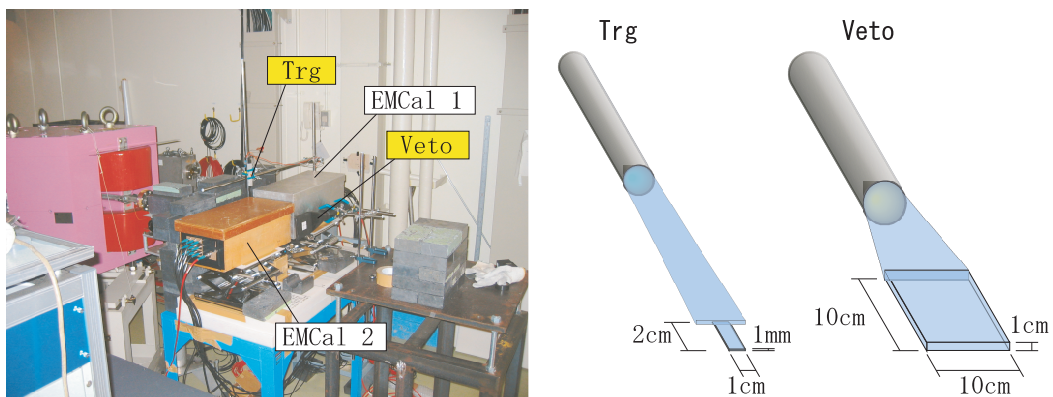


図 3.9: 中間子生成実験に用いたシンチレーション検出器

信号の読出し

データの収集は、図 3.10 に示すような NIM 回路を構成してトリガ条件をつくり、CAMAC を用いて 2 台の電磁カロリメータ素子それぞれの ADC 及び TDC、Trg、Veto の ADC 及び TDC をを取った。本実験におけるトリガ条件は、データ収集システム (DAQ) がデータ記録可能な状態で、電子線が引き出されている時間帯である時、電子が標的に入射したことを検出するシンチレーション検出器 (Trg) に信号があり、2 台のカロリメータ (それぞれ arm1, arm2 と呼ぶ) のどちらかが 2 個以上の素子から信号を出している場合データを記録するようにした。このどちらか片方のカロリメータに 2 つ以上の信号を出す素子がある場合データをを取る為に、まずそれぞれの素子からの出力をディスクリミネータを用いて NIM 信号に変換し、其の出力をそれぞれのカロリメータごとに論理演算モジュールに入力した。この論理演算モジュールは 9 つの入力のうち、2 つ以上の信号線から NIM 信号が得られた場合 NIM 信号を出力するよう設定しておいた。さらに、それぞれのカロリメータからの論理演算結果を論理和を出力できるモジュールに入力し、そのモジュールの出力としてデータを記録する為に必要な信号を得た。

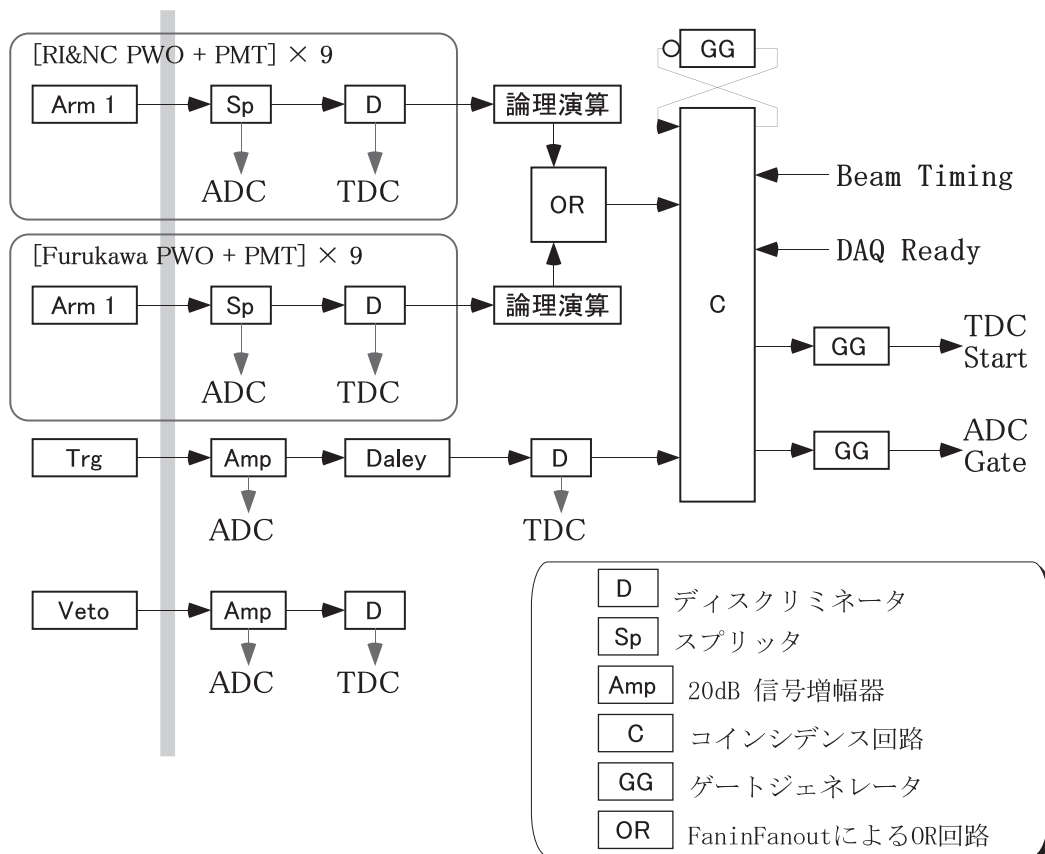


図 3.10: 中間子生成実験に於ける読出し回路

収集データ

以上のようなセットアップ及び読出し回路を用いて測定を行った結果、まず、Trgにより電子線が標的に入射する頻度は $3 \times 10^3 \text{sec}^{-1}$ であることが分かった。また、Trgに粒子が入射し、且つ、2つのカロリメータうちどちらかの素子2つ以上に信号があるという条件で～36時間データ収集を行った結果、合計84万個のイベントを収集することができた。この測定に於いて収集したPWO電磁カロリメータ素子(EMCal1:#1～#9, EMCal2:#9～#18)ごとのADC分布をそれぞれ図3.11, 図3.12に、TDC分布をそれぞれ図3.13, 図3.14に示す。

また、トリガとして用いた2つのシンチレーション検出器のADC分布及びTDC分布を図3.15, 図3.16に示す。

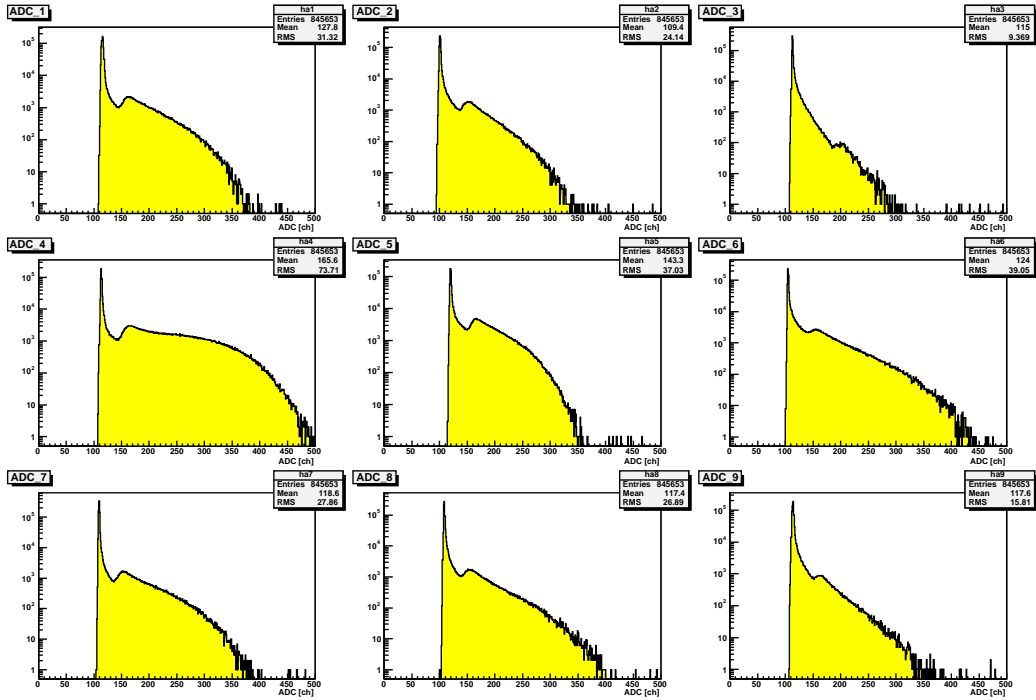


図 3.11: RI&NC 社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの ADC 分布

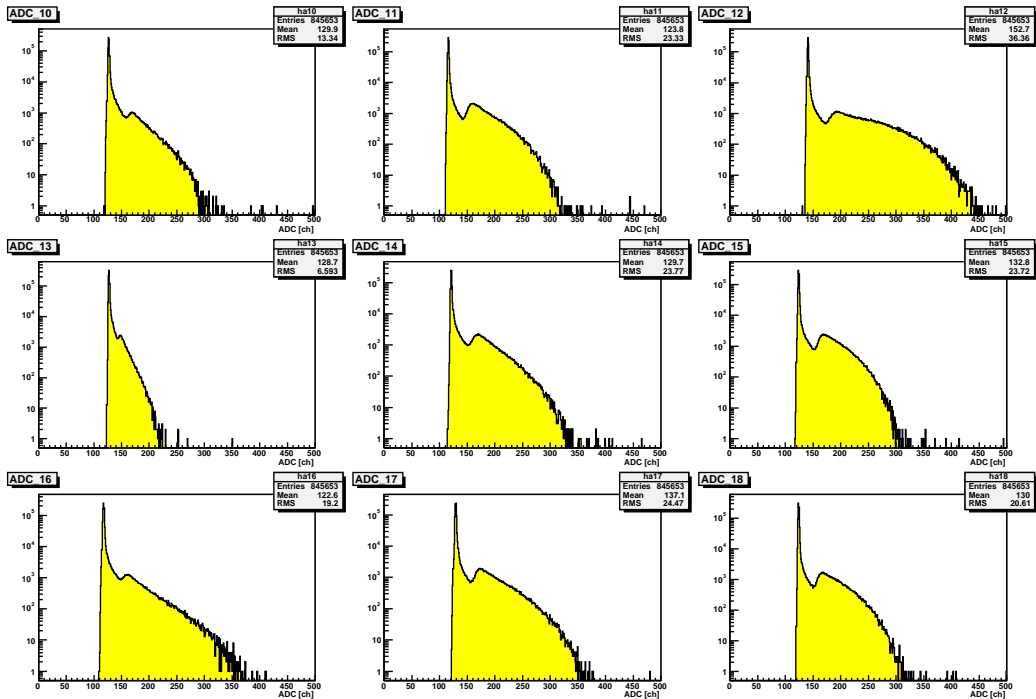


図 3.12: 古河社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの ADC 分布

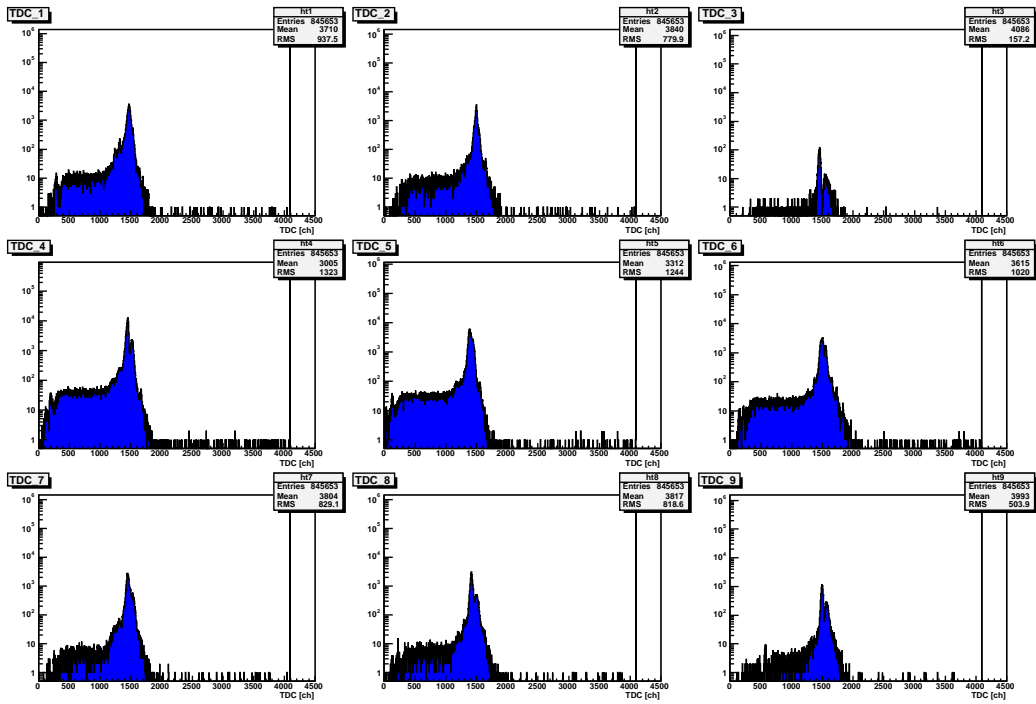


図 3.13: RI&NC 社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの TDC 分布

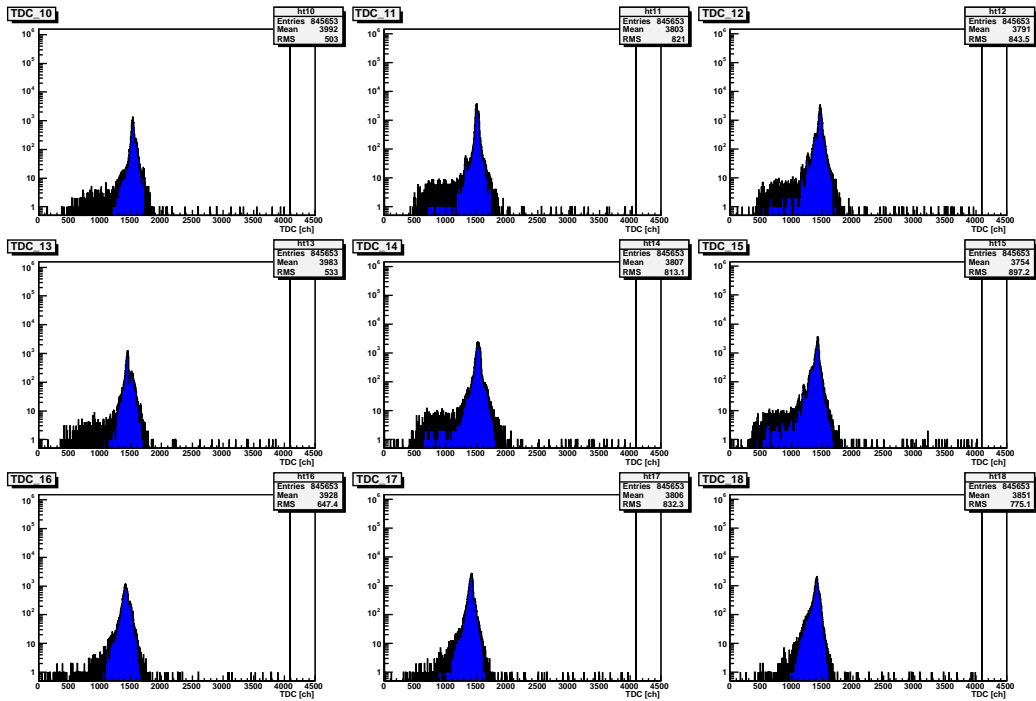


図 3.14: 古河社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの TDC 分布

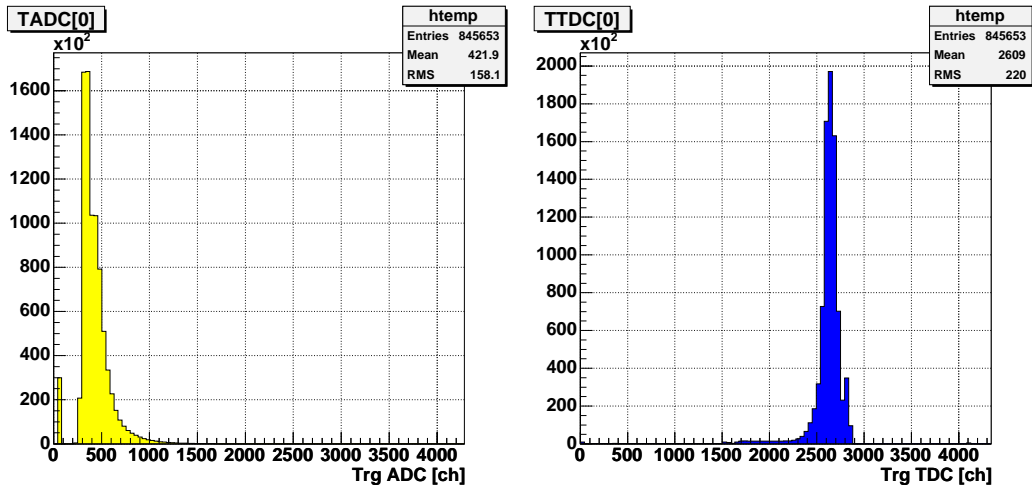


図 3.15: トリガカウンタの ADC,TDC

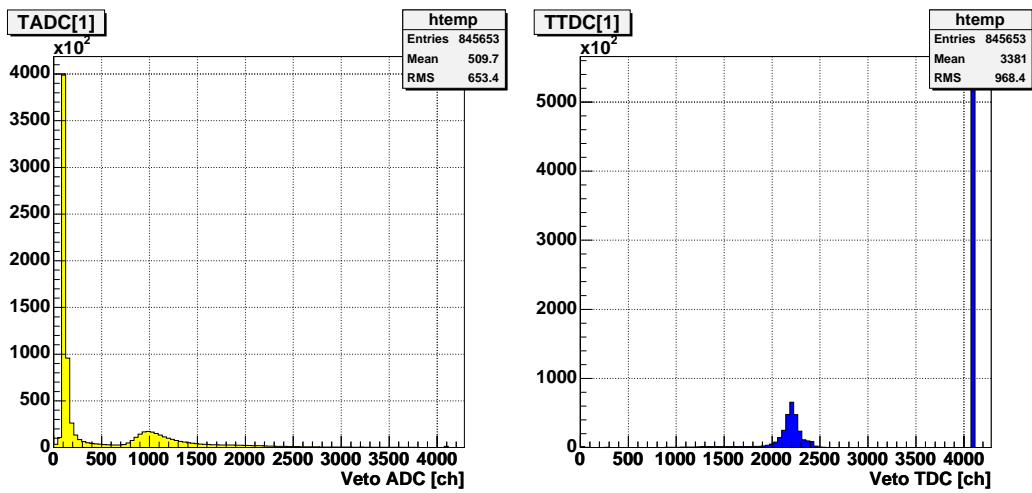


図 3.16: VETO カウンタの ADC,TDC

第4章 解析

4.1 エネルギー校正

測定によって得られた PWO 電磁カロリメータの ADC 分布をエネルギー分布にするためには、既知のエネルギーを持つ粒子をカロリメータ構成素子それぞれの中心に入射して、得た ADC 分布より変換係数を求める必要がある。この節では、まず、150MeV のエネルギーを持つ電子をそれぞれのカロリメータ素子の中心に入射して行ったエネルギー校正実験により得られた ADC 分布から、ADC の 1ch が何 MeV に相当するかを表す変換係数 [MeV/ch] を求める。

GEANT4 によるシミュレーション

エネルギー校正を行う為に、今回の実験に於いて作成した POW 電磁カロリメータ素子を構成する $20 \times 20 \times 200\text{mm}$ の結晶に 150MeV の電子線が入射した場合どれだけのエネルギーが PWO 結晶内部で失われるかを知る必要がある。このエネルギーを知る為に、本研究では GEANT4 という検出器シミュレータを用いてシミュレーションを行った。本シミュレーションでは GEANT4.5.2

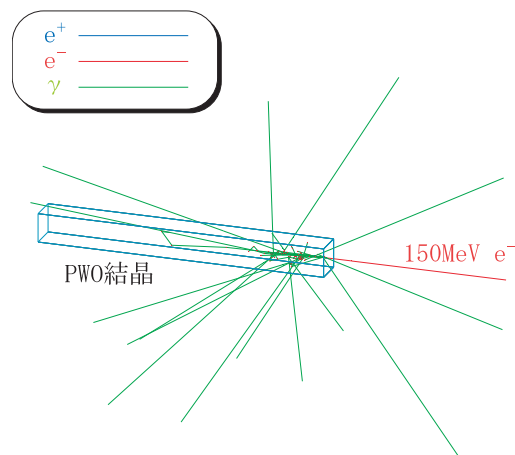


図 4.1: GEANT4 シミュレーションにより 150MeV 電子 PWO 結晶に入射した際、放出された二次粒子の飛跡の様子

を用いて、図 4.1 にあるように、 $20 \times 20 \times 200\text{mm}$ の PWO 結晶の、 $20 \times 20\text{mm}$ の面の中心に垂直に 150MeV のエネルギーを持つ電子を入射し、結晶中で入射した電子が失うエネルギーや、入射した電子が制動放射により放出した光子、さらには其の光子によって生成される電子・陽電子が結晶中で失うエネルギーの合計がどのような分布になるかを調べた。その結果を図 4.2 に示す。このシ

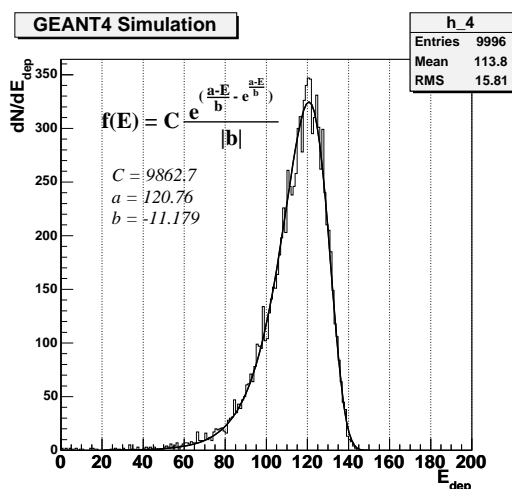


図 4.2: GEANT4 シミュレーションによるエネルギー分布

ミュレーションにより、結晶に 150MeV 電子線を入射した際、どのようなエネルギーが結晶中に閉じ込められるかが分かり、カロリメータ素子から出力される信号の電荷量はこの閉じ込められたエネルギー量に比例すると考えられる為、エネルギー校正実験によって得られた ADC 分布のピーク位置は 120.8MeV に相当することが分かる。

変換係数の導出

前小節のシミュレーションより、 $20 \times 20 \times 200\text{mm}$ の大きさを持つ PWO 結晶に 150MeV の電子線が入射したときの変換係数は以下の式によって与えられる。

$$\text{Conversion Factor}[\text{MeV}/\text{ch}] = \frac{120.8[\text{MeV}]}{\text{ADC}_{\text{peak}} - \text{ADC}_{\text{ped}}}$$

ここで、 ADC_{peak} は校正実験により得られた ADC 分布のピーク位置を表し、 ADC_{ped} は其の ADC に何も信号が入らない時記録されるオフセット値である。また、この式の分母にある 120.8MeV はカロリメータ素子に 150MeV の電子を入射するシミュレーションを行った際、素子に落とされるエネルギー分布のピーク位置が 120.8MeV になることに由来する。

変換係数を求めるためには、まず、校正実験によって測定された ADC 分布のピーク位置を正確に求める必要がある。其の為、本実験では図 4.3 に示して

いるように、測定された ADC 分布のバックグラウンドの部分は

$$f_1(x) = c_1 \exp(c_2 x)$$

電子のエネルギー損失により素子内に落とされたエネルギーの部分は

$$f_2(x) = c_1 \frac{\exp\left(\frac{c_2 - x}{c_3} - \exp\left(\frac{c_2 - x}{c_3}\right)\right)}{|c_3|}$$

という分布であると仮定し、以下の関数で ADC 分布を Fit してそれぞれの素子の ADC 分布のピーク位置を求めた。

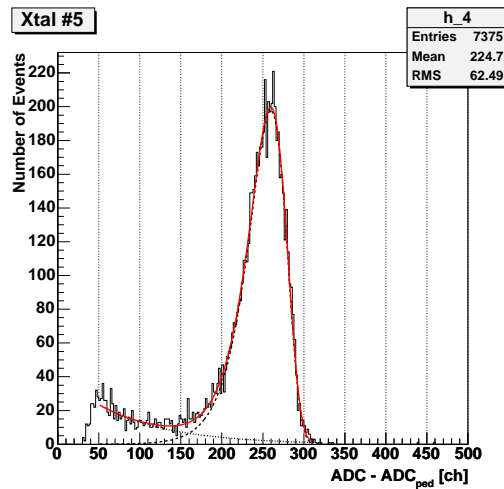


図 4.3: カロリメータ素子の Fitting

$$F(\text{ADC}) = C_1 \exp(p \text{ADC}) + C_2 \frac{\exp\left(\frac{a - \text{ADC}}{b} - \exp\left(\frac{a - \text{ADC}}{b}\right)\right)}{|b|} \quad (4.1)$$

ここで、 C_1, C_2, p, a, b は Fit を行う際の変数であり、変数 a が ADC 分布のピーク位置を表す。

上の式により 2 つの PWO 電磁カロリメータの素子ごとの ADC 分布を Fit したものを図 4.4、図 4.5 にそれぞれ示す。また、これより求めた変換係数を表 4.1 に示す。

以上より、求めた変換係数を用いて中性 π 中間子生成実験に於いて得られた ADC 分布をエネルギー分布に変換すると、それぞれの素子のエネルギー分布は図 4.6 の様になる。

また、素子ごとのエネルギー分布が得られた為、このエネルギーをイベントごとに、それぞれのカロリメータについて足し合わせると、カロリメータごとに図 4.7 に示すエネルギー分布が得られた。

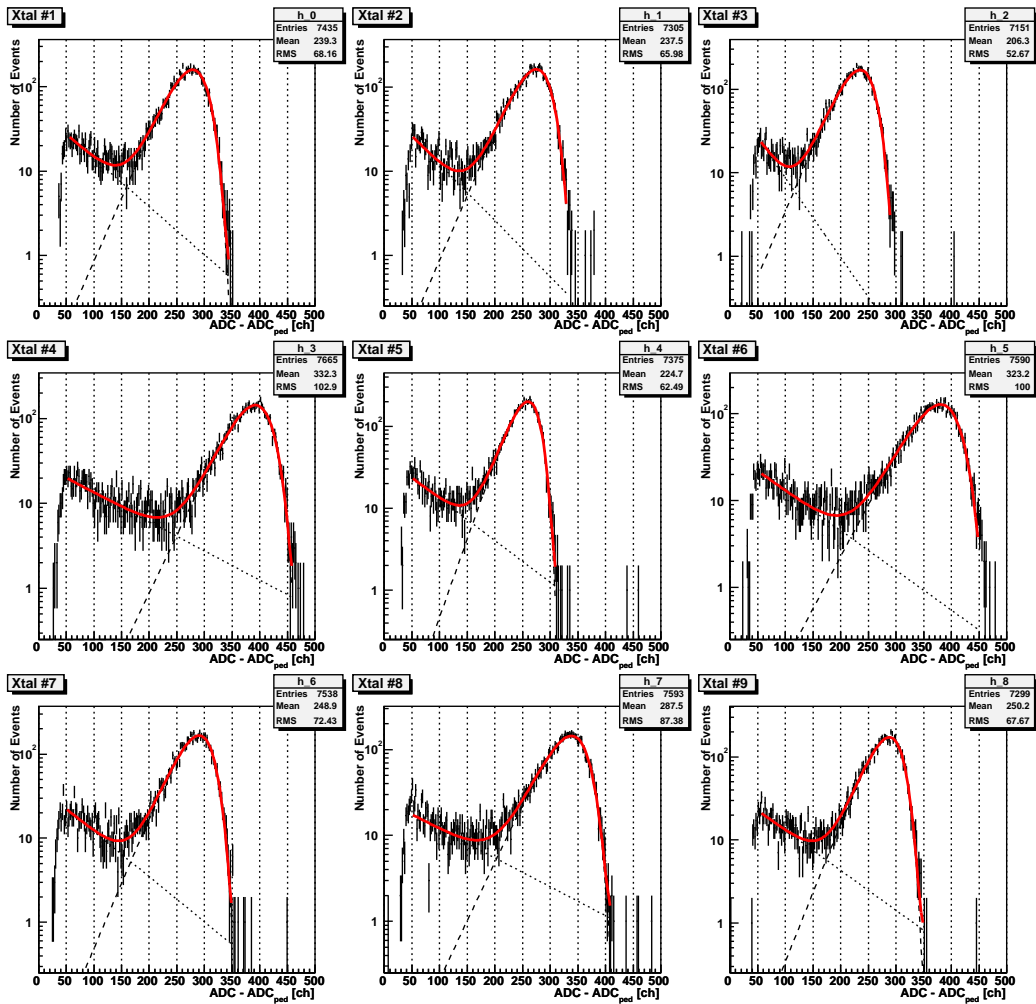


図 4.4: RI&NC 製素子の Fitting

| No. | C_1 | p | C_2 | a | b |
|-----|-------|----------|-------|--------|--------|
| #1 | 52.94 | -0.01317 | 12365 | 278.99 | -28.76 |
| #2 | 56.38 | -0.01537 | 12437 | 275.10 | -28.21 |
| #3 | 77.05 | -0.02192 | 12738 | 235.10 | -27.64 |
| #4 | 29.80 | -0.00793 | 12216 | 392.30 | -31.62 |
| #5 | 43.89 | -0.01217 | 12247 | 259.70 | -22.70 |
| #6 | 37.25 | -0.01055 | 12477 | 380.77 | -36.00 |
| #7 | 41.28 | -0.01237 | 12532 | 290.34 | -27.87 |
| #8 | 25.77 | -0.00775 | 12314 | 338.52 | -31.74 |
| #9 | 39.05 | -0.01105 | 12156 | 288.02 | -26.07 |

表 4.2: RI&NC 製素子の Fitting

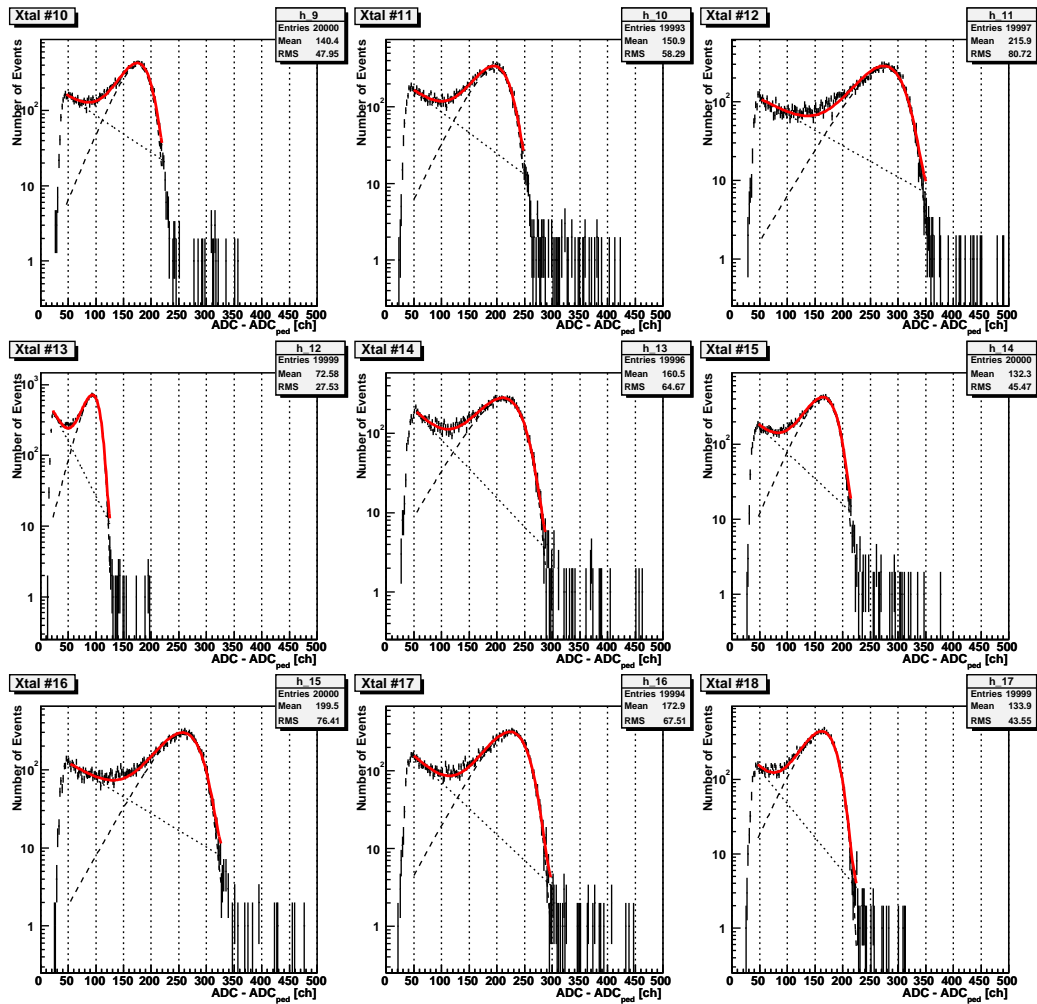


図 4.5: 古河機械金属(株)製素子の Fitting

| No. | C_1 | p | C_2 | a | b |
|-----|-------|----------|-------|-------|--------|
| #10 | 268.6 | -0.01136 | 26280 | 175.5 | -24.64 |
| #11 | 299.4 | -0.01251 | 25330 | 195.2 | -29.56 |
| #12 | 170.8 | -0.00914 | 27120 | 275.1 | -36.97 |
| #13 | 932.9 | -0.03554 | 26830 | 93.92 | -14.45 |
| #14 | 447.2 | -0.01686 | 26910 | 211.5 | -36.77 |
| #15 | 370.0 | -0.01574 | 27720 | 164.8 | -25.56 |
| #16 | 199.8 | -0.00993 | 26540 | 257.2 | -34.37 |
| #17 | 327.4 | -0.01539 | 27840 | 224.0 | -33.36 |
| #18 | 377.4 | -0.02085 | 31820 | 162.3 | -27.13 |

表 4.3: 古河機械金属(株)製素子の Fitting

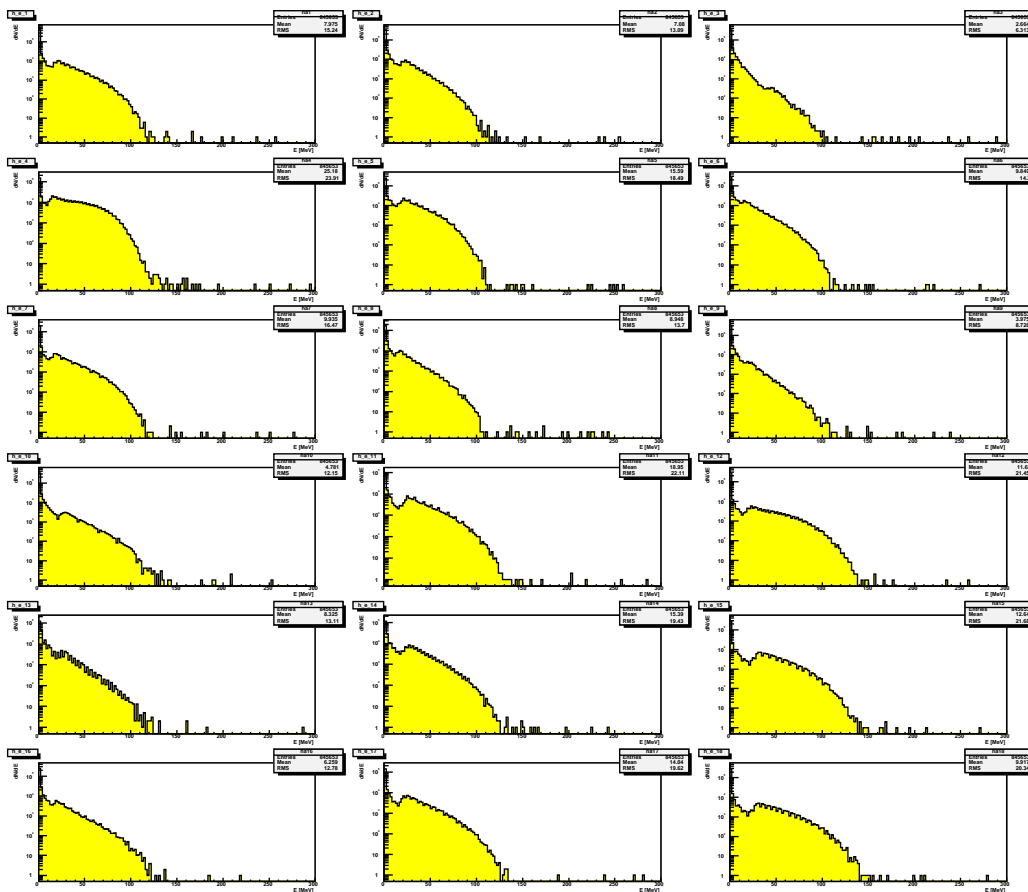


図 4.6: カロリーメータ素子のエネルギー分布

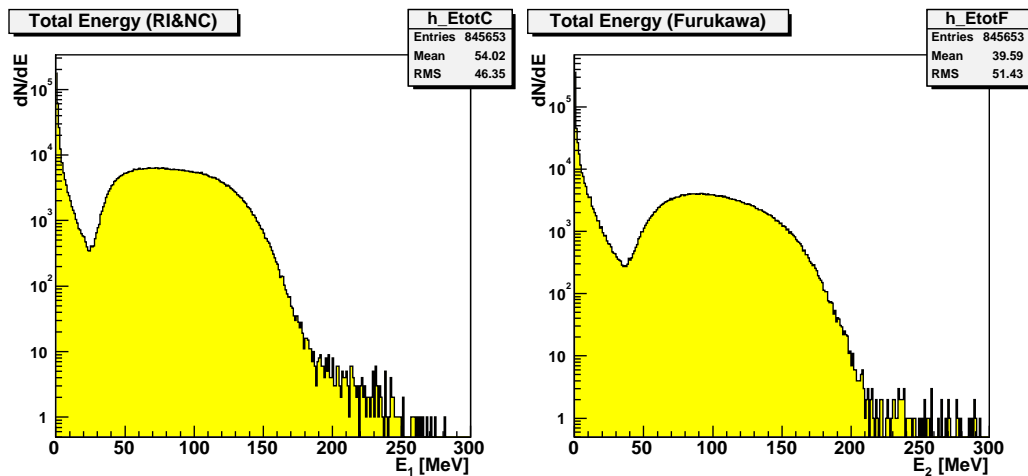


図 4.7: カロリーメータごとのエネルギー分布

| EMCal1 RI&NC 社製 | | EMCal2 古河金属製 | |
|--------------------|---------------|-----------------|---------------|
| No. | 変換係数 [MeV/ch] | No. | 変換係数 [MeV/ch] |
| #1 | 0.433 | #10 | 0.688 |
| #2 | 0.439 | #11 | 0.619 |
| #3 | 0.514 | #12 | 0.439 |
| #4 | 0.308 | #13 | 1.286 |
| #5 | 0.465 | #14 | 0.571 |
| #6 | 0.317 | #15 | 0.733 |
| #7 | 0.416 | #16 | 0.470 |
| #8 | 0.357 | #17 | 0.539 |
| #9 | 0.419 | #18 | 0.744 |

表 4.1: カロリーメータ素子の変換係数

4.2 イベント選択

収集したイベントより、より中性 π 中間子が生成されている可能性の高いイベントを選び出すためには、実験で得られたトリガ検出器の ADC 及び TDC の値、カロリーメータ素子の TDC の値によりイベントを選別する必要がある。

VETO Cut

本解析に於いてはまず、電子が標的に入射したことを検出する検出器 (Trg1) が正しくトリガとして働いているものを抽出するため図 3.15 の ADC 分布より ADC の値が 100ch 以上、TDC 分布より TDC の値が 4095ch よりも小さいという条件を要求した (Trg Cut)。次に、標的内で電子が大部分のエネルギーを失ったイベントを取り出すため、図 3.16 にある TDC 分布に於いて TDC の値が 4095ch 以上、つまり、標的に電子が入射した後 Veto に電子が到達すると予測される時間を過ぎても Veto に於いて電子が検出されなかったということを要求した (VETO Cut)。この2つのイベント選択を行い、2つのカロリーメータのうちどちらか片方を構成する素子に2つ以上 4095ch より小さい TDC があることを要求した結果得られた2つのカロリーメータに於けるエネルギーの相関は図 4.8(左) のようになった。また、2つのカロリーメータ両方とも何らかの粒子が入射している可能性の高いイベントを取り出すため、双方のカロリーメータを構成する素子の TDC がそれぞれ9素子のうちで両方とも、4095ch より小さいものが2つ以上あることを要求した。この要求により得られたエネルギーの相関は図 4.8(右) である。

さらに、これらのイベントが生成された中性 π 中間子の崩壊によるものであ

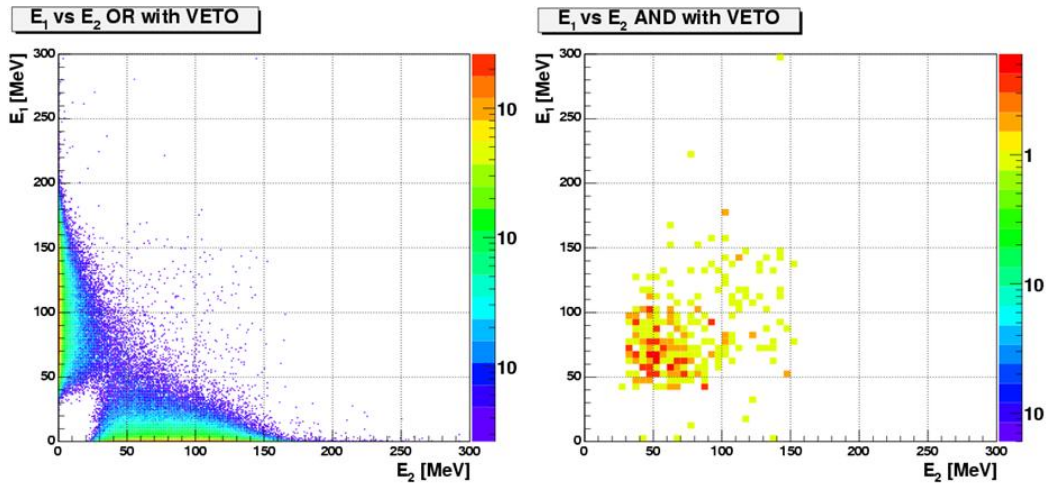


図 4.8: VETO Cut 時のエネルギー相関

るとすれば崩壊により放出される光子は互いに反対方向に放出されるため，2つの光子の成す角度を 180 度と考えることが出来る．よって，検出された2つのエネルギーからの重心系のエネルギー（不変質量）は

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\pi)} \quad (4.2)$$

により求めることが出来る．ここで， E_1, E_2 はそれぞれのカロリーメータで測定されたエネルギーである．上の式 4.2 を用いて不変質量分布を求めたものを図 4.9 に示す．

中心素子入射イベントの選択

前小節のイベント選択に於いてはカロリーメータに光子が入射した際，其の入射位置が何処であるかを考慮せず不変質量を求めたが，粒子の入射位置がカロリーメータの中心から大きく外れている場合，素子を構成する結晶内で入射粒子を完全に止めることができず，測定されたエネルギーと実際の粒子のエネルギーにずれが生じてくる．このような事態を回避するため，カロリーメータの中心にある素子に粒子が入射している可能性の高いイベントを取り出し不変質量分布を求める必要がある．(Center Cut) 其の為，前小節で行った VETO Cut に加えて，どちらか片方のカロリーメータの中心素子の TDC が 4095ch よりも小さいということを要求すると，それぞれのエネルギーの相関は図 4.10(左) のようになる．また，両方のカロリーメータの中心素子の TDC が 4095ch よりも小さいということを要求すると図 4.10(右) の相関を得ることができる．

以上のようなイベント選択を行って最終的に残ったイベント数は 234 個であり，これらが最も π 中間子が生成されていた場合に観測されるイベントの可能性が高く，其のエネルギーを正確に測定できているものである．

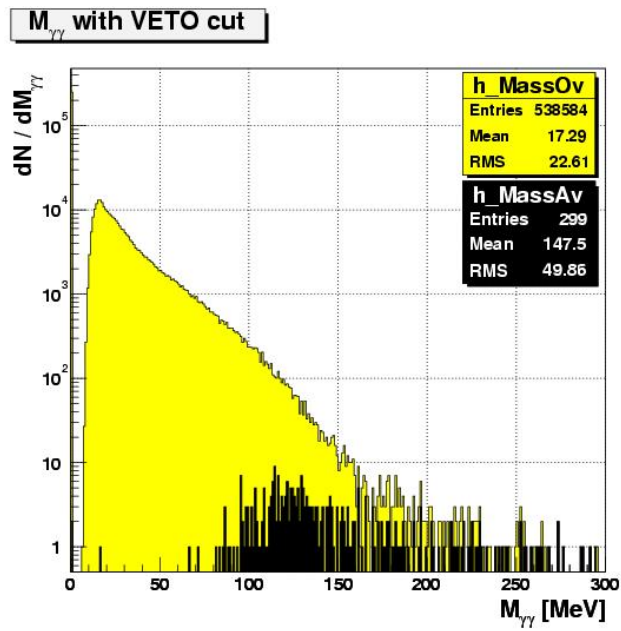


図 4.9: VETO Cut 時の不変質量分布

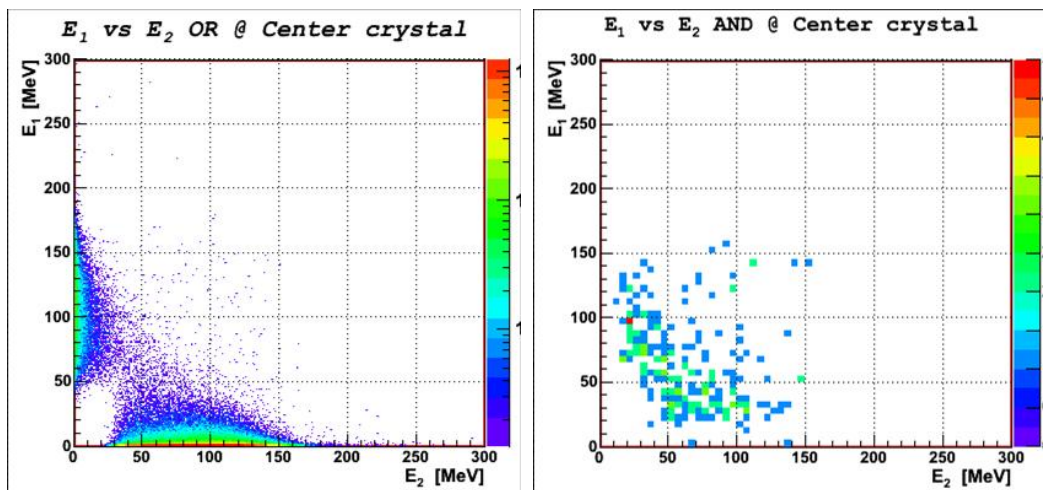


図 4.10: VETO Cut + Center Cut 時のエネルギー相関

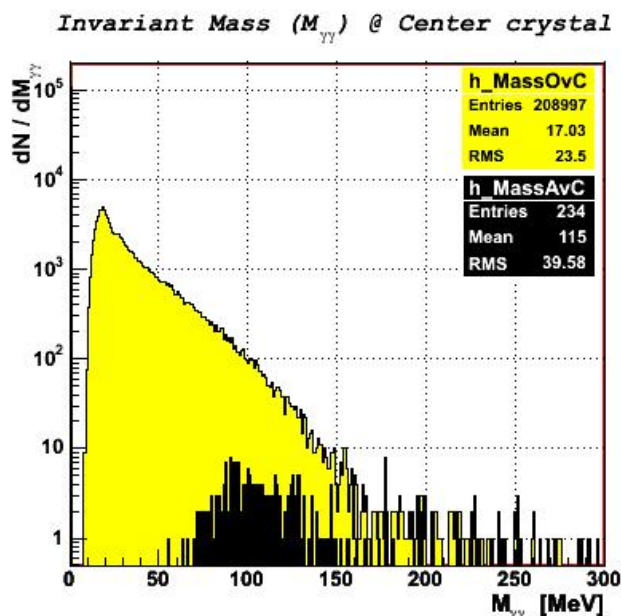


図 4.11: VETO Cut + Center Cut 時の不変質量分布

これらのイベントに対して、式 4.2 を用いて不変質量分布を求めたものを図 4.11 に示す。図 4.11 に於いて、黄色で示しているのはどちらか片方の中心素子に入射のあったイベントから求めた不変質量分布、黒色で示しているのが双方の中心素子に入射のあったイベントから求めた不変質量分布であり、これまで行ってきたイベント選択の結果である。

4.3 バックグラウンド

これまでのイベント選択によって得られた 234 個のイベントによる不変質量分布のうちバックグラウンドがどの程度含まれているかを見積もる為、得られた、双方のカロリーメータの中心素子に入射のあるイベントを用いて、それぞれのカロリーメータに入射したイベント間に相関の無い場合どのような分布になるかを再現した。このバックグラウンドの作成の仕方としては、片方のカロリーメータに入射した粒子のエネルギーと、それとはまったく相関の無いと思われるエネルギー、つまり、他のイベントで相手側のカロリーメータが測定したエネルギーを組み合わせる質量分布 (MIX イベント) を作るものである。この方法により得られた分布を実際に測定したデータから得られた分布のイベント数で規格化し、測定された不変質量分布と比較したものを図 4.12 に示す。

この結果より、無相関のイベントによる分布と実際に測定された不変質量分布では分布の形が合わず、測定に於いては何らかの相関を持ったイベントが得られていることが分かる。

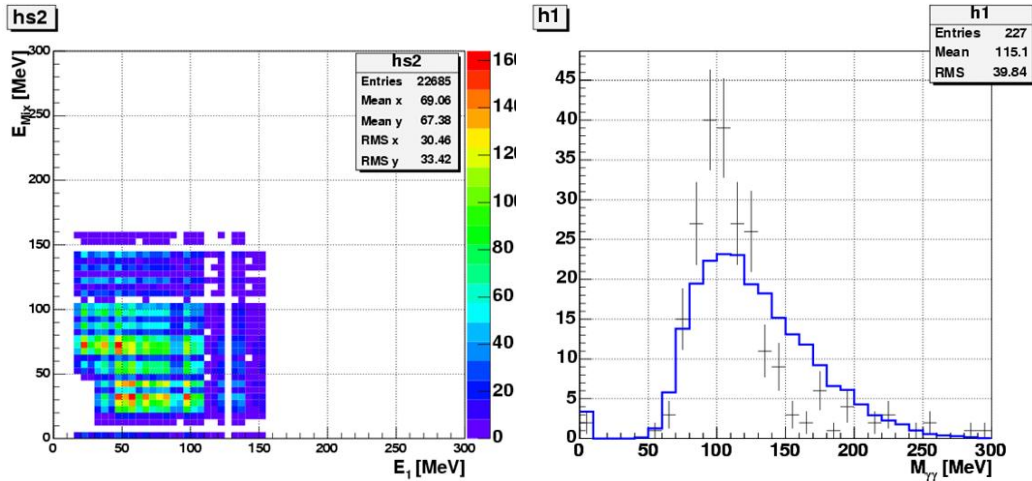


図 4.12: バックグラウンド

4.4 対称なエネルギーを持つ事象の選択

前節の不変質量と MIX イベントから得られた不変質量分布の形が合わず、何らかの相関を持っているイベントが観測されていることについて、2つの分布のずれがどのようなイベントからくるのかを調べるため、この節では対称なエネルギーを持つイベントの選択を行い、それらの選択されたイベントから得られる MIX イベントの不変質量分布との比較を行う。

対称なエネルギーを持つイベントを選択するとは、それぞれのカロリメータに於いて測定されたエネルギー (E_1, E_2) の比がある値よりも大きく、

$$\frac{E_1}{E_2} > C \quad \text{且つ} \quad \frac{E_2}{E_1} > C \quad (4.3)$$

のように、それぞれのエネルギーの差が小さいことを要求することである。この式 4.3 を書き直すと

$$\frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2} < A, \quad A = \frac{1 - C}{1 + C} \quad (4.4)$$

となる。本解析ではこれまでに Veto Cut 及び双方の中心素子に入射のあったイベント選択により得られたイベントに対して、式 4.4 の C が 0.1 から 0.9 まで 0.1 おきにかえて事象選択を行った。その結果得られたイベントのエネルギー相関を図 4.13 に示す。この図に於いて一番左上が $C = 0.1$ の時のものであり、右に C が 0.1 ずつ増えて行き、一番右下が $C = 0.9$ の時の相関を表す。

また、それぞれのイベント選択に対してのバックグラウンドを見積もるため、イベント選択ごとに選択されたイベントを用いて無相関なイベントを作成し、得られた MIX イベントに対しても同じ対象性の要求を行った。この結果得られた、MIX イベントのエネルギー相関をエネルギー対称性の要求の強さごと

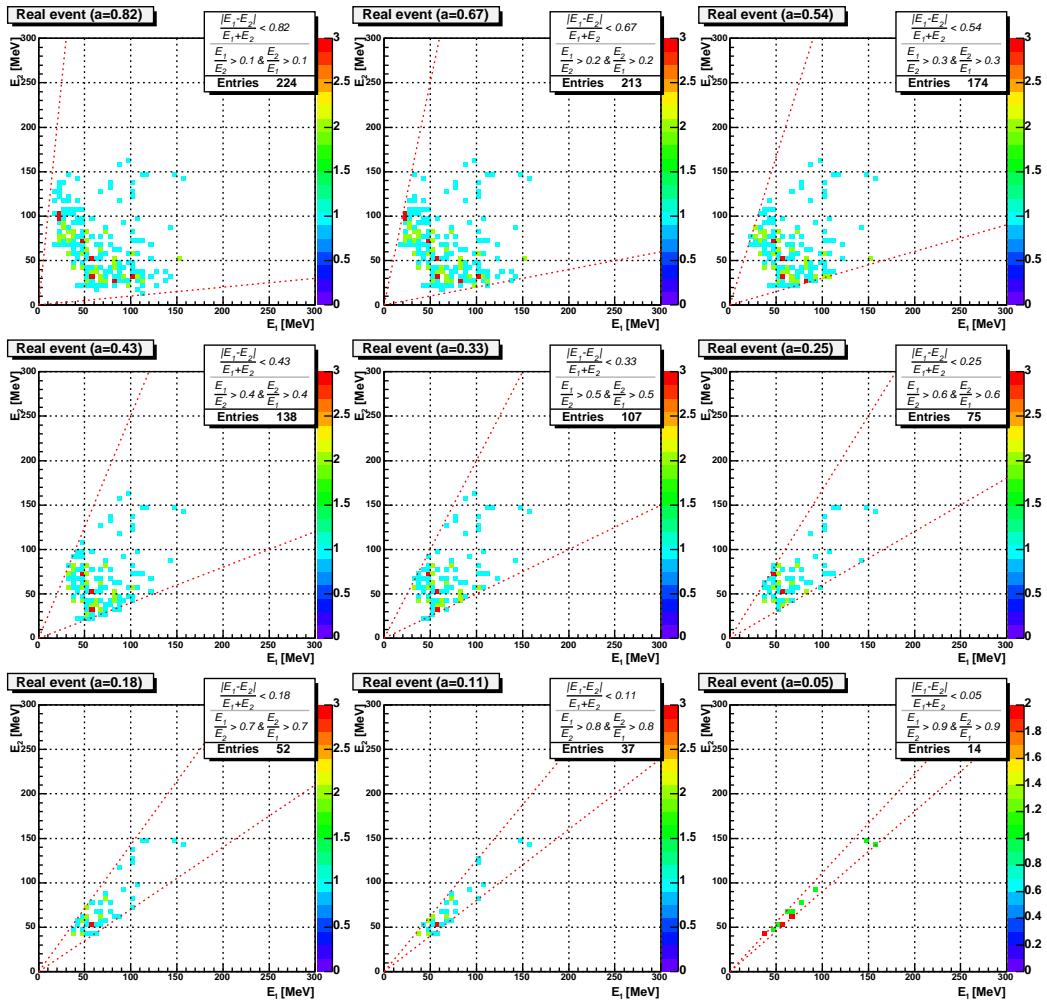


図 4.13: 対称なエネルギーを待つイベント選択時のエネルギー相関

に，図 4.14 に示す．この図に於いても図 4.13 と同様に，一番左上が $C = 0.1$ ，一番右下が $C = 0.9$ の時のエネルギー相関をあらわす．

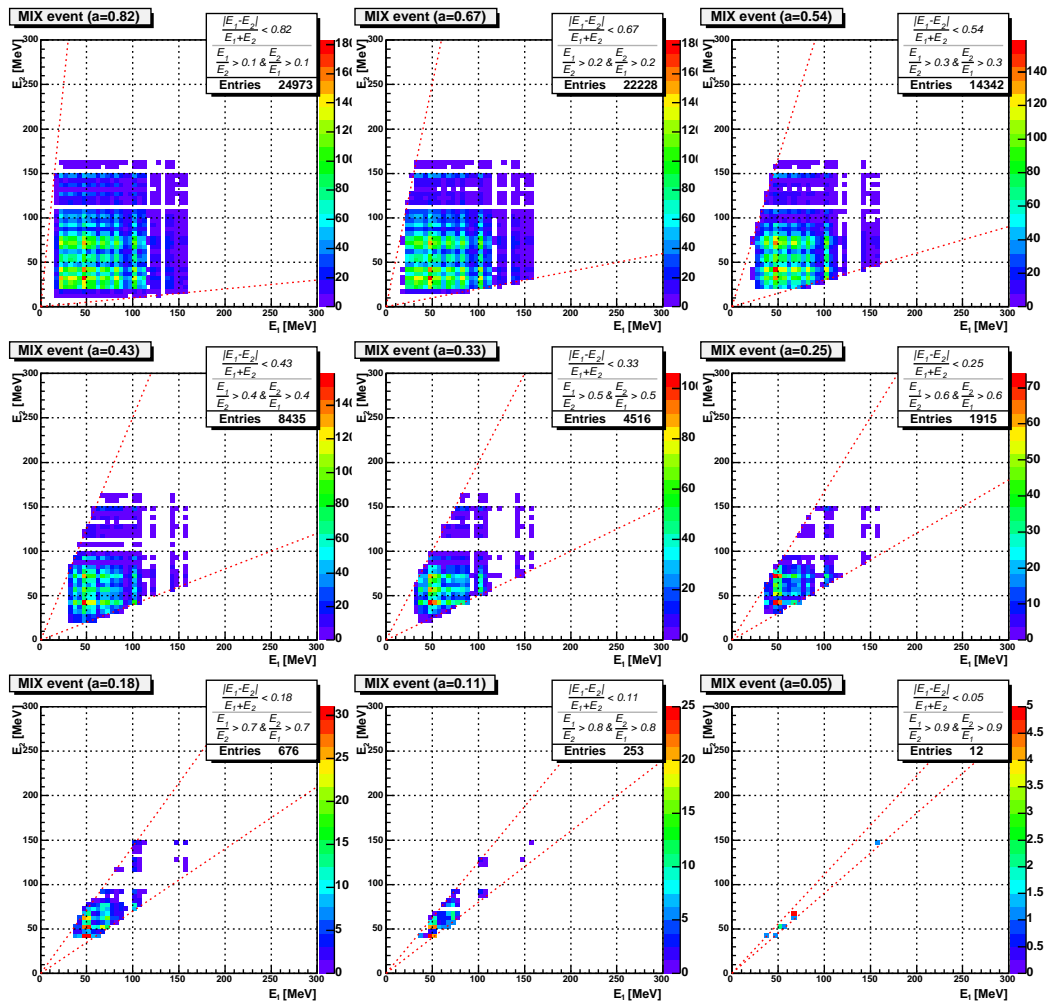


図 4.14: 対象性要求時の MIX イベントのエネルギー相関

さらに，対称性を要求した時の測定データから得られる不変質量分布と，MIX イベントから得られた不変質量分布を図 4.15 に示す．また，この2つの不変質量分布の差を図 4.16 に示す．

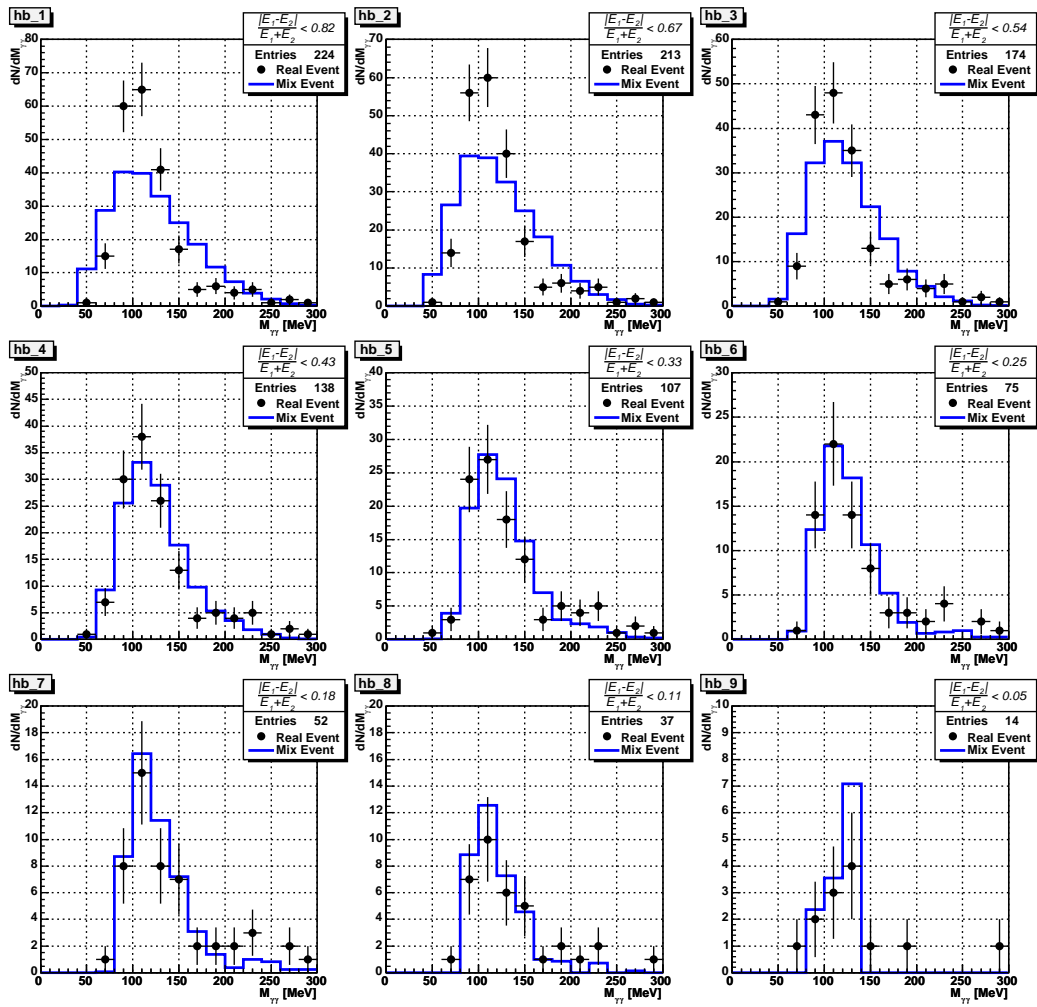


図 4.15: 対称性要求時の測定された不変質量分布と MIX イベントからの不変質量分布

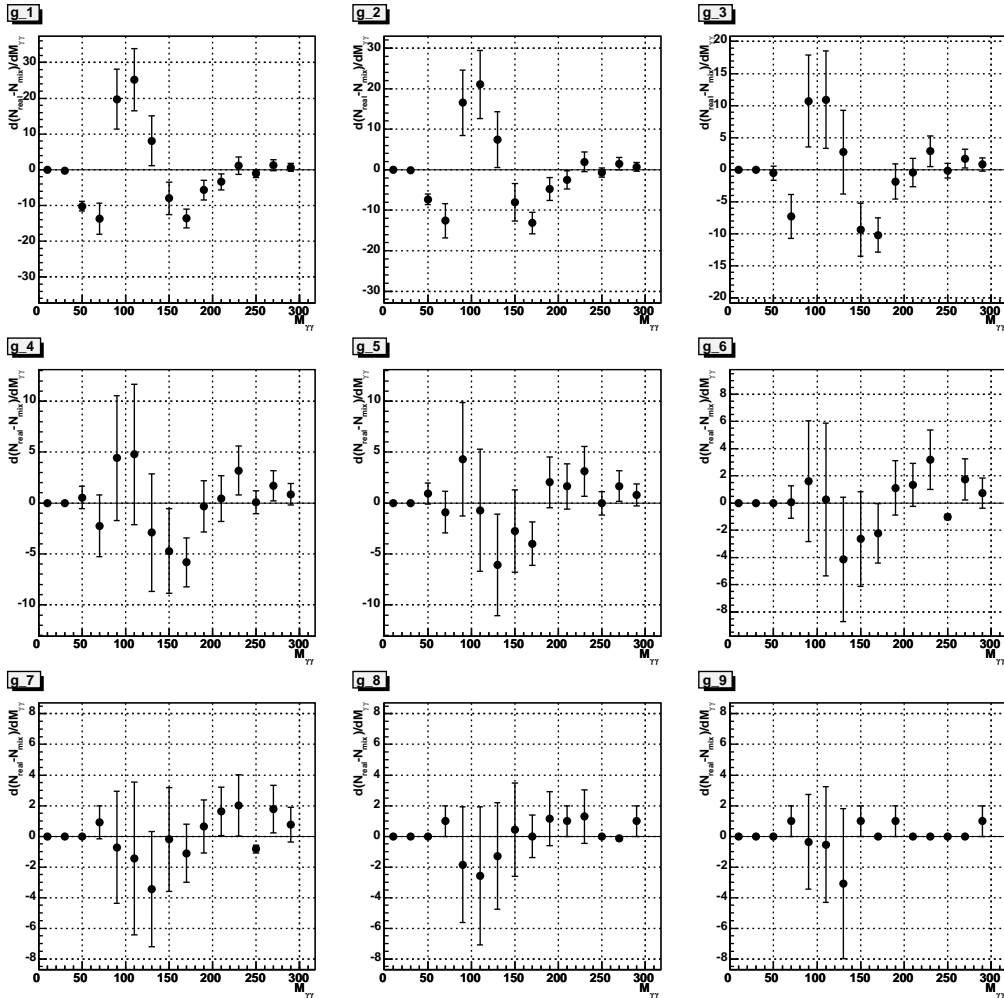


図 4.16: 測定された不変質量分布と MIX イベントによる不変質量分布の差

第5章 考察と今後

まずはじめに、これまでの解析に於いて得られた不変質量分布について考える。図 4.12 に於いて、Veto Cut 及び、中心入射事象の選択を行ったイベントからなる不変質量分布と、無相関のイベント同士を組み合わせで作成した不変質量分布とで形が一致せず、何らかの相関を持ったイベントが存在していたが、その後の対称なエネルギーを持つイベントを選択することにより、測定イベントの不変質量分布と MIX イベントから作成した分布の差が、図 4.16 に示すように、対称性の要求を厳しくしていくに従い、統計誤差の範囲で一致していることより、この相関をもったイベントは中性 π 中間子によるものではないと考えられる。なぜなら、これらのイベントは2つの電子カロリメータの両方とも中心素子に入射があるものを要求しており、 2γ に崩壊する中性 π 中間子がそれぞれのカロリメータの中心に入射した場合、検出されるエネルギーが非対称になる確率は低いと考えられる為である。

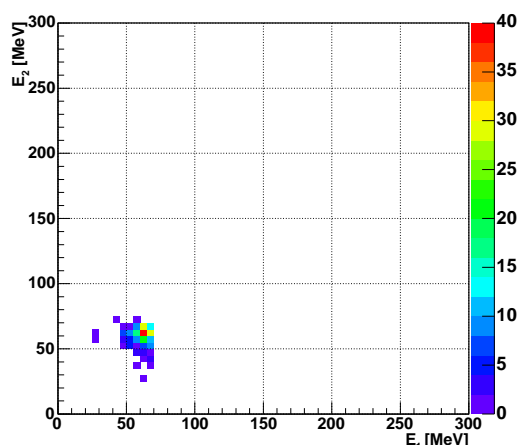


図 5.1: GEANT4 により標的の中心で中性 π 中間子を発生させ 2つのカロリメータ両方の中心に入射があった場合のそれぞれのカロリメータで検出されるエネルギー相関

次に、対象性を要求したイベントについて、特にエネルギー対称性の要求を厳しくしたのものについて考察する。もし、この中に中性 π 中間子の崩壊によるイベントが含まれていた場合、図 5.1 のように大半のイベントは対称なエネル

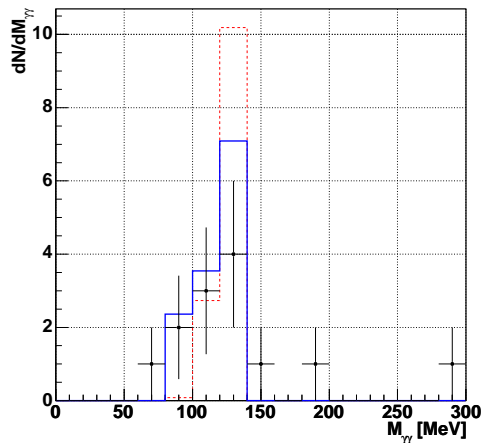


図 5.2: GEANT4 により標的の中心で質量 135MeV の中性 π 中間子を発生させ 2 つのカロリーメータ両方の中心に入射があったイベントに図 4.15 の右下のプロットと同じエネルギー対称性を要求し、其の分布を測定事象の数で規格化したものと図 4.15 の右下のプロットとを比較。破線は GEANT シミュレーションによる不変質量分布，実線は MIX イベントから得た不変質量分布点は測定によって得られた不変質量分布

ギーを持つため、エネルギー対称性を要求していくと全イベントの中に含まれる中性 π 中間子崩壊イベントの割合は大きくなる。また、中性 π 中間子の崩壊により放出される γ のエネルギーどちらも同じである為、中性 π 中間子崩壊イベントの含まれる割合が大きくなると、MIX イベントを行って、対となるエネルギーを違うイベントから得たとしても、其のイベントも中間子崩壊のイベントである可能性が高く、測定データからの不変質量分布と MIX イベントからの不変質量分布がほぼ同じものとなることが考えられる。一方で、本実験で使用した検出器に於いて、標的の中心から中性 π 中間子が放出された場合得どのようなになるか調べる為、GEANT4 によりシミュレーションを行い、結果として得るそれぞれのカロリーメータ素子のエネルギーに対して、実際の測定データと同じ解析を行い、イベント数で規格化したものを最も厳しいエネルギー対称性を要求したデータと比較した。この比較したものを図 5.2 に示す。この比較より測定により得られた不変質量分布とシミュレーションによって予測される質量分布のピーク位置はほぼ一致していることが分かる。以上 2 つの考察より、このエネルギー対称性を要求したイベントの中に中性 π 中間子が生成されたイベントが含まれている可能性が高いと考えられる。しかしながら、この分布を作る事象数が少ないため、横軸を細かく区切って比較を行うことが困難であり、今後の課題としてより良い解析を行うためのデータを今後収集する必要がある。其の方法として、まず、データの統計量を増やすために REFER に於

いて単位時間に引き出される電子の量を増やす必要がある．REFER の電子周回装置に電子線を入射しているマイクロトロンは設計上 100Hz で電子線を出力できることより，電子周回装置が現在の 10Hz よりも大きい周波数で電子線を周回させ，引き出す設定ができればデータの統計量を増やすことが可能となる．また，本実験では標的の下流に配置したシンチレーション検出器に信号があったか否かでイベントを選択したが，磁場を利用して結晶を通過した電子線の運動量を測定すれば，イベントごとに標的中でどれだけのエネルギーを失う相互作用が起こったか知ることができ，より細かいイベント選択が行えるため有効である．

最後に，核媒質中における中性 π 中間子の生成断面積の上限について考察を行う．まず，本実験に於いて電子線の入射頻度は 3kHz であり，それが入射電子線を検出するための検出器の $1 \times 2\text{cm}$ の領域を通過していたことから電子線フラックスは

$$\phi = 1.5 \times 10^3 [\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}]$$

となる．次にこの電子が通過する $4[\text{cm}^3]$ の領域に存在する炭素原子核の個数は，黒鉛の密度が $2.265[\text{g}/\text{cm}^3]$ とすると 4.5×10^{23} 個となる．また，データを収集した合計の時間は $1.3 \times 10^5[\text{sec}]$ である．さらに，本実験の検出器の配置及びトリガ条件では，GEANT4 によって標的の中心で中性 π 中間子を発生させた場合，全体の 9.2% のイベントを検出できるというシミュレーション結果が得られた．以上より，本実験に於いて測定された全データの中に中性 π 中間子からのイベントが 1 つ含まれると考えた場合，中間子の生成率は， $8.4 \times 10^{-5}[\text{sec}^{-1}]$ となる．これより，この生成率を電子ビームのフラックス及び，電子があたる場所にある炭素原子核の個数で割ると，断面積は

$$\sigma(e^-, A) = 0.12 \times 10^{-30}[\text{cm}^2] = 0.12[\mu\text{b}]$$

となる．よって，これが 150MeV 電子線を黒鉛標的に入射した際の断面積の上限である．

第6章 結論

150MeV 電子線を黒鉛 (^{12}C) 標的に入射し，核媒質中における中性 π 中間子生成実験を行い，標的から放出された粒子のエネルギーを用いて不変質量を求めて，其れを解析をした結果として中性 π 中間子が生成されているイベントを含んでいる可能性のある不変質量分布をえた．しかしながら，其の分布を構成するイベント数が少ないため，この分布をから π 中間子の核媒質中における質量の変化を議論するのは困難である．そのため，今後の実験に於いては，実験施設に於いて単位時間に引き出される電子線の量を増やしてより多くのデータを得る必要があり，また，標的を通過した電子線の運動量を測定することで解析に於いてより良いイベント選択が可能となるようにする必要がありと考えられる．最後に，本実験で，合計 $1.3 \times 10^5 [\text{sec}]$ の間，中性 π 中間子生成を試み，核媒質中での 150MeV 電子線による中性 π 中間子の生成断面積の上限値は $\sigma(e^-, A) = 0.12 [\mu\text{b}]$ であるという結果を得た．

謝辞

この実験を行うにあたり指導教官である杉立先生には実験の方法や参考になる文献といった様々なことについて助言をいただき、また、研究室のミーティングに於いては志垣先生、本間先生、さらには先輩方に解析方法や得られたデータをどのように見てゆけば良いかという数多くの助言をいただきました。また、研究室に於いて解析を行っている際は、中村さん、小原さん、槌本さんより数多くの助言やご指摘をいただきました。また、実験を行った際にも、同期の豊田君をはじめとしてM1や4年生の後輩方にもご協力いただきました。この論文を書き上げることが出来たのは全て皆様のおかげだと思っております。心より皆様に感謝申し上げます。

目次

| | | |
|------|--|----|
| 3.1 | 電子周回装置 | 5 |
| 3.2 | 光電子増倍管 (浜松ホトニクス R1450)[6] | 7 |
| 3.4 | PbWO ₄ 結晶 | 7 |
| 3.3 | PWO 電磁カロリメータ | 7 |
| 3.5 | エネルギー校正のセットアップ | 10 |
| 3.6 | フィンガーカウンタ | 11 |
| 3.7 | エネルギー校正の読出し回路 | 12 |
| 3.8 | 中間子生成実験に於ける装置の配置 | 13 |
| 3.9 | 中間子生成実験に用いたシンチレーション検出器 | 13 |
| 3.10 | 中間子生成実験に於ける読出し回路 | 14 |
| 3.11 | RI&NC 社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの ADC 分布 | 16 |
| 3.12 | 古河社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの ADC 分布 | 16 |
| 3.13 | RI&NC 社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの TDC 分布 | 17 |
| 3.14 | 古河社製結晶を用いたカロリメータの素子ごとの TDC 分布 | 17 |
| 3.15 | トリガカウンタの ADC,TDC | 18 |
| 3.16 | VETO カウンタの ADC,TDC | 18 |
| 4.1 | GEANT4 シミュレーションにより 150MeV 電子 PWO 結晶に入射した際, 放出された二次粒子の飛跡の様子 | 19 |
| 4.2 | GEANT4 シミュレーションによるエネルギー分布 | 20 |
| 4.3 | カロリメータ素子の Fitting | 21 |
| 4.4 | RI&NC 製素子の Fitting | 22 |
| 4.5 | 古河機械金属 (株) 製素子の Fitting | 23 |
| 4.6 | カロリメータ素子のエネルギー分布 | 24 |
| 4.7 | カロリメータごとのエネルギー分布 | 24 |
| 4.8 | VETO Cut 時のエネルギー相関 | 26 |
| 4.9 | VETO Cut 時の不変質量分布 | 27 |
| 4.10 | VETO Cut + Center Cut 時のエネルギー相関 | 27 |
| 4.11 | VETO Cut + Center Cut 時の不変質量分布 | 28 |
| 4.12 | バックグラウンド | 29 |
| 4.13 | 対称なエネルギーを待つイベント選択時のエネルギー相関 | 30 |
| 4.14 | 対象性要求時の MIX イベントのエネルギー相関 | 31 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.15 | 対称性要求時の測定された不変質量分布と MIX イベントからの不変質量分布 | 32 |
| 4.16 | 測定された不変質量分布と MIX イベントによる不変質量分布の差 | 33 |
| 5.1 | GEANT4 により標的の中心で中性 π 中間子を発生させ 2 つのカロリーメータ両方の中心に入射があった場合のそれぞれのカロリーメータで検出されるエネルギー相関 | 34 |
| 5.2 | GEANT4 により標的の中心で質量 135MeV の中性 π 中間子を発生させ 2 つのカロリーメータ両方の中心に入射があったイベントに図 4.15 の右下のプロットと同じエネルギー対称性を要求し, 其の分布を測定事象の数で規格化したものと図 4.15 の右下のプロットとを比較. 破線は GEANT シミュレーションによる不変質量分布, 実線は MIX イベントから得た不変質量分布点は測定によって得られた不変質量分布 | 35 |

参考文献

- [1] Dieter Drechsel and Lothar Tiator, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 18 449–497 (1992)
- [2] Particle Data Groupe, PHYSICS LETTERS B Vol. 592/1-4 (2004) 1-1110
- [3] 野村信輔, 平成 14 年度 広島大学修士論文
- [4] 日本物理学会 著, 『加速器とその応用』(日本物理学会 1981 年)
- [5] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer-Verlag 1987)
- [6] 浜松ホトニクス(株) <http://www.hpk.co.jp/>