TELEGAMS を用いた

(Twin ELEctron GAMma Spectrometer)

宇宙線中の電磁シャワー成分の測定と

宇宙線中の proton 起源のπ^0の探索

大阪大学理学部長島研究室

朝川仁嗣

加藤文彦

貴志能成

新田哲也

平成 7 年 2 月 22 日

目 次

1 INTRODUCTION **2**

1.1 宇宙線とは 2

1.2 π^0とは 3

1.3 目的 3

2 測定原理及び検出器 **4**

2.1 チェレンコフ検出器 4

2.2 veto counter 5

2.3 π^0について 6

3 DETECTOR の作製 **7**

3.1 Plastic scintillation counter の 製作 7

3.2 Lead glass calorimeter の製作 8

3.3 動作の check 8

3.4 Detector の組み立て 8

4 DATA TAKING SYSTEM **9**

4.1 ELECTRONICS 9

4.1.1 CAMAC モジュール 9

4.1.2 シンチレーション カウンターの High voltage system 11

4.2 Trigger 及び ON-line 処理 13

4.2.1 ELECTRON 及びγ線の測定 13

4.2.2 μ-e decay の測定 14

4.2.3 π^0の測定 14
4.3 OFF-LINE 処理 14
4.4 Veto 及び dead time 16

5 DETECTOR の CALIBRATION **18**
5.1 ADC の ENERGY CALIBRATION 18
5.1.1 PLATEAU 18
5.1.2 THROUGH μ を用いた ADC の ENERGY CALIBRATION 19
5.1.3 μ-e decay を用いた ADC の ENERGY CALIBRATION 20
5.2 TDC の CALIBRATION 22
5.2.1 FAST-TDC の CALIBRATION 22
5.2.2 SLOW TDC の CALIBRATION 22

6 TOF(Time Of Flight) **24**
6.1 TOF counter の必要性と利用目的 24
6.2 TOF counter による入射粒子の速度の測定方法 24
6.3 得た DATA の加工 25
6.4 Scintillator 中の光速の測定 26
6.5 宇宙線の速度分布 27
6.6 考察 28

7 予想される EVENT RATE **29**
7.1 期待される ELECTRON の FLUX 29
7.2 π^0についての理論予想 30
7.2.1 π^0生成の threshold energy について 30
7.2.2 観測される崩壊γについて 31
7.2.3 予想されるπ^0event 数 31

8 結果および解析 **34**
8.1 ELECTRON 及びγ線について 34
8.1.1 ELECTRON について 34

8.1.2 γ線について 36
8.2 π^0について 38

9 考察 **39**

9.1 ELECTRON 及びγ線について 39
9.2 π^0について 40

10 CONCLUSION **41**

図 目 次

2.1 Detecter の Setup 43

2.2 TOF counter を取り付けた Detector の Setup 44

4.1 Scintillation Counter の Plateau の測定 12

4.2 Data Taking System の構成 45

4.3 Plastic Scintillator の Efficiency の測定 46

4.4 TRIGGER LOGIC (ELECTRON 及びγ線) 47

4.5 TRIGGER LOGIC (DECAY μ) 48

5.1 Through μの測定 49

5.2 Through μ の ENERGY DISTRIBUTION (lead A) 50

5.3 Through μ の ENERGY DISTRIBUTION (lead B) 51

5.4 理論的に得られた Michael Spectrum 52

5.5 μ-e Decay からの Decay Electron の Energy Spectrum (LeadA) 53

5.6 μ の Life (Lead A) 54

5.7 μ-e Decay からの Decay Electron の Energy Spectrum (LeadB) 55

5.8 μ の Life (Lead B) 56

5.9 fast-TDC の Calibration の Setup 57

6.1 TOF counter の calibration の setup 26

6.2 TOF によるμのβの分布 58

7.1 宇宙線中のμの flux 59

7.2 simulation (π^0起源の 2gamma-coincidence) 60

8.1 Electron の Energy Spectrum 1 (Lead A) 61

8.2 Electron の Energy Spectrum 2 (Lead A) 62

8.3 Electron の Energy Spectrum 1 (Lead B) 63
8.4 Electron の Energy Spectrum 2 (Lead B) 64
8.5 γ線 の Energy Spectrum 1 (Lead A) 65
8.6 γ線 の Energy Spectrum 2 (Lead A) 66
8.7 γ線 の Energy Spectrum 1 (Lead B) 67
8.8 γ線 の Energy Spectrum 2 (Lead B) 68
8.9 2gamma-coincidence (TOF 無し) 69
8.10 2gamma-coincidence (TOF 有り) 70

表 目 次

4.1 CAMAC MODULES 9

4.2 ADC 10

4.3 fast-TDC 10

4.4 slow TDC 11

4.5 C1-1 の plateau 12

4.6 適正電圧 17

5.1 設定電圧 及び DISCRIMINATOR の THRESHOLD 19

5.2 μの Life 21

8.1 計測時間 34

8.2 ELECTRON の ENERGY SPECTRUM について 35

8.3 ELECTRON の EVENT RATE 36

8.4 ELECTRON の FLUX 36

8.5 計測時間 36

8.6 ENERGY SPECTRUM について 37

8.7 γ線の FLUX 37

第 1 章

INTRODUCTION

1.1 宇宙線とは

地球の表面には、proton を始め各種の原子核を主成分とする 10^9eV から 10^{19}eV の広い energy 分布を持った宇宙線が大体毎秒 1 個/cm^2ふりそそいでいる。これは一般に 1 次宇宙線とよばれている。いっぽう、地球表面は、水ほぼ 10m に相当する $1000g/cm^2$の大気に覆われている。これは nuclear interaction の m.f.p. の１０倍程度、radiation length の２５倍程度のきわめて厚いもので、このため 1 次宇宙線がそのままの姿で地上まで到達することはほとんどない。

この高い energy を持っている 1 次宇宙線は大気中の原子核と衝突し、その際 energy に応じて様々な反応を起こしながら大気中を走る。このとき、主にπ、K 中間子やより energy の低い核子、反核子が発生する。このうち、π、K 中間子は非常に短い寿命で比較的 energy の高い $e^{\pm}, \mu^{\pm}, \nu, \gamma$等に崩壊する。このうち、$e^{\pm}, \gamma$は、大気中で電磁シャワーを起こし、次の世代の $e^{\pm}, \gamma$をつくる。また、核子、反核子は、ある程度の energy を持って大気中を走るうち、反応を起こす。また、π^-, μ^-の一部も、ある確率で大気中の原子核に捕らえられてそれぞれ違った反応を起こす。このような反応が各粒子の energy が次の反応を起こせなくなる程小さくなるまで次々と起こり、結果として、多くの比較的 energy の低い $e^{\pm}, \mu^{\pm}, \nu, \gamma$が主に地上にふりそそぐ。

我々が地上で観測できる宇宙線とは、こういった 2 次的に生まれた粒子群である。

1.2 π^0とは

１９３４年、Yukawa は、原子核内で核子同士を結びつけている力について、原子核半径程度の到達距離を持つ核力の理論を発展させ、その核力の場の媒介粒子として、π中間子の存在を予言した。この粒子は、その後、１９４７年に C.P.Powell 等によるエマルジョンを用いた実験により、宇宙線起原の粒子として始めて発見され、また１９４９年には、R.Bjorklund 等の加速器を用いた実験でも観測され、Yukawa の理論が立証された。π中間子には、正および負の電荷を持つものと電荷を持たないものがあり、それぞれ、π^+、π^-、π^0 とよばれている。

1.3 目的

我々は今回の実験で、全立体角をプラスチックシンチレーターを用いた anti-counter で囲った、レッドグラスカロリーメーターを用意し、宇宙線中の電磁シャワー成分である $e^{\pm}$、γ線の測定および、宇宙線中の proton 起原のπ^0の検出を試みた。

第 2 章

測定原理及び検出器

2.1　チェレンコフ検出器

今回我々が、ELECTRON 及びγ 線のカロリーメーターとして用いたのは、レッドグラスチェレンコフ検出器である。屈折率 n の媒質中での光の速度は c/n であり (c は真空中での光速) この媒質中を荷電粒子が速度 $v \geq c/n$ で運動すると、$\cos\theta = 1/n\beta$の方向に円錐形に光をだす。これがチェレンコフ光であり、１９３０年代にチェレンコフらによって発見された。また、チェレンコフ光を輻射するための、荷電粒子の速度の下限は v=c/n で、このときβ=1/n である。このβに対応する荷電粒子のエネルギーを臨界エネルギーと言う。高エネルギーの ELECTRON あるいはγ 線がレッドグラスに入射すると、カスケード シャワーが発生して全エネルギーが損失される。電子のレッドグラス中でのチェレンコフ輻射の臨界エネルギーは、１００ KeV 前後の低いエネルギーであり、チェレンコフ輻射の光量は電子の通過した長さに比例するから、レッドグラス中でカスケード シャワーによって出たチェレンコフ輻射の総量は入射 ELECTRON またはγ 線のエネルギーに比例することになる。

また、発生するチェレンコフ光のスペクトルは周波数に関して一様で、電子が媒質中を x 飛んだときに周波数ν_1,ν_2 $(\nu_1 \geq nu_2)$ の間で輻射する光子の数は、

$$N = \frac{2\pi\alpha x}{c}(\nu_1 - \nu_2)(1 - \frac{1}{n^2\beta^2})$$

で表される。例えば、我々の用いたレッドグラスは n≃1.7 であるから電子 (v≃c) に対して 400∼750nm の間の波長の可視光線の光子の数は、大体４００個/cm である。

用いたレッドグラスの仕様は、以下のとうりである。

SF-5N lead-glass

size	205mm x 235mm x 252mm
density	4.08 g/cm^3
radiation length	2.54 cm
refractive index	1.7

またレッドグラスに取り付けた PMT の仕様も以下に示す。

R1250（浜松ホトニクス）

size	5 inch
gain	約 10^7
T.T.S	1.2 ns

2.2 veto counter

上記のようにレッドグラスを用いて入射粒子のエネルギーを測定することが出来るが、それだけでは入射粒子が何なのか特定出来ない。そこで我々は、プラスチックシンチレーターを veto counter として用いた。プラスチックシンチレーターはその中を荷電粒子が通過すると原子あるいは分子を励起して光を発生させる。この性質を利用することによって入射粒子に判断を加えることができるのである。我々は板状のプラスチックシンチレーターを 6 枚用意しレッドグラスを包み込んだ。こうしておくとμ が入射した場合は、レッドグラスを突き抜けるため、2 枚のシンチレーターを鳴らす。また electron が入射した場合はレッドグラス中で止まるため入射面の 1 枚だけを鳴らす。そしてγ線が入射した場合は、荷電粒子ではないのでシンチレーターは 1 枚も鳴らさないと言うわけである。

用いたプラスチックシンチレーターの仕様は以下のとうりである。

NE110

size	1000mm x 300mm x 10mm
density	1.032 g/cm^3
decay constant	3.3ns
refractive index	1.58

また、プラスチックシンチレーターに取り付けた PMT の仕様も以下に示す。

H1161 (浜松ホトニクス)

size 2 inch

gain 約 10^6

T.T.S 1.1 ns

2.3 π^0について

上記の検出器を応用することにより我々はπ^0 の検出を試みた。π^0(質量 $135.0\mathrm{MeV}/c^2$) は、8.4×10^{-17}s の寿命でもって次のように崩壊する。

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma$$

この 2 本のγ線を上記の検出器を 2 つ準備し個々にそのエネルギーを測定することによってπ^0を検出することができるわけである。(この 2 つの検出器を以降 LEAD GLASS A 及び LEAD GLASS B と呼ぶことにする。[1]) なお、π^0は、 2 つの検出器間にターゲットとして水を置いておきそこに宇宙線中の陽子や中性子が入射することによってできる。さらに、ターゲットに入射する粒子の TOF を測定して入射粒子を限定し back ground を減らすために target の上にプラスチックシンチレーターを 2 枚取り付けた。(図 2.2)

[1] 以降、本文または図、等において、 “Lead A” 又は “Lead B” と表した場合は、言葉通りの意味の “lead(鉛)” を示すものではなく、 ”Lead Glass A” 又は “Lead Glass B” のことを示すものとする。
また、Lead Glass を L.G と略記している個所もある。

第 3 章

DETECTOR の作製

我々の detector は plastic scintillation counter と lead glass calorimeter により構成される. 6 枚の plastic scintillation counter と lead glass calorimeter は L 字アングルにより作られたラックによって適当な位置に支持され、全体として機能するようになっている.

我々は 最終的にこれを 2 セット作った.(図 2.2)

以下、各々の構成要素に対する詳細を述べる.

3.1 Plastic scintillation counter の 製作

昨年の実験で使用されていた plastic scintillation counter は、そのまま流用できるものであったが、製作方法を学ぶ目的もあって、分解して作り直した。

巻かれているシート類を外した後、まず scintillator と light guide を分離した。これは、机の端などを利用して light guide の破損に注意しながら行なった。

次に、light guide と PMT(photomultiplier tube) を分離した。この作業は非常に力を必要とする困難なものであった。分離した scintillator 及び light guide の接着面は、固着した接着剤を大まかに外した後、紙やすり (No.60~2000) を使って磨き、その後 磨き粉 (プラピカル (株) メイバン) を使って磨き上げた。PMT のガラス面に固着した接着剤は 爪、ドライバー などを用いて取り除いた。

次に、これらを接着した。使用する PMT は、あらかじめダークパルスを観察して noise の程度や放電していないかなどを check しておいた。接着面に 接着剤 (optical cement: NE 581) を付け、動かさずに 約 1 日 固定した。固定のためには 専用のラックを L 字アングルで その都度 組み、ビニール紐、ガ

ムテープ などを用いた。
その後、接着したものを アルミニウムを蒸着したマイラーフィルムで 1 重に巻き、セロテープで張り合わせ、そのうえにブラックシートで 2 重に巻き、ブラックテープで張り合わせた。

3.2 Lead glass calorimeter の製作

まず lead glass 表面のシリコングリースを、イソプロピルアルコールで拭き取った。そして、lead glass を アルミニウムを蒸着したマイラーフィルムで包んだ。後に PMT(5 inch) を 付ける部分は、フィルムをあらかじめその大きさにくり貫いておいた。
その後シリコングリースで PMT を lead glass に取り付けた。lead glass の角が鋭利なため、圧迫されてマイラーフィルムが破れる恐れがあるので、フィルムの上からボール紙で lead glass を包み、その上からブラックシートで全体を包んだ。

3.3 動作の check

使用した PMT はあらかじめ dark pulse を見て異常の無いことを簡単に確かめたが、後になって 放電、発振、plateau、efficiency、計数率の異常、等により、また PMT、ライトガイドの接着不良による剥離も加わって 我々は数知れない接着作業を繰り返した。

3.4 Detector の組み立て

plastic scintillation counter を anti counter として機能させるため、Lead glass の 全立体角を 6 枚の plastic scintillation counter でカバーする必要がある。それぞれの plastic scintillation counter の位置を図 2.1の様に決定し、それらの支持のために必要なラックを L 字アングルで製作した。
plastic scintillation counter の固定にはガムテープ、ビニールテープなどを使用し、PMT の支持には、必要なら雑誌を重ねたものを枕の様に使用した。

第 4 章

DATA TAKING SYSTEM

4.1 ELECTRONICS

ここで、データ収集系がどのように成り立っているのかについて述べることにする。おおまかな構成は、図 4.2のとおりですべてのデータは、NIM,CAMAC を通して PC-9801 に読み込まれていく。そこでまず使用した CAMAC モジュールから説明をはじめる。

4.1.1 CAMAC モジュール

まず使用した CAMAC モジュールを、表 4.1にしてまとめておく。

	モジュール名	用途
ADC	Repic(RPC-022)	ELECTRON やγ線の energy を測定する。
Fast-TDC 1	海津製作所	lead glass A の anticounter 用。
Fast-TDC 2	Lecroy(2228A)	lead glass B の anticounter 用。
Fast-TDC 3	Lecroy(2228A)	TOF 用。入射粒子の速度を調べる。
Slow-TDC	KEK(Type1)	μ-e decay を検出しμ-life を調べる。
Scaler	OULNS(8461)	dead time の計算に用いる
Interrupt register	KEK-7701	veto をかける。

表 4.1: CAMAC MODULES

ADC について

leadglass で発せられた Cherencov 光は、PMT を通して電流に換えられ ADC で積分される。これより粒子の energy が測定できるわけである。用いた ADC の特性は表 4.2のとうりである。

	RPC-022
Bit Type	12 bit
Resolution	0.25 pC
Full range	1024 pC

表 4.2: ADC

TDC について

我々が用いた TDC は fast-TDC が 3 つ、slow-TDC が 1 つである。
このうち fast-TDC 2 つは、それぞれ LEAD GLASS A,LEAD GLASS B の anti counter 用である。この TDC の各アドレスにはアンタイのシンチレーター 6 枚が各々つながっており、トリガーが来たさいこの TDC が overflow していれば、anti-counter はなっていないと判断するわけである。fast-TDC のもう一つは、入射粒子の TOF を測るのに用いた。
fast-TDC の特性は、表 4.3のとおりである。

	Lecroy(2228A)	海津製作所
Bit Type	11 bit	12 bit
sec/count	100 psec	100 psec
Full Scale	205 nsec	410 nsec

表 4.3: fast-TDC

slow-TDC は、μの decay を調べるために用いた。μは、2.2 μsec で decay するので、これを捕らえるわけであるが、そのために計測 range の長い slow-TDC をもちいた。slow-TDC の特性は、表 4.4のとおりである。

	KEK(Type1)
Bit Type	16 bit
sec/count	20 nsec
Full range	1310 μsec

表 4.4: slow TDC

4.1.2 シンチレーション カウンターの High voltage system

レッドグラスの anticounter として用いる１２枚のシンチレーター及び TOF counter に用いる２枚のシンチレーターの PMT には high voltage がかけられる。これらは power supply を一定 (-2400 V) に固定しておき,、これを Zener diode divider によって各 PMT に適正な電圧に落とされて供給される。我々のシンチレーションカウンターに課せられるのは、どれだけ粒子をとりこぼさないかということなので、この適正電圧は、plateau 曲線及び efficiency を考慮して決定した。

PLATEAU 曲線について

anticounter

anticounter に用いた１２枚のシンチレーターは、片覗きである。Plateau のとりかたは、まず測定したいシンチレーター (C1) にもう一枚別のシンチレーター (C2) を重ね,C2 の PMT には適当な固定電圧をかけておく。そこで C1 の PMT の電圧を変化させ、その２枚のシンチの coincidence event の rate を計測しグラフに plot した。

TOF counter

TOF counter に用いた２枚のシンチレーターは、両覗きで計４本の PMT が付けられている。これらの PMT は、単に２本の PMT の coincidence をとっただけでは Plateau は、出なかった。

そこで 2 枚のシンチレーターを図 4.1の様に設置し、いろいろな coincidence 条件で C1-1 の Plateau をとったところ次のような結果が得られた。

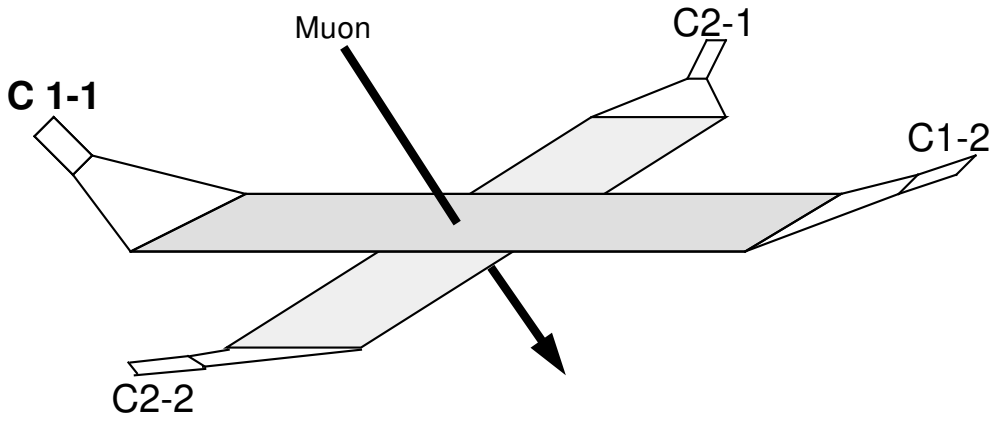


図 4.1: Scintillation Counter の Plateau の測定

	coincidence させる相手とその結果		
2-fold coincidence	C1-2 ×	C2-1 ×	C2-2 ×
3-fold coincidence	C1-2+C2-1 ○	C2-1+C2-2 ×	C2-2+C1-2 ○
4-fold coincidence	C1-2+C2-1+C2-2 ○		

表 4.5: C1-1 の plateau

表 4.5の中で○のついているものが、Plateau 曲線の得られた組み合わせである。つまり、両覗きのシンチレーターで、Plateau を得るためには「両覗きの相方の PMT と、さらにもう一枚別のシンチレーターの PMT の 3-fold coincidence が必要である」ことがわかった。この原因については、床 (コンクリート) からの低エネルギーバックグラウンドとの random coincidence などが考えられたが、結局解明することはできなかった。

efficiency

efficiency は、anticounter も TOF counter も同様な方法で測定した。図 4.3のようにシンチレーター (C1) を別の小さなシンチ 2 枚 (S1,S2) でその上下をはさみ、C1∩S1∩S2 の 3-fold coincidence rate と S1∩S2 の 2-fold coincidence rate の比で求めた。

この様な方法で、まず各 PMT で plateau を計測し、さらにこの plateau 領域内で efficiency を測定してみた。そこで efficiency が十分良い (我々は９７％を目標とした) 領域内で、各 PMT の gain ができるだけ揃うように適正電圧 を決定した。
ディスクリミネーターの threshold は、始めは最低の -30mV に設定しておいたが、これではかなりノイズを拾ってしまうことがわかったので今回の実験では -40mV で用いた。この様にして得られた PMT の適正電圧は、つぎの表 4.6のとおりである。

4.2 Trigger 及び ON-line 処理

4.2.1 ELECTRON 及び γ 線の測定

ELECTRON 及び γ 線は、同時に測定された。trigger は lead glass の PMT からのシグナルである。PMT からは、アナログ信号は 2 本出ているがそのうちの一つを discriminator にいれデジタル信号に変換し trigger として gate generator に入れられる。この gate generator からの信号 (幅 150 ns。 以下全て同じ) で ADC の gate が開けられ、またアンタイのシンチからの信号を受け入れる TDC の start がかけられる。
ところで ELECTRON event の background として lead glass 内で止まってしまう μ(stopping μ) が存在する。しかし、μは 2.2 μsec の寿命で崩壊するため delayed coincidence (0.2μsec $\sim$ 10μsec の間ゲートを開いた) をとることによって除くことが出来る。そこでこの gate generator の信号で SLOW-TDC の start もかけておきモニターした。(図 4.4)
各イベントごとに記録したデータは

(1) ADC の情報
(2) TDC の情報 $\times$6 (anti counter)
(3) SLOW-TDC の情報

である。

4.2.2 μ-e decay の測定

energy calibraion の際μ-e decay によって生じる ELECTRON の energy を測定する必要がある。この際の trigger logic は前節の ELECTRON 及びγ線の測定とほぼ同じで、違うのは ADC の gate が delayed coincidence で開かれるようになっている所だけである。(図 4.5)
ただ、μ-e decay event の rate は、lead glass の single rate に比べて非常に少ないため、前節のような方法で全イベントを記録していくと、μ-e decay event を十分に集めるためには相当な disk 容量が必要になる。したがって delayed coincidence のあったイベントだけ上記の(1)~(3)を記録し、その他のイベントは ON-LINE で cut した。

4.2.3 π^0の測定

π^0測定の際の trigger は **LEAD GLASS A と LEAD GLASS B の coincidence** である。coincidence からの pulse は gate generator で幅 150ns の pulse に換えられ、これで ADC の gate を開き、TDC の start をかける。イベントごとに記録したデータは、次の通りである。

(1) ADC の情報 $\times$2 (LEAD GLASS A,B)
(2) TDC の情報 $\times$12 (anti counter)
(3) TDC の情報 $\times$4 (TOF counter)
(4) ADC の情報 $\times$4 (TOF counter)

4.3 OFF-LINE 処理

前節のようにして作られた data は、いったん PC-9801RA のハードディスクに (20MB) 記録される。その後 data は、それぞれ次のような OFF-LINE 処理を施された。

ELECTRON について

ELECTRON が検出器に入ってきた場合は、入射口の anti counter を鳴らしてから lead glass に入って、そして止まる。従って前節のデータから、anti counter を 1 枚だけ鳴らしている event だけを選べばよい。しかし、これだけでは、stopping μ-on が background としてのっかってしまう。そこで SLOW-TDC が 10 μsec 以内に鳴っている event は、stopping μが decay したものとみなし排除した。

γ 線について

γ 線は、シンチレーターを鳴らさないため、前節のデータから anti counter を 1 枚も鳴らしていない event だけを選びだせばよい。しかし、この選出方法には重大な欠点があった。つまりこの方法で選びだした event というのは、lead glass のみが鳴っているという event なので、必然的に lead glass に付いている PMT のノイズがそのままのっかってしまうのである。当初このことに気付かずデータを見て戸惑ったが、オシロスコープで PMT の生パルスをよく観察した所、本来の信号よりも非常に鋭く幅の狭いスパークノイズがじばしば混じっていることが確かに確認された。このノイズは、ADC で見た時の discriminator の threshold よりも低エネルギーの所に立つので、threshold の位置を見極め、それ以下のデータを捨てることにより解決した。

μ-e decay について

μ-e decay の場合は ELECTRON と逆で anti counter が 1 枚だけ鳴っている event のうち、SLOW-TDC が 10 μsec 以内に鳴っているものを選び出した。

π^0について

π^0 event は、2 つの検出器で 2 γ を捕らえるためまず最初に $6 \times 2 = 12$ 枚の anti counter が 1 枚も鳴っていない event を選び出した。さらにπ^0を作る入射粒子 (PROTON) が TOF を通過しているはずなので、TOF counter に付けられている 4 本の PMT が全て鳴っている event を選んだ。最後に、この PROTON にのる background としての ELECTRON を区別するため、TOF の値を判断するわけであるが、これについては TOF の節で詳しく述べる。

以上のようにして得られたデータは、グラフにするため PC-9801 から SUN に送らなければならない。この転送は ETHER NET をもちいて行ないたかったが、その接続が間に合わず、そのために

PC-9801→5inch flopy disk→PC-9801→ 3.5inch flopy disk→osknw2→osksn1

といった、複雑なルートでデータの転送を行わなければならず、かなり繁雑な作業になってしまった。

4.4 Veto 及び dead time

一つの event の data を処理するためには、ADC の conversion time が、約 60μs であり、また計算機が読みとるのに数 ms かかる。そのために event が来た後、処理が終わるまで次のシグナルが来ないようにする必要がある。全てのシグナルは discriminator,coincidence 等を通った後 gate generator によって、ADC にゲートをかけ,TDC にスタートをかける。そこでこの gate generator の信号の一つを interrupt register にいれて gate generator に veto signal を返すことによって処理の終了まで veto をかけた。

この veto のために data taking に dead time が生ずる。この dead time は data taking のプログラムによって異なる。初期に用いた data taking program は 1 event ごとに画面表示、HARD DISK へ記録を繰り返していたため dead time が非常に長く 50 ms 前後あった。ところが ELECTRON 及びγ線の検出の際の event rate は 10 数 HZ あるためこれでは不十分と考え、画面表示、記録を 100event ごとに 1 回にして dead time を 7~8 ms(すなわち 0.7~0.8 %) に押さえることが出来た。

dead time の測定には CAMAC scaler を用いた。具体的には lead glass に付いている PMT からの信号 (clock からの信号よりもランダムなため、より正確に dead time を出せると、判断した (10 数 HZ のパルス)) を discriminator を通した後、その出力を 2 つに分け、 1 つをそのまま CAMAC scaler にいれて rate を測定し これを基準とし、もう 1 つを gate generator を通しそれを trigger として計測し、それらの rate の違いから dead time を求めた。

シンチレーター名	電圧 (V)
A1	-2000
A2	-2300
A3	-2000
A4	-2040
A5	-2400
A6	-2100
B1	-2200
B2	-2200
B3	-2400
B4	-2400
B5	-1900
B6	-2000
T1	-2300
T2	-2200
T3	-1900
T4	-2200

表 4.6: 適正電圧

第 5 章

DETECTOR の CALIBRATION

5.1 ADC の ENERGY CALIBRATION

5.1.1 PLATEAU

まず calibration の前に、lead glass に取りつける PMT の使用電圧を設定する必要がある。我々の ADC の energy calibration の方法は、lead glass を貫通するμ(through μと呼ぶことにする。) を用いる方法である。このため PMT にかける電圧は、through μ が確実に測定できる値に設定されなければならない。そこで図 5.1に示すように、PMT を取りつけた lead glass をやや浮かせてその上下に小シンチを入れる。そして lead glass と小シンチの coincidence rate を計測する。このようにして plateau curve を得ることができる。plateau 領域の電圧では、through μは確実に計測されていると考えることができるので、この領域に使用電圧を設定することにした。しかし plateau 領域上ならばどこでも良いという訳ではなく、上限が自ずから決められることとなった。この制約は後になって分かったことであるが、比較的高い電圧で PMT を使用した場合、PMT の真空劣化のため真の pulse の通過後約 1μs に after pulse が観測されるという現象が起こるためである。この現象はμの life を計測するために trigger 後 10μs の間 monitor したことによって観測することができた。また after pulse は、高電圧をかけた場合のみではなく threshold の値を低く設定した場合にも観測された。これらの条件を考慮に入れて PMT の電圧を設定した。二つの detector A、B が各々ほぼ同じ gain となるように電圧を設定した。設定された threshold と電圧を表 5.1に示す。

	threshold	電圧
A	-40mV	-1780V
B	-40mV	-1900V

表 5.1: 設定電圧 及び DISCRIMINATOR の THRESHOLD

5.1.2 THROUGH μ を用いた ADC の ENERGY CALIBRATION

ADC の energy calibration を行なう方法として、lead glass を鉛直方向に通過する through μが、lead glass 中で発する Cherenkov 光量を用いる。

lead glass 中での Cherenkov 光量と energy との関係は文献 [1] の beam test の結果を用いる。

この beam test では、200MeV の electron beam を lead glass に入射して行なわれた。 その結果として 200MeV の electron が lead glass 中で発する Cherenkov 光量は、μが lead glass 中を 27cm 通過する時に発する Cherenkov 光量に等しいという関係が得られている。このμの通過距離と Cherenkov 光量の関係、つまりμの通過距離と electron 換算での energy との関係が比例関係にあるとして、我々の実験で用いた lead glass と比較する。我々の実験の場合鉛直方向に通過するμは 23cm の距離を走るので、170MeV の energy を持つ electron に相当することになる。この関係を用いて ADC の energy calibration を行なった。

実際の setup は、図 5.1のように lead glass を 2 枚の小シンチではさみ入射方向を限定する。そして上下の小シンチ及び lead glass の triple coincidence で trigger をかけて、lead glass からの analog 信号を ADC の input に入れて through μを測定した。

このようにして through μ が Cherenkov 光として lead glass 中で loss する energy 分布を測定したものが図 5.2図 5.3である。through μ の energy 分布が、図のようになる理由は次のように説明される。

μが lead glass の小シンチに面している側に垂直に入射した場合、μが Cherenkov 光として落とす energy はある平均値のまわりに gauss 分布をする。しかし実際には小シンチに面している面の法線に対して角度を持って入射するμ-on も存在するため、そのようなμ に対しては法線に平行に入射するものよりも、lead glass 中での通過距離が長くなる。つまり energy loss は大きくなる。また入射μと lead glass を構成している原子の軌道電子との hard collision によって、軌道からはじき出された electron による Cherenkov 光も同時に測定されるため、得られる energy 分布は gauss 分布より energy の高い方に tail を引いた分布で Landau 分布をすると考えられる。

そこで図 5.2の peak の位置の ch 数を 170MeV に相当するとして ADC の calibration を行なった。

B の lead glass についても全く同様に考えられ, 図 5.3を用いて行った。

A、B 各々の calibration の結果を以下に示す。

$$A : 1ch \longrightarrow (0.634 \pm 0.008)MeV$$

$$B : 1ch \longrightarrow (0.634 \pm 0.004)MeV$$

5.1.3 μ-e decay を用いた ADC の ENERGY CALIBRATION

μには二種類あってμ^+とμ^-がある。これら二種類のμが lead glass に入射した場合を考える。ここでの議論は、lead glass を貫通することが出来ない程度の低 energy のμについてである。

まずμ^-の場合、lead glass を構成している原子の原子核のクーロン場に引き寄せられ原子に捕獲される。捕獲されたμ^-は本来の寿命に比べて短い時間で基底状態に達して、核に捕獲されるか自然崩壊する。原子核捕獲は、

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$$

のような過程で起こり、μ^-の mass のほとんどはν_μの kinetic energy として運び去られ核に与えられる energy は 30MeV 程度である。

μ^+については核に捕獲されることはなく、lead glass 中で

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu_\mu}$$

という過程で自然崩壊する。その寿命は約 2.2μs である。またこの崩壊は 3 体崩壊なので、decay electron の energy spectrum は michael spectrum となる。理論的に得られたμ-e decay からの decay electron の energy spectrum を図 5.4に示す。図 5.4の line-A はμの mass(106MeV) の 1/2 の値 (53MeV) をとる。つまり逆にいえば、我々の detector でこの decay electron の energy spectrum を測定することによって、ADC の energy calibration を行なうことが出来るわけである。

具体的な測定方法は、DTS の章ですでに説明したので、ここではそれによって得られた data について議論していく。まず得られた data が本当に decay electron のものであるかという確証が必要である。そのために decay electron であると思われる event の energy と同時にその検出時間も測定する。ここで言う検出時間というのは、μ^+ が decay する正にμの life そのものである。つまりでたらめな event を測定しているとしたら、この life は絶対に正しいμの life になることはないので、life が測定できていれば decay electron を検出しているという確証として十分であると考えられる。さらに detector 全体も正確に作動していることも確かめられる。実際に得られた life 及び decay electron の energy spectrum のグラフを、detector A、B について各々図 5.5-図 5.8に示す。各々の life は、表 5.2のとおりである。

	計測時間	event rate	life [μs]
A	25 時間	$(1.80 \pm 0.04) \times 10^{-2}$	2.16 ± 0.09
B	30 時間	$(2.01 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	2.19 ± 0.09

表 5.2: μの Life

こうして得られた decay electron の energy spectrum を用いて calibrate するわけであるが、まず detector A について議論していく。図 5.5を見ると、理論的に得られたグラフとはやや趣きが違う。これは実際には detector の resolution のために図 5.4の line-A よりも高い energy の所に spectrum がしみこんでくると考えられるためや、decay electron の全 energy の内の一部が、γ線の状態で lead glass から抜けてしまう効果 (我々の anti counter ではγ線は感知できない。)、threshold の効果などを考えると説明がつく。そして図 5.4の line-A がくると考えられる位置は、spectrum の peak よりも高 energy 側で、peak height の約 10-90%の領域であろうと考えられる。ADC の ch 数にするとほぼ 70-95ch ぐらいである。この範囲に 53MeV がくると考えた場合の energy calibration の結果は、

$$1\,[ch] \longrightarrow 0.56 \sim 0.76\,[MeV]$$

となる。through μを用いた場合は、

$$1\,[ch] \longrightarrow 0.639 \pm 0.004\,[MeV]$$

であったから、これらから through μを用いた energy calibration が、ほぼ 30%の誤差でなされているということができる。detector B についてもほぼ同様な結果が得られた。

5.2 TDC の CALIBRATION

TDC の count 数と start-stop signal の時間間隔の間の関係は、一般的にはほぼ線形であると考えられるが、どの程度の線形性があるのかを実際に確かめてみた。

今回の実験において用いた TDC には大きく分けて 2 つの種類がある。一種類目は、full range 1μs の TDC で、これは TOF 用と lead glass に入射する粒子の判別のためのもので anti-counter に用いた。もう一種類は、lead glass 中でのμ-e decay からの electron を検出するためのもので full range 1ms の TDC である。前者を fast-TDC、後者を slow-TDC と呼ぶことにする。

5.2.1 FAST-TDC の CALIBRATION

fast-TDC は start と stop の signal の間に constant current を流してコンデンサーを充電し、stop signal 後にその量を digital 化するタイプである。

fast-TDC の calibration は図 5.9に示すように、clock generator から degital 信号を 2 本取り出して、1 本は TDC の start に、残りの 1 本は delay cable を通して TDC の stop に入れる。delay cable は予め oscilloscope で delay time を計測しておく。

この方法で delay time の異なる cable (20ns から 140ns) を 5 本用いて、TDC の ch 数とその時の delay time との関係を求めた。

delay time を x[ns]、TDC の ch 数を y[ch] とすると直線で fit でき

よって TDC の 1ch あたりの時間は次のように calibrate することができる。

$$1ch \longrightarrow 約\, 0.1ns$$

ここまでは TDC の一つの adress についての議論であるが、他の adress についても同様に行なうことが出来る。その結果各 adress について 1ch に対応する時間は

$$1ch \longrightarrow 0.097 \pm 0.02ns$$

という結果が得られた。

5.2.2 SLOW TDC の CALIBRATION

slow-TDC は fast-TDC とは異なり、start から stop までの間水晶発振 (50MHz) の count を数えることにより時間を測るタイプである。そのため TDC の ch 数と start-stop 間の時間間隔との間の線形性

は、fast-TDC に比べてかなり良いものとなっている。実際に fast-TDC の場合と同様な方法で ch 数-時間の関係を測定した。

fast-TDC と同様に delay time を x[ns]、TDC の ch 数を y[ch] とすると 1 次式で fit できる。

しかし slow-TDC の場合は、上述の理由で線形性が非常に良くそのため計測誤差の範囲内で各 address での時間と ch との対応関係は一致しているとみなした。結果は以下のとおりであった。

$$1ch \longrightarrow 20ns$$

第 6 章

TOF(Time Of Flight)

6.1 TOF counter の必要性と利用目的

最初 我々は TOF counter が無い状態の detector で測定を行なった。π^0 が崩壊して出る 2 本の γ線の energy を lead glass で測定し、その和がπ^0 の 静止エネルギー近辺である所にイベントが多く観測される事を期待した。

background は γ線 もしくは anti counter の inefficiency によって γ線と誤認された荷電粒子が考えられ、そのレートは 10^{-7} (Hz) のオーダーであると思われたが、測定の結果それ以上の background が観測された。(グラフ) background の多さは、e や γ が シャワーとして降ってくるため coincidence しやすいのではないかと考えている。

そこで、TOF counter を設け target への入射粒子の速度を知ることにより background を減らすことを試みた。

6.2 TOF counter による入射粒子の速度の測定方法

μが TOFcounter 上部中央に入射した時間を $t = 0$ とする。また、PMT 1 ~ 4 に scintillation 光 が到着した時間を t_1~t_4とする。

μ の速度を V とすると

$$V = \frac{L}{t \cos\theta} \text{.....(1)}$$

(1) 式中の t、$\cos\theta$ を

$$v(t_3 - t) + v(t_4 - t) = l$$

$$\tan\theta = \frac{y - x}{L}$$

$$x = vt_1 - l/2$$

$$y = v(t_3 - t) - l/2$$

(ただし、v は scintillator 中の光速)

なる 4 式により t_1~t_4,l, および v で表すと入射粒子の速度 V は

$$V = \sqrt{\frac{v^2(t_1 + t_4 - t_2 - t_3)^2 + 4L^2}{(t_3 + t_4 - l/v)^2}}$$

となる。

以上により、t_1~t_4、L、l、v の値から V の 値を得ることができる。

6.3 得た DATA の加工

我々が実際に得るのは TDC の START から STOP までの 時間差の DATA ; T_1~T_4 である。必要なのは t_1~t_4 なので、得た DATA を加工して t_1~t_4 の値を得る過程の詳細を以下に述べる。

PMT 1~4 から TDC の INPUT までの 信号の delay を 各々d_1~d_4 とし、coincidence start の delay を d とする。

T_1~T_4 と t_1~t_4, d_1~d_4, および d との間には

$$T_1 = (t_1 + d_1) - (t_1 + d) = d_1 - d$$

$$T_2 = (t_2 + d_2) - (t_1 + d) = (t_2 - t_1) + d_2 - d$$

$$T_3 = (t_3 + d_3) - (t_1 + d) = (t_3 - t_1) + d_3 - d$$

$$T_4 = (t_4 + d_4) - (t_1 + d) = (t_4 - t_1) + d_4 - d$$

なる関係が成り立ち、また、

$$t_1 + t_2 = l/v$$

である。d, d_1~d_4 の絶対値は知る必要はない。その理由は、上述の 5 つの式から分るように、d の値は消えることになり、残りの各 delay については d_1~d_4のうちの一つを基準としてその基準からの時間差、例えば $d1$ と $d2$ の差が分っていればよい。この時間差は detector を組む前に calibration しておかなければならない。calibration の方法は、図 6.1のようにセットして行う。

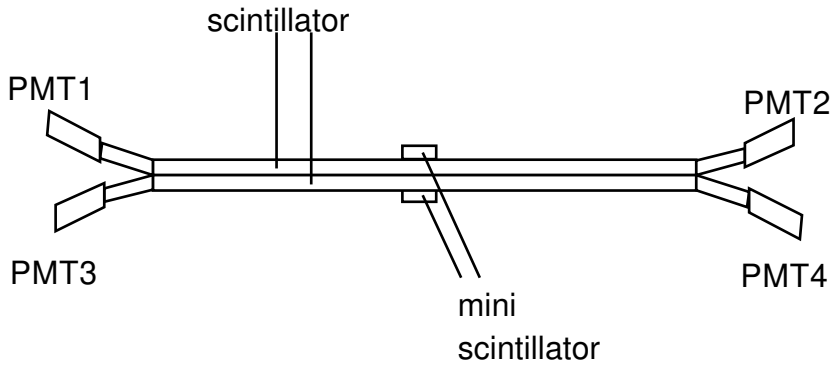


図 6.1: TOF counter の calibration の setup

中心の miniscintillator の double coincidence で trigger をかけ、各系からの PMT の signal を TDC で計測する。つまり scintillator の中心に入射した粒子に対しては、scintillation 光が PMT に detect され electric signal に変換されるまでの間には、各系において差は無いと考える分けである。そうすることによって各系での delay の相対差が得られるわけである。よって以上 5 式から t_1~t_4 が得られることになる。

6.4 Scintillator 中の光速の測定

入射粒子の速度の測定には scintillator 中の光速が必要である。以下その測定方法の詳細および測定結果を述べる。

まず TOFcounter のどちらか一方 の端で小シンチレーター 2 つの coincidence で TDC を START させ、適当に delay させた PMT 1 の信号で STOP する。次に もう一方の端で同じ測定をする。それぞれの位置で得た DATA の差から scintillator 中 の光速が求まる。

実際には小シンチレーター 2 枚 および両方に PMT を接着した scintillation counter を用いて測定しており PMT 2 を用いても、同時に同様の測定を行なっている。よって光速の値は 2 つ得られ、我々はそ

れらの相加平均である

$$v = 1.26 \times 10^8 (m/s)$$

を scintillator 中の光速の測定値として採用した。この値は scintillator の屈折率から求めた値 (1.89×10^8 (m/s)) よりも小さい値であるが、その理由は scintillator の劣化により scintillation 光に対しての透明度が低くなっているため、scintillation 光の減衰により実際よりも discriminator の threshold に達するまでの時間が長く計測される効果 (slewing) や、scintillation 光が PMT まで到達する時、直接光のみでなく、何度か反射した光も存在するため、PMT が認識することのできる光量が到達するまでには幾分かの時間のずれあり、そのために予想値よりも遅い速度として測定されてしまうことによるものと考えられる。前者の効果につては、原理的には slewing の補正により解決することができるが、我々の実験においては TOFcounter に用いた scintillator の ADC の情報を測定していないため補正することはできなかった。

6.5 宇宙線の速度分布

π^0 の観測において我々が対象とするイベントは trigger をかけ、かつ TOF を鳴らしたものである。background としては γ線の accidental coincidence で trigger がかかり、その時 TOF を荷電粒子が鳴らすというイベントが考えられる。

得たイベントの TOF の速度の分布は、π^0 の崩壊に起因するイベントに関しては $\beta = 0.48 \sim 0.7$ 程度のものが期待され、background によるものは元の宇宙線の分布に従うと考えられる。宇宙線は μ-on が支配的であるので、地上における μ の peak を peak として持つ分布となるであろう。

μ の地上での peak は 800 (MeV) であり、天井のコンクリート (密度 約３ g / cm^3, 厚さ 約 75 cm) で energy を loss して、およそ３５０ MeV, β にして 約 0.95 が 我々の detector で観測される宇宙線の peak となると予想される。

TOF によって coincidencce がもう１つ追加される事、そして我々がπ^0 のイベントとして期待しているものは TOF の値が $0.48 \sim 0.7$ のイベントであり、宇宙線の peak と予想される $\beta = 0.95$ と離れており、この近辺では比較的 background のイベントが少ないと考えられる事、以上２点より、イベント数が統計的にものが言えるのに十分なほどあり、我々の関心のある β の領域における background が十分少なければ、得たイベントの速度の分布は元々の宇宙線の分布に重ねて $\beta = 0.48 \sim 0.7$ 付近にもう１つ peak が出る事が期待される。

地上での宇宙線の速度分布を知っておく必要があり、これを測定した。結果は以下に挙げる。

6.6 考察

electron の flux が 1×10^{-2} $(cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1})$ の程度 であるのに対し、μ の flux は 0.8×10^{-2} $(cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1})$ である。proton の flux はこの 3 桁落ち程度であるので、我々の測定した宇宙線の速度分布は ほぼ μ の速度の分布である。

測定の結果、peak はおよそ $\beta = 0.9$ であり予想よりも低い。(6.2) これは PMT の pulse の slewing によって TDC の STOP が遅れ、t_1~t_4 が実際よりも値が大きくなり、特に V を求める式の$\sqrt{\frac{分子}{分母}}$ の中の分母に影響を与えてこれを大きくし (分子は t の負の項があるので t_1~t_4 の増大の影響が少ない) V の値を実際より小さくしているのではないかと考えられる。個々のイベントに対する、TOF に付いている PMT からの pulse の ADC の DATA を使えば補正は可能であるが、その DATA を取らなかったので、できなくなってしまった。

第 7 章

予想される EVENT RATE

7.1 期待される ELECTRON の FLUX

地表付近で期待される electron の flux について考える。まずμの flux との比から求める。μの flux については文献 [2] より、およそ、

$$f_\mu \simeq 0.8 \times 10^{-2} \qquad [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$$

である。地表付近におけるμと電磁シャワー成分との flux の比は約 7:3 であるので、これより electron の flux は、

$$f_e \simeq 0.3 \times 10^{-2} \qquad [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$$

の程度である。

これは、文献 [2] においても同程度の値であるし、また文献 [3] からの図 7.1において、我々が今回測定した程度の energy（数 100MeV 程度以下）を考えるとほぼ一致することが分かる。それ故地表付近での electron の flux は、

$$f_e \simeq 10^{-3} \qquad [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$$

の order であると考えられる。

7.2 π^0についての理論予想

7.2.1 π^0生成の threshold energy について

proton-proton もしくは proton-neutron の非弾性散乱でπ^0がつくりだされる場合、その最低の energy 状態というのは、力学的には、重心系で見たとき、2 つの核子が衝突したのち、π^0ができて 3 つの粒子が静止する場合である。すなわち衝突前の重心系の全 kinetic energy がπ^0の質量 energy より大きければπ^0を生成することが可能である。

ここで本実験におけるこの threshold energy について考える。target は H_2O分子中の核子である。分子自体の kinetic energy は $kT \simeq 0.25eV(T = 300K)$ 程度であり、分子中の原子核同士の binding energy は 5eV 程度であるから、数 100MeV で入射してくる proton にたいしては、target 中の原子核は止まっているとみなせる。一方、核中の核子については、原子核の Fermi 模型にしたがえば 1 核子あたり平均 24MeV の kinetic energy をもっている。このため、我々の実験での energy 領域では、これは無視できない。いま、total energyE_i、momentum$\vec{P}_i$を持った proton が target に入射してきて energyE_t、momentum$\vec{P}_t$の proton と角度θで衝突したとする。このときのそれぞれの proton の重心系での total energy を $E^\star$とすると、この系の invariant mass から

$$(E_i + E_t)^2 - 2(\vec{P}_i + \vec{P}_t)^2 = (2E^\star)^2$$

がなりたつ。また、先程の議論より、π^0ができる条件は、

$$2E^\star \geq 2m_p + m_{\pi^0}$$

であるので、これらの式から

$$2m_p^2 + 2E_iE_t - 2\vec{P}_i\vec{P}_t cos\theta \geq (2m_p + m_{\pi^0})^2$$

が得られる。ここで$\theta = \pi$、即ち 2 つの proton が正面衝突したとき上式の左辺が最大となり、proton、π^0の質量 $m_p = 938.2MeV/c^2$、$m_{\pi^0} = 135.0MeV/c^2$、target の energy$E_t = 962.2MeV$、momentumm$|\vec{P}_t| = \sqrt{E_t^2 - m_p^2} = 213.6MeV/c$ を代入するとπ^0生成の threshold energy134.0MeV がえられる。このときの proton の速度は、$\beta \simeq 0.48$ となる。target が O 原子核中の neutron のときも、同様の計算からえられるが、neutron の質量は $m_n = 939.6MeV/c^2$で proton のそれとほぼ同じであるので、threshold energy もほぼ同じとなる。また、target が H 原子核の proton のときは、先程の議論から、target は静止していると考えられるので先程の式で $E_i = m_t$、$|\vec{P}_t| = 0.0MeV/c$ として計算して 279.7MeV($\beta \simeq 0.64$) をうる。

7.2.2 観測される崩壊γについて

target 中で生成したπ^0は、π^0静止系では life time $\tau = 8.4 \times 10^{-17} sec$ で 2γに崩壊する。そのときの、それぞれのγの energy は質量 energy のちょうど半分、すなわち 67.5MeV であるが、それを実験室系で観測する時は、π^0の運動によって Lorentz boost される。π^0の実験室系に対する速度が vのとき、π^0静止系において、このπ^0の momentum の方向より$\theta^\star$の角度をもって出た energy E_cのγ線は、実験室系では

$$E_l = \frac{1}{2} m_{\pi^0} \gamma_0 (1 + \beta_0 cos\theta^\star)$$

(ただし、$\beta_0 = v/c, \gamma_0 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$)

の energy をもって観測される。次項での detector の efficiency 計算で用いた Monte Carlo simulation で detector に入った 1000 個のπ^0起源のγの energy 分布を fig7.2に示す。また、崩壊して出る 2 本のγの方向も、実験室系では

$$\theta_l = tan^{-1}(\frac{sin\theta^\star}{\gamma_0(\beta_0 + cos\theta^\star)})$$

と Lorentz boost をうける。

7.2.3 予想されるπ^0event 数

期待されるπ^0event 数 'N' について、次の式が成り立つ。

$$N = T\varepsilon n \int f(E, cos\theta)\sigma(E) dE d\Omega$$

ここで、各数値について、検討してみる。

1. T; Live time

   実際に detector を走らせてπ^0seach を行なう時間であり、今回の実験では、１０日$= 8.64 \times 10^5$s 程度を予定している。

2. ε; detection efficiency

   target 中で作られたπ^0のうち、実際 detector で観測できる割合で、これは、計算機で以下に挙げる仮定のもとに Monte Carlo simulation を行ない計算した。

   (a) target に入射した proton が衝突する可能性は、target 中の H_2O 分子中のどの核子に対してもひとしい。

(b) proton-proton 散乱での$\pi^0 production\ cross\ section$ と、proton-neutron 散乱のそれはひとしい。

(c) 作られたπ^0の momentum の方向は重心系で等方的とし、その energy は、３体崩壊の Dalitz plot に従うものとする。

(d) target は、$40cm \times 32cm \times 35cm$ の直方体とする。

(e) レッドグラスは、各軸長さが $(23.5cm, 25.2cm, 20.5cm)$ の楕円体と近似し、２本のπ^0から崩壊してでたγがそれぞれ左右のこの楕円体を通過するとき、π^0は観測されたとする。

計算の結果、我々の detector の efficiency は 1.0×10^{-2}である。

3. n; target 数

実際に入射してきた proton からみた target 数であるが、target の H_2Oは、ほぼ直方体の容器に入っているため、proton がそれに入射する場所、方向によって proton が容器中を走る距離も変わり、実際に衝突できる target 数もそれによって変化する。そこで、計算機で次の様な Monte Carlo simulation を行ない、proton が容器中を通過する平均距離を計算した。まず、detector 全体を囲む球面を考え、その球面上の任意に２点をとり、それらを結んで直線を作る (等方的な flux の発生)。この直線のうち、２枚の TOF-counter および target 容器を通過した直線を選びだし、容器を通過した距離の平均を計算した。実際の計算では、中心を target の中心とする半径 180cm の球面から 5×10^7本の直線を発生させた。その結果、先の条件にあうのは 11739event であった。それらの直線の target 中での平均通過距離は、30cm であり、これを proton からみた target 容器の平均の深さとする。target 容器の上面の面積は、$40cm \times 32cm = 1.28 \times 10^3 cm^2 (= 1.28 \times 10^{-1} m^2)$であり、室温での H_2Oの density を $1.0 g/cm^3$、１ g の物質中にある核子数は $1mol = 6.02 \times 10^{23}$個であるから、入射 proton からみた実効 target 数は

$$n = 1.28 \times 10^3 \times 30 \times 1.0 \times 6.02 \times 10^{23} = 2.3 \times 10^{28} (個)$$

となる。

4. f(E,cosθ); proton flux

地上における宇宙線中の proton flux は文献 [3] の値を用いた。ただし、我々の実験は屋内で行なったため、proton が壁や天井中を通り抜けてくる際、energy が失われこの flux も変化する。昨年の

長島研究室の卒業論文より、proton flux についてもこの文献での数値の１０分の１程度と仮定すると、我々が実験室でえられる proton flux は、実験で用いる energy 領域 (kinetic energy について 140MeV≤E≤375MeV) では、近似的に

$$f(E) = 6.0 \times 10^{-4} \times E^{-1.8} (cm^{-2} MeV^{-1} s^{-1} sterad^{-1})$$

で与えられる。

5. Ω; proton が target に入射してくる'窓'の立体角

target に入射する proton は TOF-counter を通過することが要求されるが、target からみたこの TOF-counter の見込み立体角について考える。3. で用いた simulation の結果より、solid angle は

$$S\Omega = 4\pi^2 r_0^2 \frac{TOF counter と\ target\ を通過した\ event\ 数}{発生させた\ event\ 数} \times \frac{1}{2}$$

$$= 4 \times \pi^2 \times 1.8^2 \times \frac{11739}{5 \times 10^7} \times \frac{1}{2} = 1.28 \times 10^{-2} (m^2 Sr)$$

と与えられ、target の表面積は先程の計算より $S = 1.28 \times 10^{-1} m^2$ であるから、この立体角は

$$\Omega = 1.0 \times 10^{-2}$$

6. σ(E); π^0production cross section

proton-proton 散乱でのπ^0生成の断面積も文献 [3] の数値を用いた。proton-neutron 散乱でのそれもほぼ同程度とすると、proton が target 中でπ^0を作り出す断面積は、図より先程と同じ energy 領域において近似的に

$$\sigma = 1.1 \times 10^{-40} \times E^{5.1} (cm^2)$$

と与えられる。

我々が今回考えている宇宙線中の proton は kinetic energy が 140MeV から 380MeV まで ($0.48 \geq \beta \geq 0.7$) である。以上の値を用いて計算すると、今回の実験で得られる event 数は、

$$N \sim 4 \times 10^{-3}$$

となり、今回の実験の我々の setup では、有為な数のπ^0が検出されることはないと予想される。

第 8 章

結果および解析

8.1 ELECTRON 及びγ線について

8.1.1 ELECTRON について

実験目的の内の一つである electron の enegry spectrum、及び flux の測定の結果を示す。今回の実験における計測時間は detector A、B について、それぞれ表 8.1に示す通りであった。

	計測時間
A	6.6 時間
B	8.7 時間

表 8.1: 計測時間

我々の実験で得られた electron の energy spectrum を二つの lead glass A、B についてそれぞれ図 8.1-図 8.4に示す。

また各 calorimeter についての threshold、event rate、及び、log-log plot での spectrum の傾きを表 8.2に示す。

次に electron の flux を求める。

	threshold	event rate	傾き
A	約 35MeV	0.289 ± 0.003	$E^{-3.24\pm0.03}$
B	約 35MeV	0.415 ± 0.004	$E^{-4.21\pm0.02}$

表 8.2: ELECTRON の ENERGY SPECTRUM について

本来ならば simulation を行ない、室内における電磁シャワー成分の flux の角度分布 を求め、その結果に添うように解析すべきであるが、ここでは仮定として、flux を下向き等方であるとし、さらにほぼ立方体である我々の calorie meter を半径 10cm の球で近似することにする。これはかなりの近似ではあるが、経験的にも大きく的外れなものではないと考えられるし、また flux の order を評価するうえでは簡潔で有効な手段である。

flux と諸量との関係は次式で与えられる。

$$R = \int f \; s \; d\Omega$$

ここで、

R : event rate $[sec^{-1}]$

f : flux $[cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$

s : acceptance $[cm^2]$

Ω : 立体角 $[sr]$

である。

上述の近似においては、

$$s = \pi \times 10^2 \; [cm^2]$$

$$\int d\Omega = 4\pi \; [sr]$$

と書くことができる。

flux の評価に用いる event は、threshold の値よりもやや上以上の event を用いることにする。A,B ともに 40MeV 以上の event について評価を行なった。この時 A 及び B の event rate は (表 8.3)、

	event rate
A	0.224 ± 0.003
B	0.291 ± 0.003

表 8.3: ELECTRON の EVENT RATE

であるから求める flux は表 8.4のような結果が得られた。

	flux $[cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$
A	$(1.13 \pm 0.02) \times 10^{-4}$
B	$(1.47 \pm 0.02) \times 10^{-4}$

表 8.4: ELECTRON の FLUX

8.1.2 γ線について

次にγ線の energy spectrum、及び flux の測定結果を示す。γ線の測定時間も electron の場合と同じく detector A、B 各々について (表 8.5)、

	計測時間
A	6.6 時間
B	2.4 時間

表 8.5: 計測時間

であった。

実験で得られたγ線の energy spectrum を、二つの detector A、B についてそれぞれ図 8.5-図 8.8に示す。

各 calorimeter についての 40MeV 以上での event rate、log-log plot での spectrum の傾きは (表 8.6)、

	event rate	傾き
A	0.216 ± 0.003	$E^{-1.74\pm0.02}$
B	0.534 ± 0.004	$E^{-2.00\pm0.004}$

表 8.6: ENERGY SPECTRUM について

であった。

次にγ線の flux を求める。γ線の場合も electron の場合と同様な方法で評価した。得られた結果を表 8.7に示す。

	flux $[cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$
A	$(1.09 \pm 0.02) \times 10^{-4}$
B	$(2.71 \pm 0.02) \times 10^{-4}$

表 8.7: γ線の FLUX

8.2 π^0について

今回の実験での detector の live time は、合計 $9.997 \times 10^5 sec(11$ 日) であった。このうち左右のレッドグラスの 2-γcoincidence event は合計 126events(fig8.9), このうち、TOF-counter も鳴らした event は、2events(fig8.10) のみであった。ただし、これらの event で TOF-counter を鳴らした荷電粒子の速度の測定値はそれぞれ$\beta = 0.78 \pm 0.23$ と$\beta = 0.91 \pm 0.27$ であって、本実験ではこれを proton であると同定できない。したがって、この 2events がπ^0生成 event と、宇宙線中の $e^{\pm}$成分が target 中で電磁シャワーを起こした event との区別ができず、今回の実験では、π^0生成 event は検出できなかった。

また、target を除いた back ground は、fig8.9 であった。

今回の実験の結果における、

$$A = \int_{140}^{380} f\sigma dE(E\text{は}proton\text{の}kinetic\ energy\text{で単位は}MeV)$$

の upper limit は、90%confidence level で

$$A \leq 1.0 \times 10^{-30}$$

であり、実験前の予想 ($A \sim 1.9 \times 10^{-33}$) と矛盾しない。

第 9 章

考察

9.1 ELECTRON 及びγ線について

ここで electron について期待される flux(f_{expect}) と、実際に得られた flux(f_{test}) をもう一度示す。

$$f_{expect} = \text{約}\ 3 \times 10^{-3} \qquad [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$$

$$f_{obs} = \text{約}\ 1 \times 10^{-4} \qquad [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$$

二つの flux の間には二桁のさがあるが、実際「期待される flux」というのは、宇宙線が遮蔽されることなく地表に到達した場合に期待される flux である。今回の実験は、地上 4 階建ての鉄筋コンクリートのビルの 1 階で行なわれたため、ビルの床や、天井などに吸収される効果を考慮する必要がある。我々が実験を行なった建物に使用されているコンクリートについて、実際に調べられた結果 (文献 [4]) を参考にすると、一般的な shielding コンクリートとほぼ同じ組成であることが分かる。実験が行なわれた建物のコンクリートは、厚さが $15cm \times 5$ 層 $= 75cm$ で、radiation length は 10.5cm である。つまり 7 radiation length の物質に相当する。この物質量では宇宙線の flux は、およそ 1000 分の一程度になる。しかし電磁シャワー成分は、対生成や bremsstrahlung を起こし低 energy の flux は増加する因子も存在する。これら吸収と生成の 2 つの因子が最終的な flux を決定することになる。電磁シャワー成分の正確な吸収率及び生成率は、simulation を行なわなければならないが、以上の議論で二つの flux の違いは定性的には説明できると考えられる。

またγ線についても、electron の場合とほぼ同じ結果が得られた。electron とγ線は先程も述べたように、対生成及び、bremsstrahlung を物質中で繰り返すため、お互いに可換であると考えられるから、建物の中でほぼ同じ flux が得られたのは納得のいく結果であると思われる。

さらに 2 つの lead glass における spectrum の違いは、electron については、lead glass B のほうの spectrum は A のほうの spectrum と比べるとやや違うのが分かる。この違いは B のほうの detector の anti counter として用いた、scintillation counter の inefficiency のため荷電粒子 (主にμ) を electron と誤認したものが含まれていると考えられる。

またγ線についても上述と同じ議論から主に electron がγ線と誤認されることがおこるためと考えられる。A のほうの detector については lead glass に取り付けた PMT の性質によって、スパークノイズによる signal で trigger がかかるため threshold 以下のところに大きな peak ができることになると説明される。

9.2 π^0について

今回の実験で観測された 2-γcoincidence event について考える。今回測定した実験室内でのγ線の flux から考えて違った起源を持つγの random coincidence とは考えられず、Background (fig8.10) の測定結果から考えて天井などで発生した電磁シャワーやπ^0などの同じ起源のγ成分が 2 つのレッドグラスに入射した event であったと考えられる。

結局、我々は、π^0event を検出できなかったが、今後π^0event を検出するための工夫として、以下のことが考えられる。

1. detector の live time をのばす。
2. target 中からの崩壊γ線を逃さないために、target を囲むようにレッドグラスを配置し、detector の acceptance を上げる。
3. 入射 proton の flux の建物中のコンクリート中での loss をなくすため、detector 全体を屋外におく。
4. TOF-counter のシンチ間の距離を広げて TOF の分解能をあげ、宇宙線中の $e^{\pm}$やμ粒子と区別できる proton の energy 範囲を広げる。

このうち、2 及び、3 項については、event 数をそれぞれ 1 桁程度ずつ上げることが、可能であると考えられる。4 項については、シンチ間の距離を広げることによって target から見た proton の入射 '窓' が小さくなるという効果も考慮にいれなければならない。

第 10 章

CONCLUSION

今回の我々の実験で得られた結果についてまとめる。一つめは、宇宙線中の electron および、γ線の flux について、室内 (長島研 B132) で測定した。その結果 energy が 40MeV 以上の成分の flux は

$$f_{obs} \simeq 1 \times 10^{-4} \qquad [cm^{-2}sec^{-1}sr^{-1}]$$

という値が得られた。このうち、宇宙線中の電磁シャワー成分、つまり electron およびγ線については、考察でも述べた通り、コンクリートで覆われた建物中で測定を行なったことを考慮すれば、それぞれ文献 [2] 中の過去の測定結果よりおそらく説明できるであろう。

二つめは、宇宙線中の proton 起源のπ^0の探索である。測定時間は合計 9.997×10^5sec (約 11 日半) でπ^0candidate は、2event であった。これより得られた結果は以下のようなものである。

$$\int f\sigma dE_{proton} < 1.0 \times 10^{-30} \qquad (140MeV \leq E_{proton} \leq 380MeV)[90\%CL]$$

今回の我々のπ^0探索では、実験の途中で、文献 [3] 中の数値及び、Monte Carlo simulation により、event rate を評価した。得られた予想値は、

$$A = \int_{140}^{380} f\sigma dE \sim 1.9 \times 10^{33\pm1}$$

であった。このことから、我々の detector は 10^2~10^4 の程度 sensitivity が足りなかったのではないかと思われる。

π^0の candidate である 2event は、現段階では本物のπ^0の event であるのか、background であるのかを判別することはできないと考えられる。しかしながら、我々は A の値の limit を算出する際、念のため background を引かずにこの 2event を用いて求めた。また、予想値の評価は実際に実験を開始する前に行うべきであった。

さらに、この detector でπ^0を探索するためには、統計量を $10^{3\pm1}$倍以上増やし、今回観測された background を正しく理解してそれを取り除くように工夫することによってπ^0を検出することができるようになると考えられる。

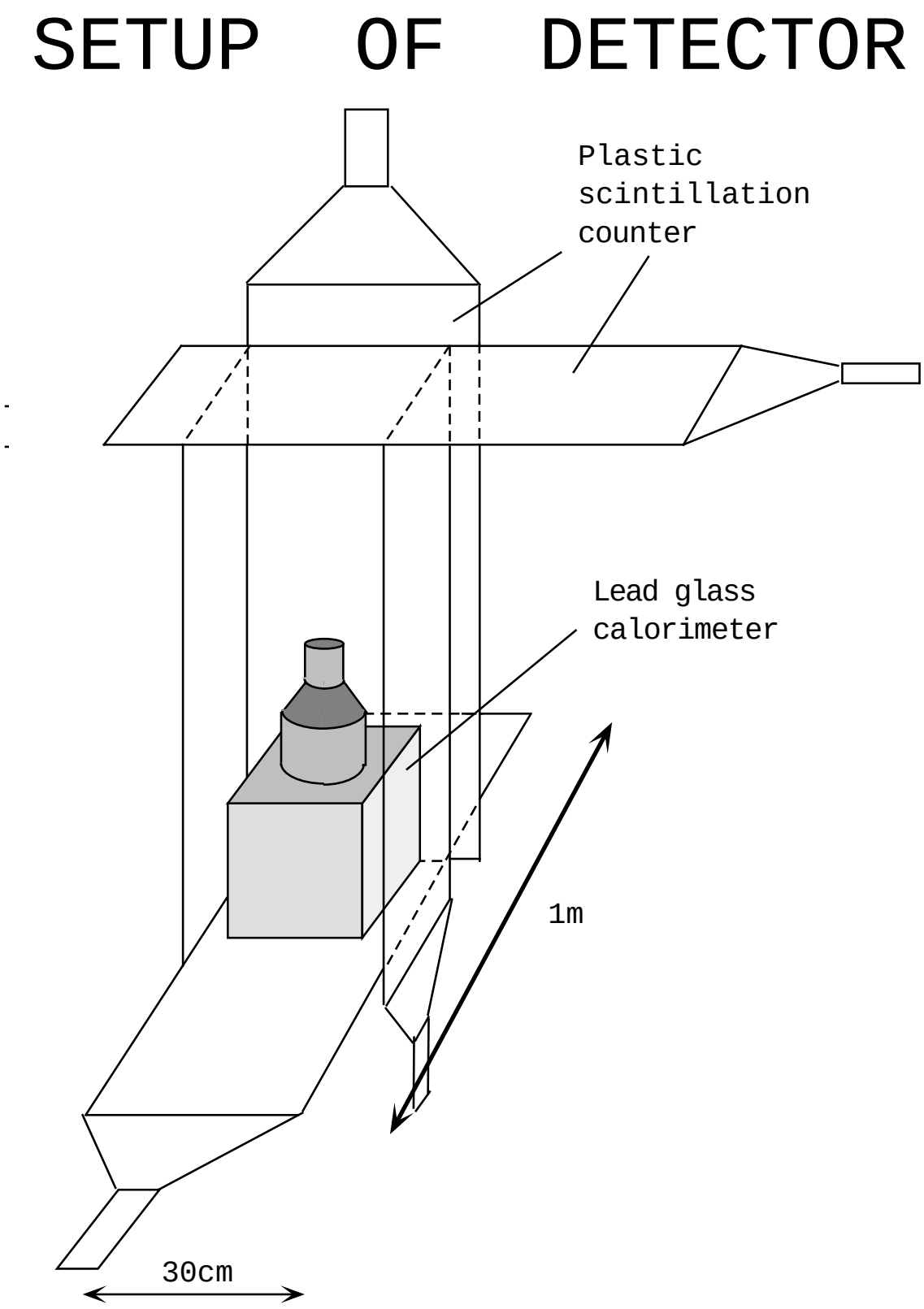


図 2.1: Detecter の Setup

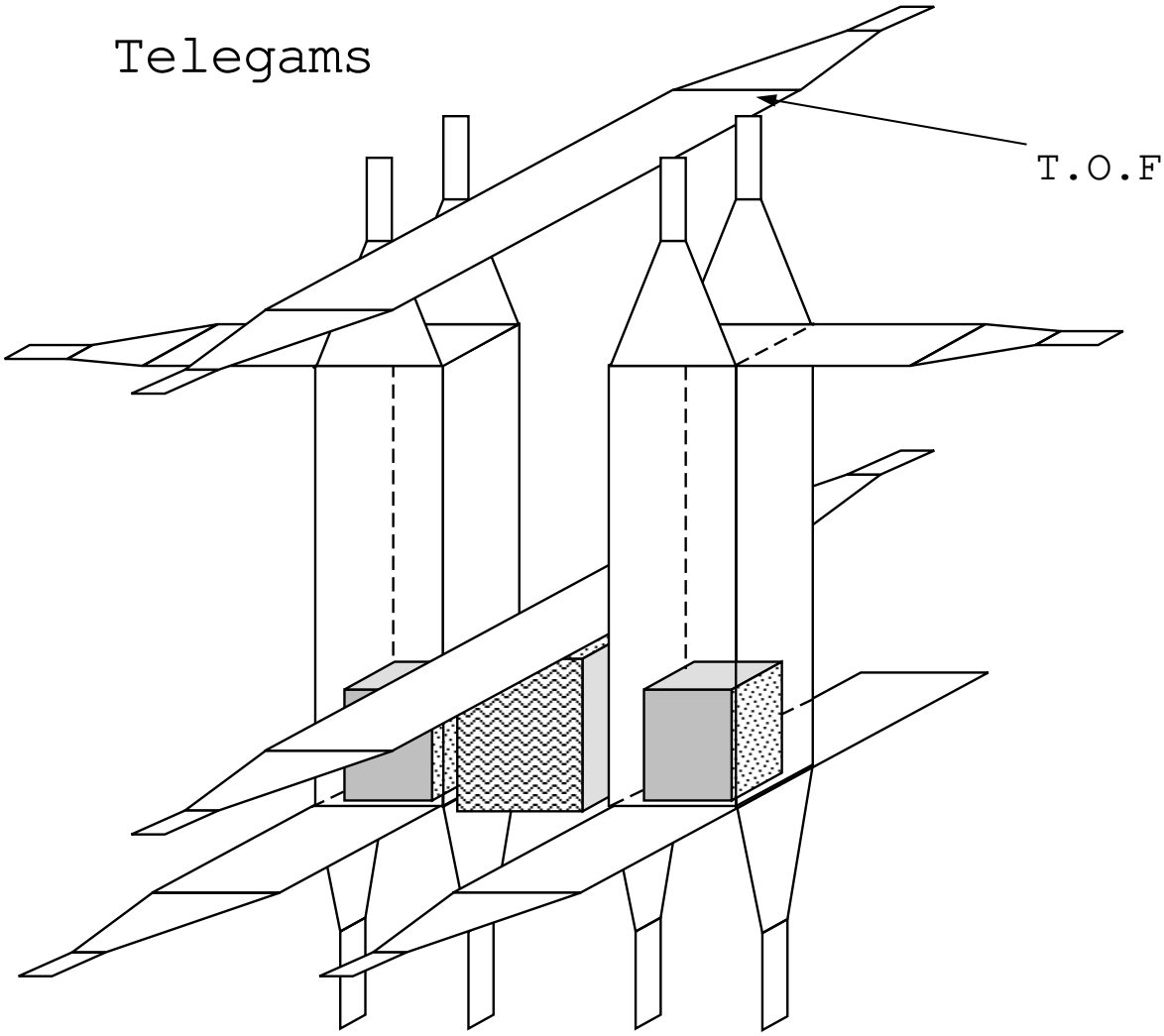


図 2.2: TOF counter を取り付けた Detector の Setup

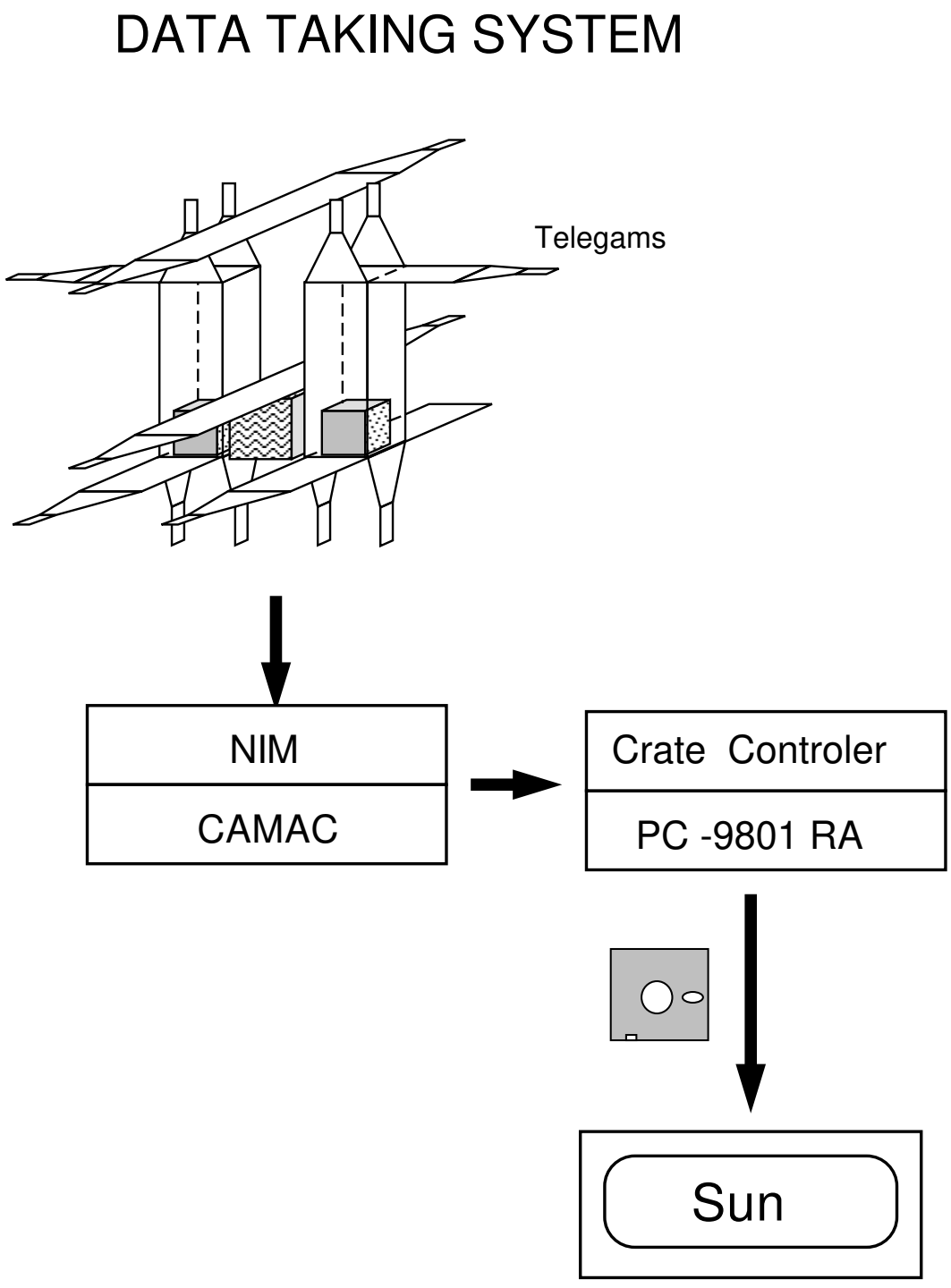


図 4.2: Data Taking System の構成

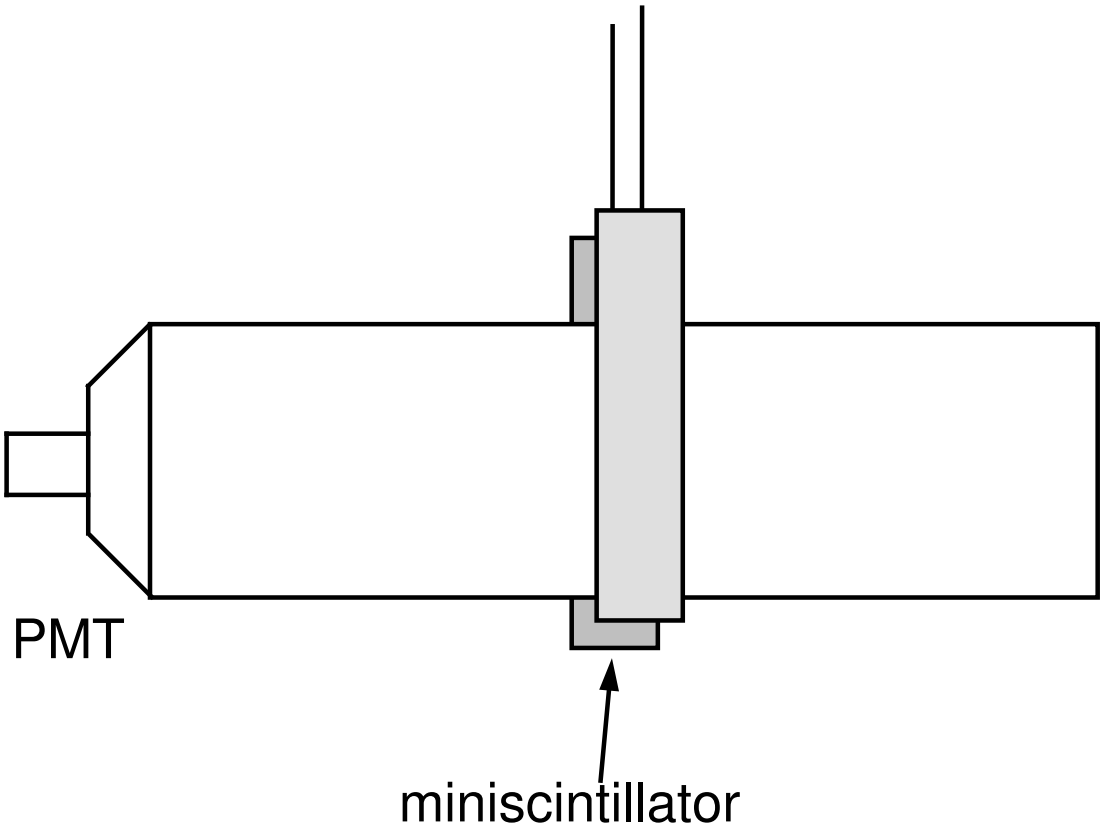


図 4.3: Plastic Scintillator の Efficiency の測定

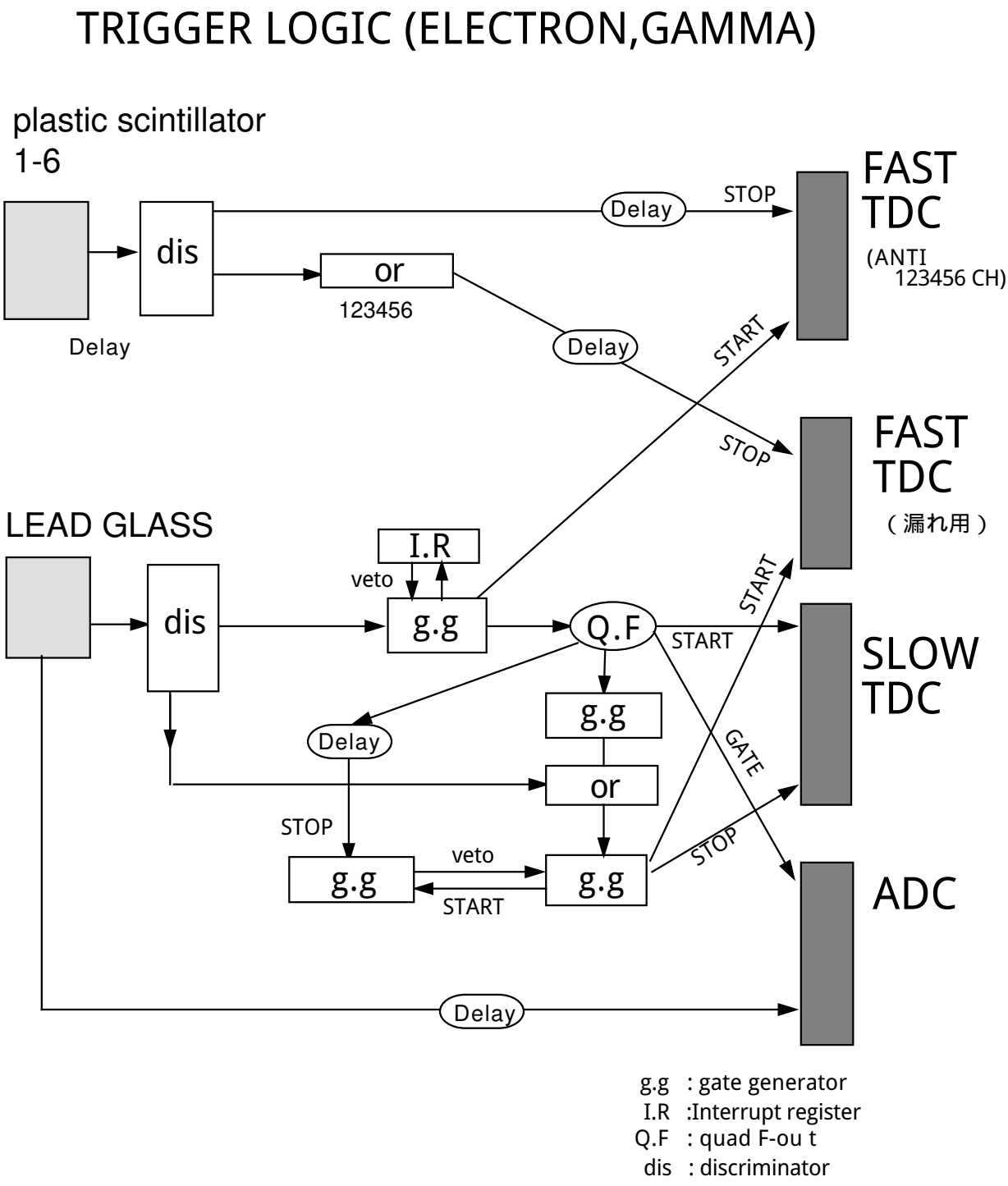


図 4.4: TRIGGER LOGIC (ELECTRON 及びγ線)

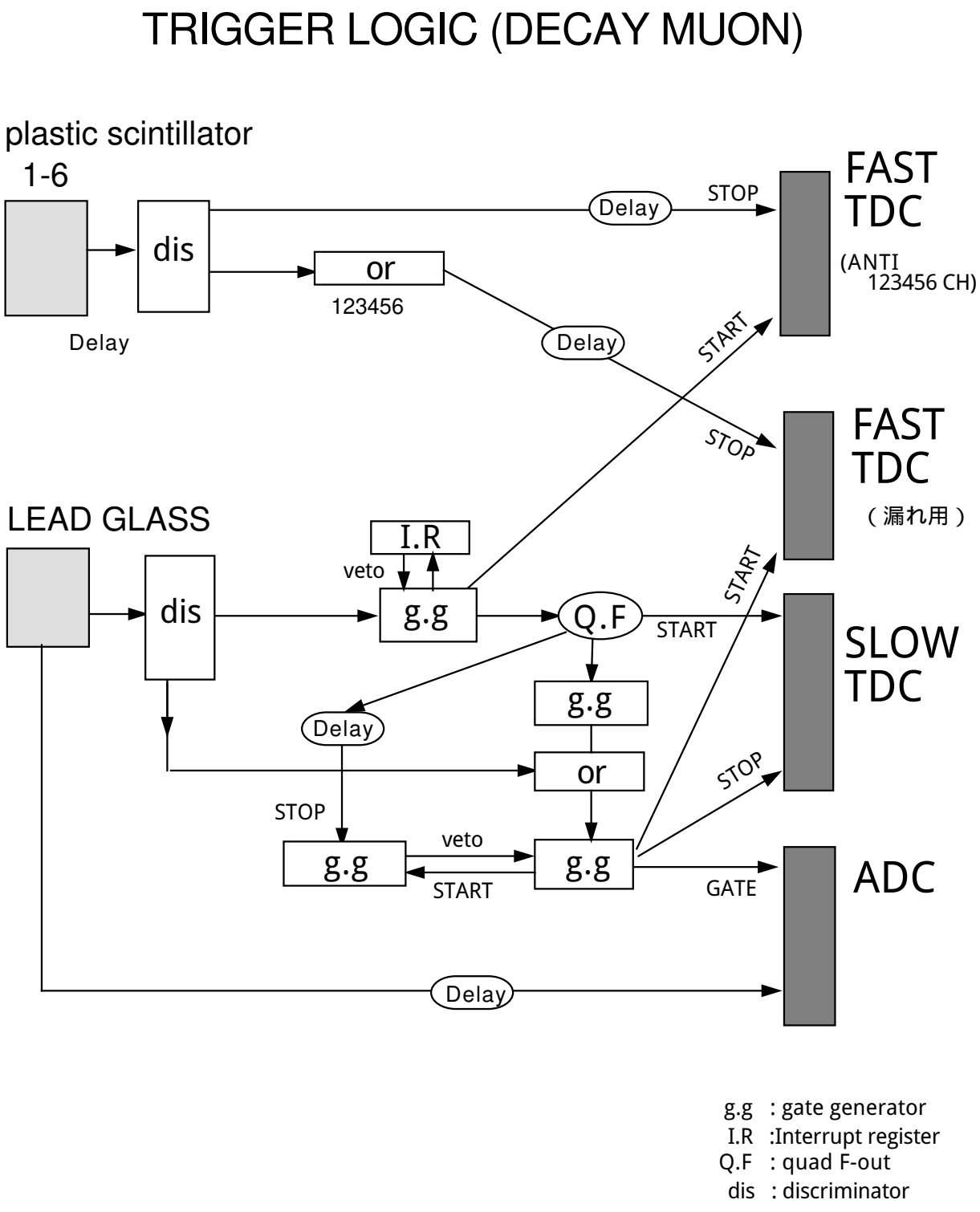
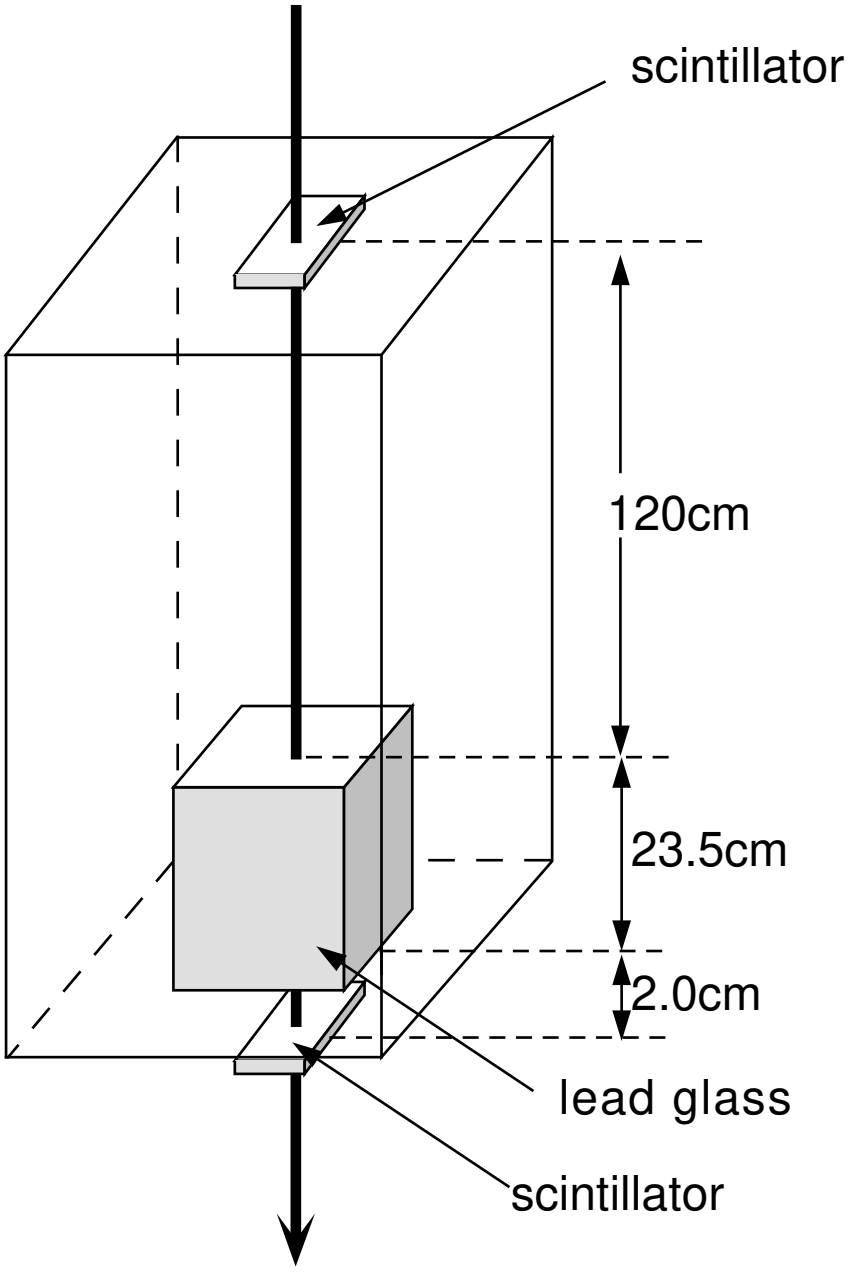


図 4.5: TRIGGER LOGIC (DECAY μ)

THROUGH MUON

.



.

図 5.1: Through μの測定

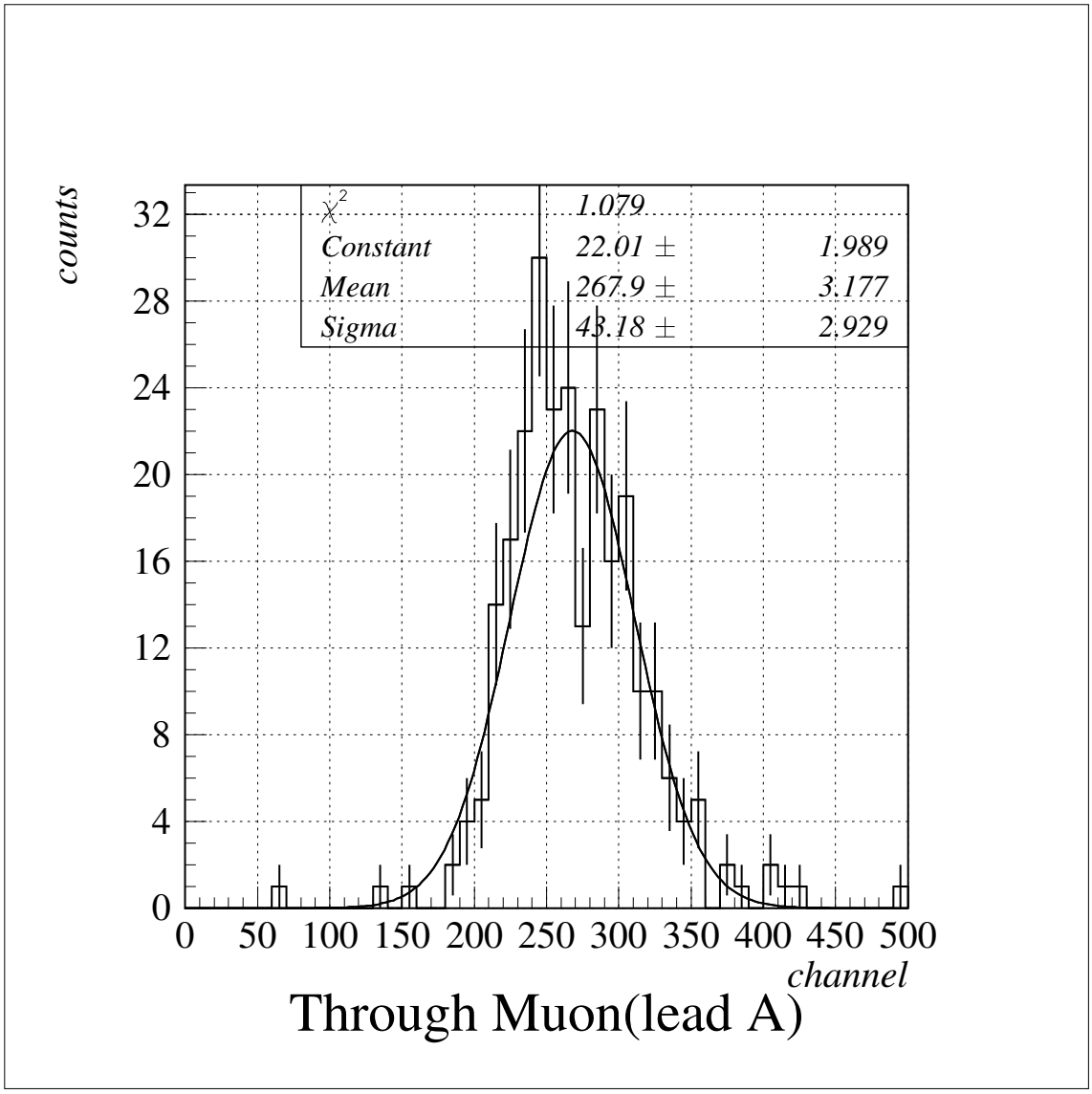


図 5.2: Through μ の ENERGY DISTRIBUTION (lead A)

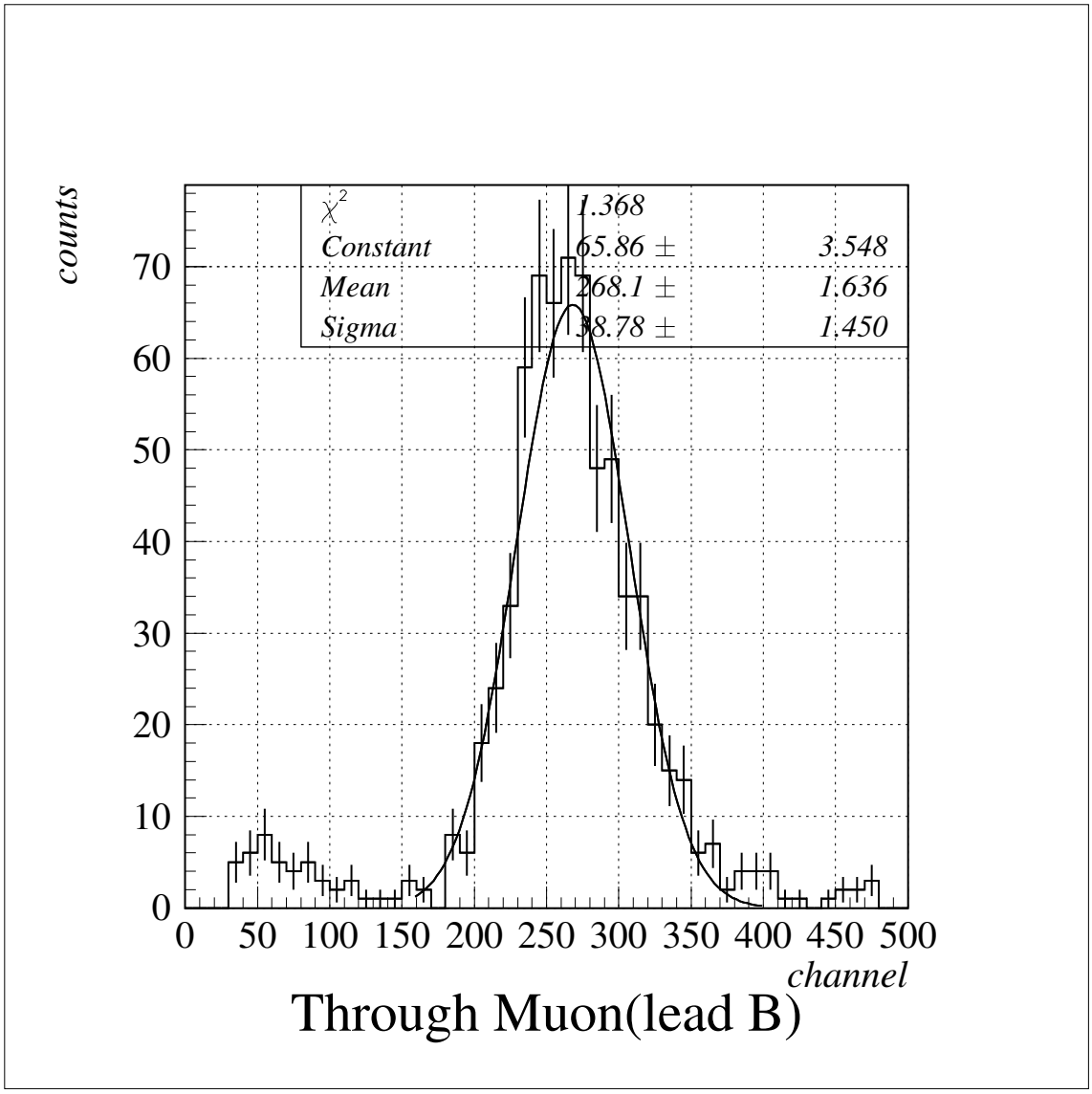


図 5.3: Through μ の ENERGY DISTRIBUTION (lead B)

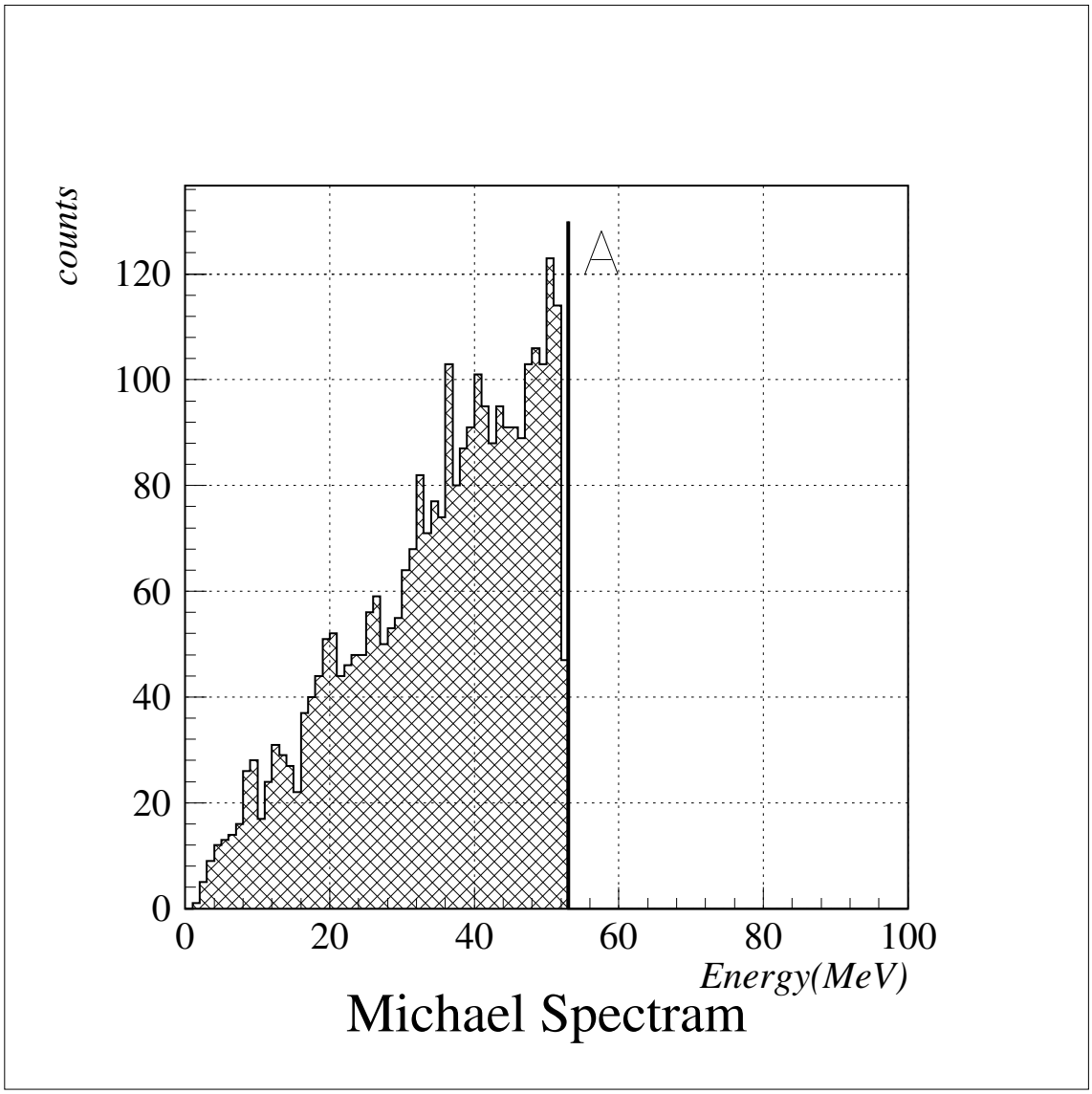


図 5.4: 理論的に得られた Michael Spectrum

図 5.5: μ-e Decay からの Decay Electron の Energy Spectrum (LeadA)

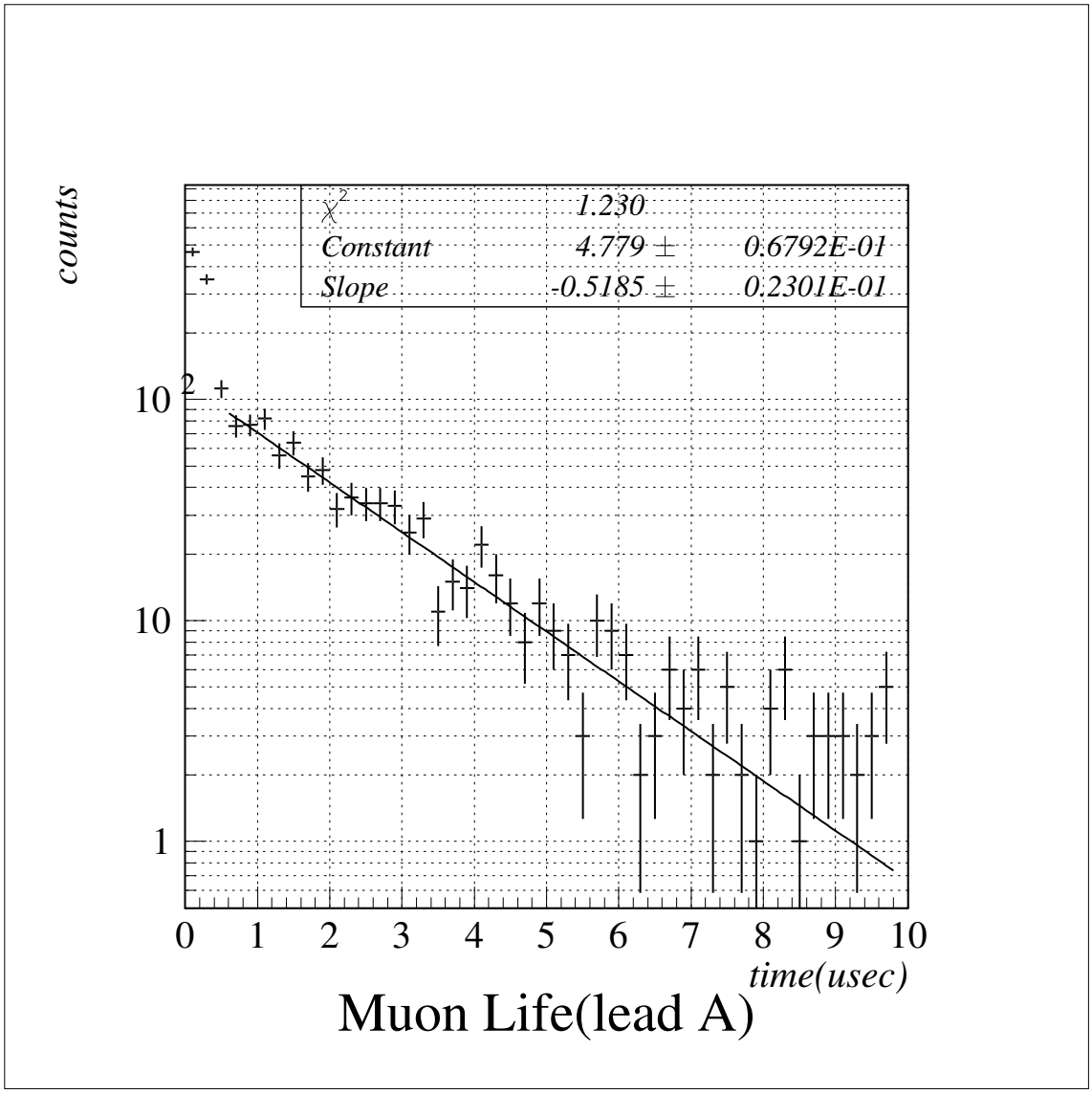


図 5.6: μ の Life (Lead A)

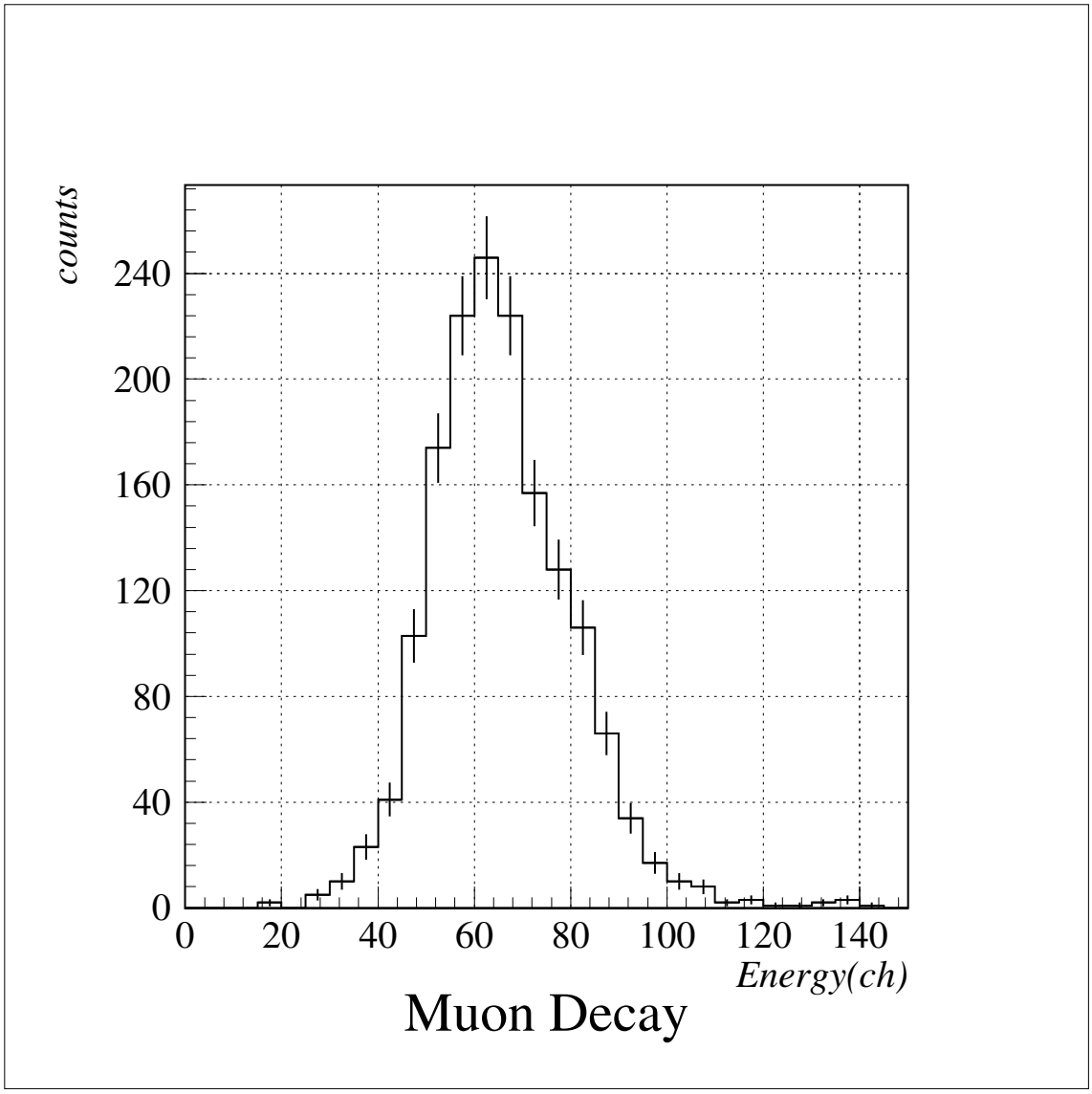


図 5.7: μ-e Decay からの Decay Electron の Energy Spectrum (LeadB)

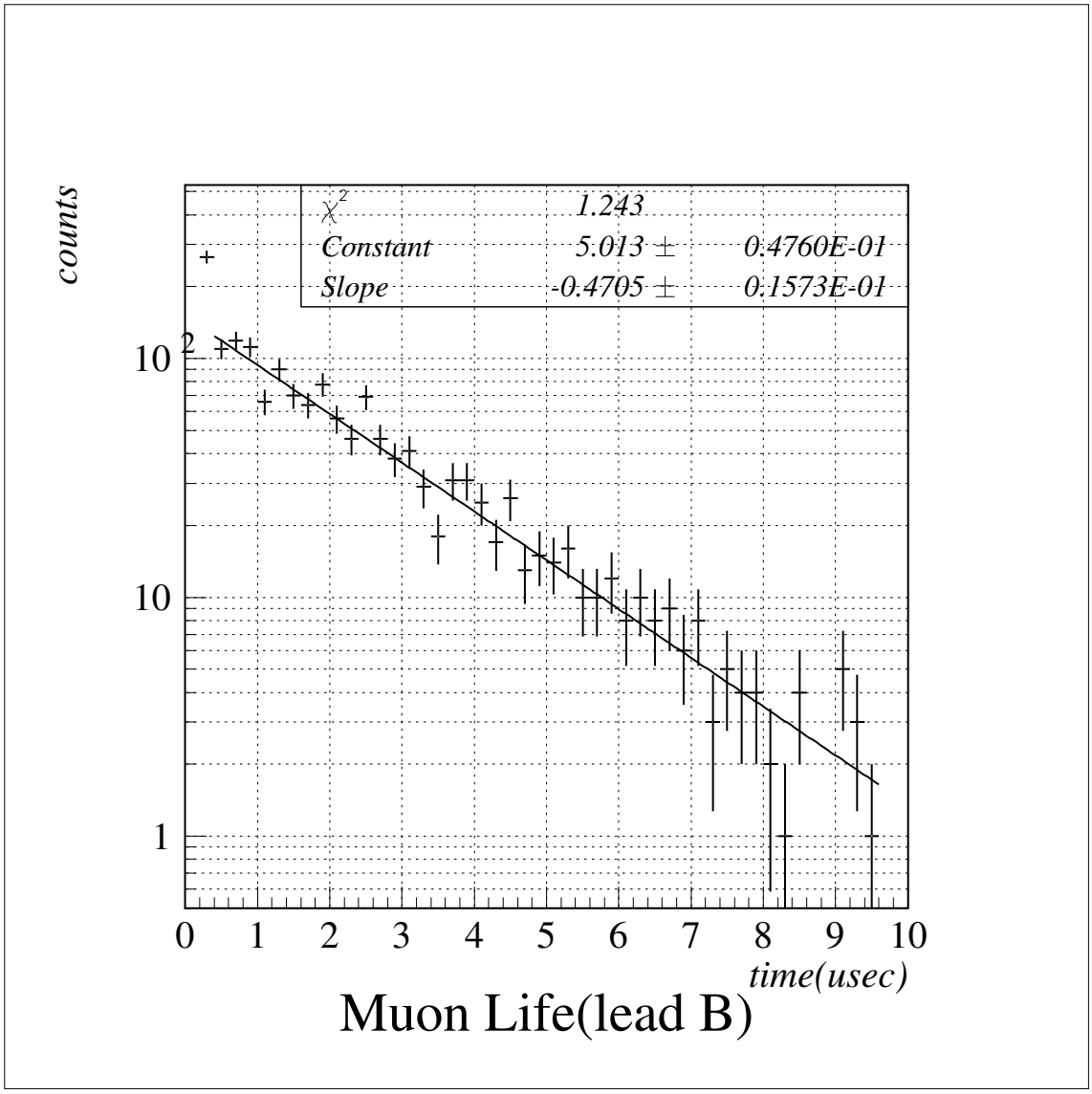


図 5.8: μ の Life (Lead B)

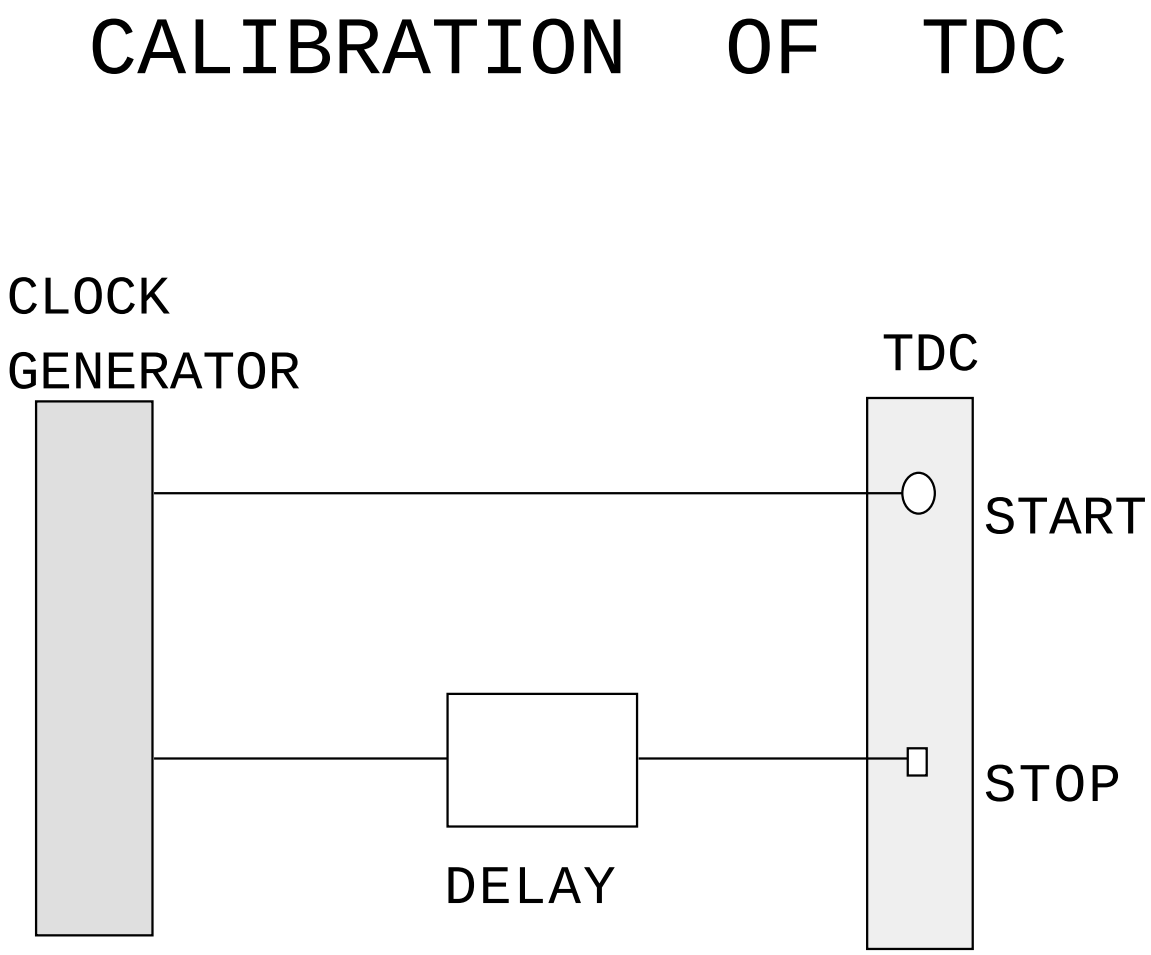


図 5.9: fast-TDC の Calibration の Setup

図 6.2: TOF によるμのβの分布

図 7.1: 宇宙線中のμの flux

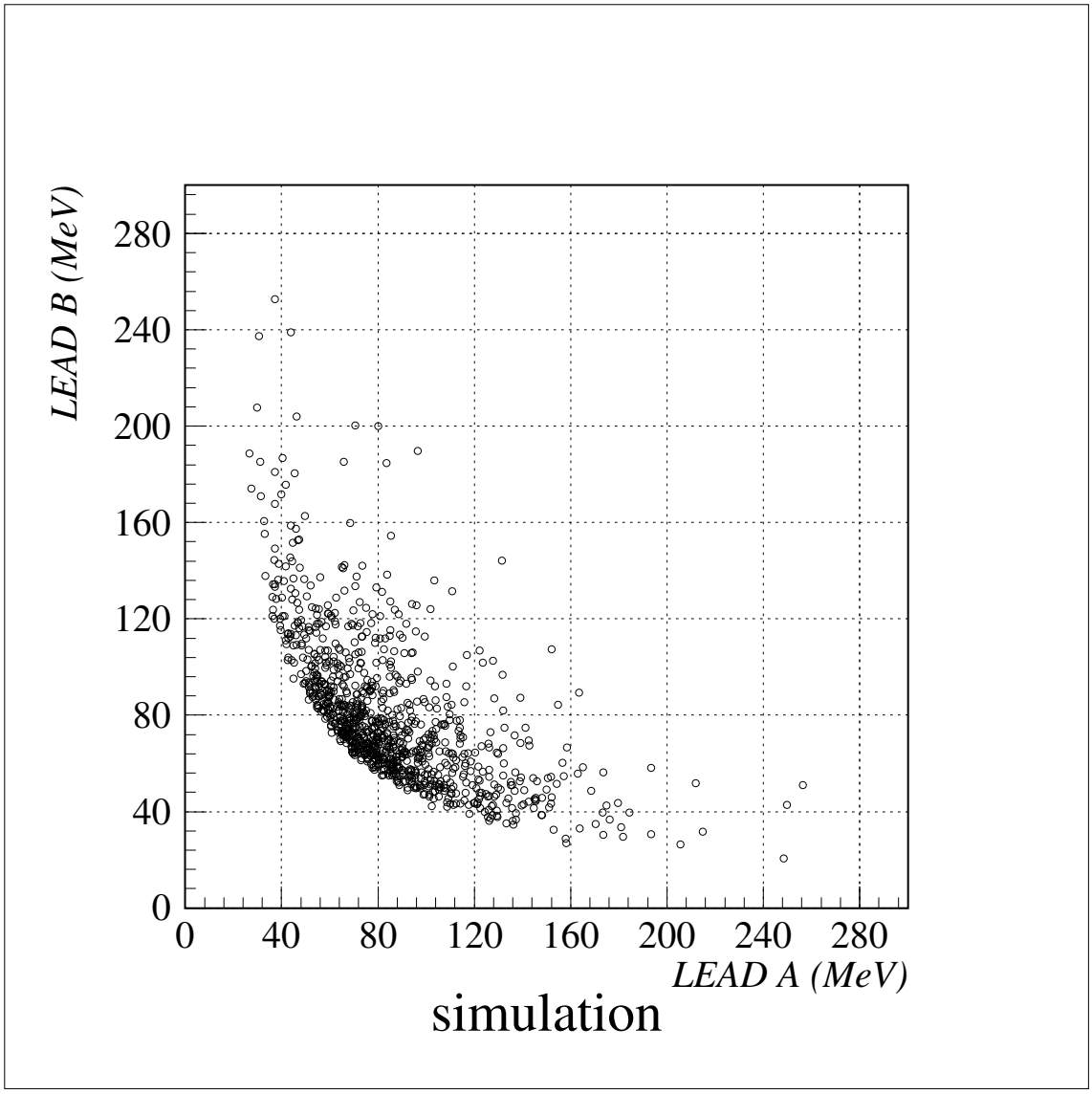


図 7.2: simulation (π^0起源の 2gamma-coincidence)

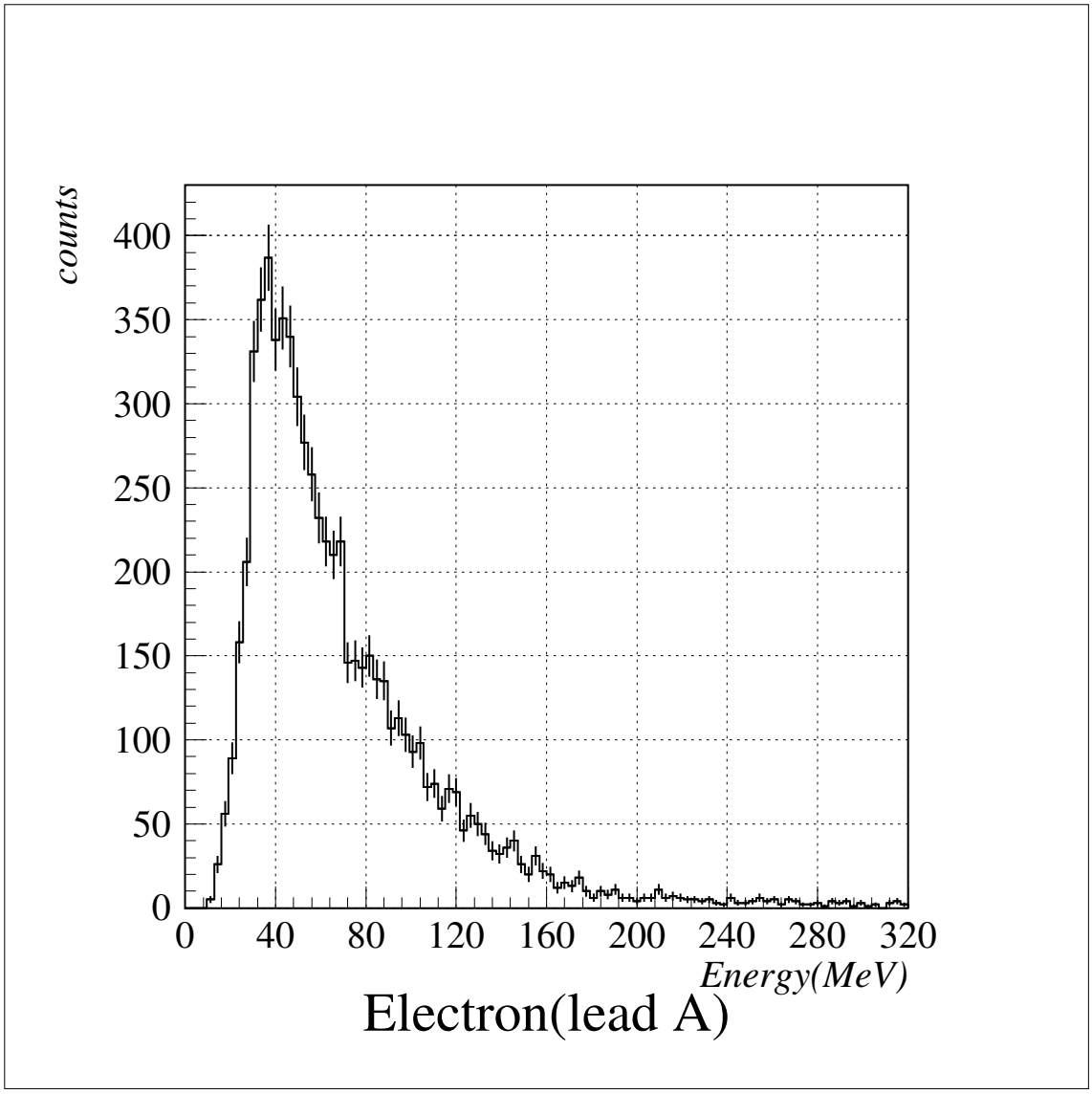


図 8.1: Electron の Energy Spectrum 1 (Lead A)

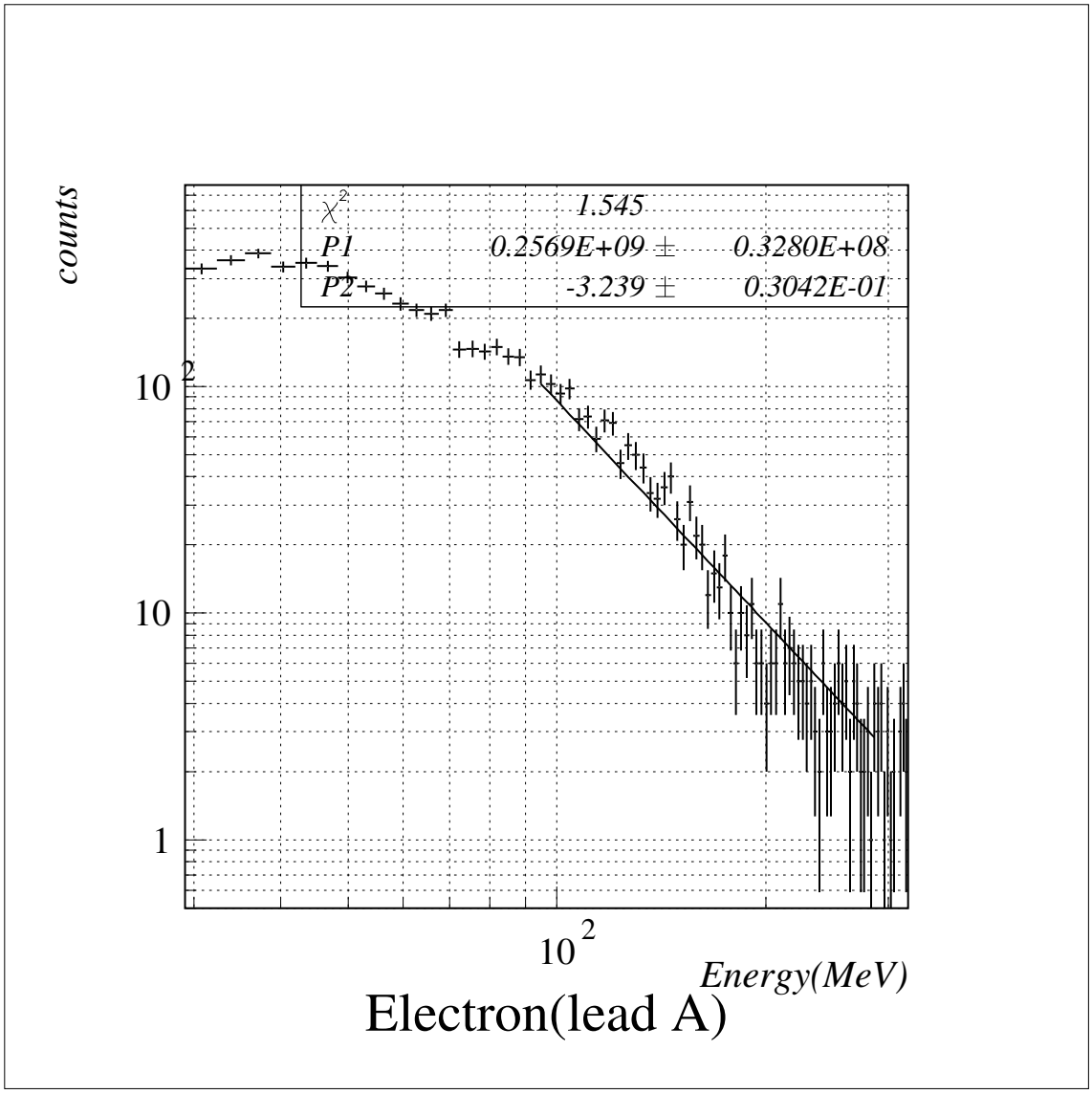


図 8.2: Electron の Energy Spectrum 2 (Lead A)

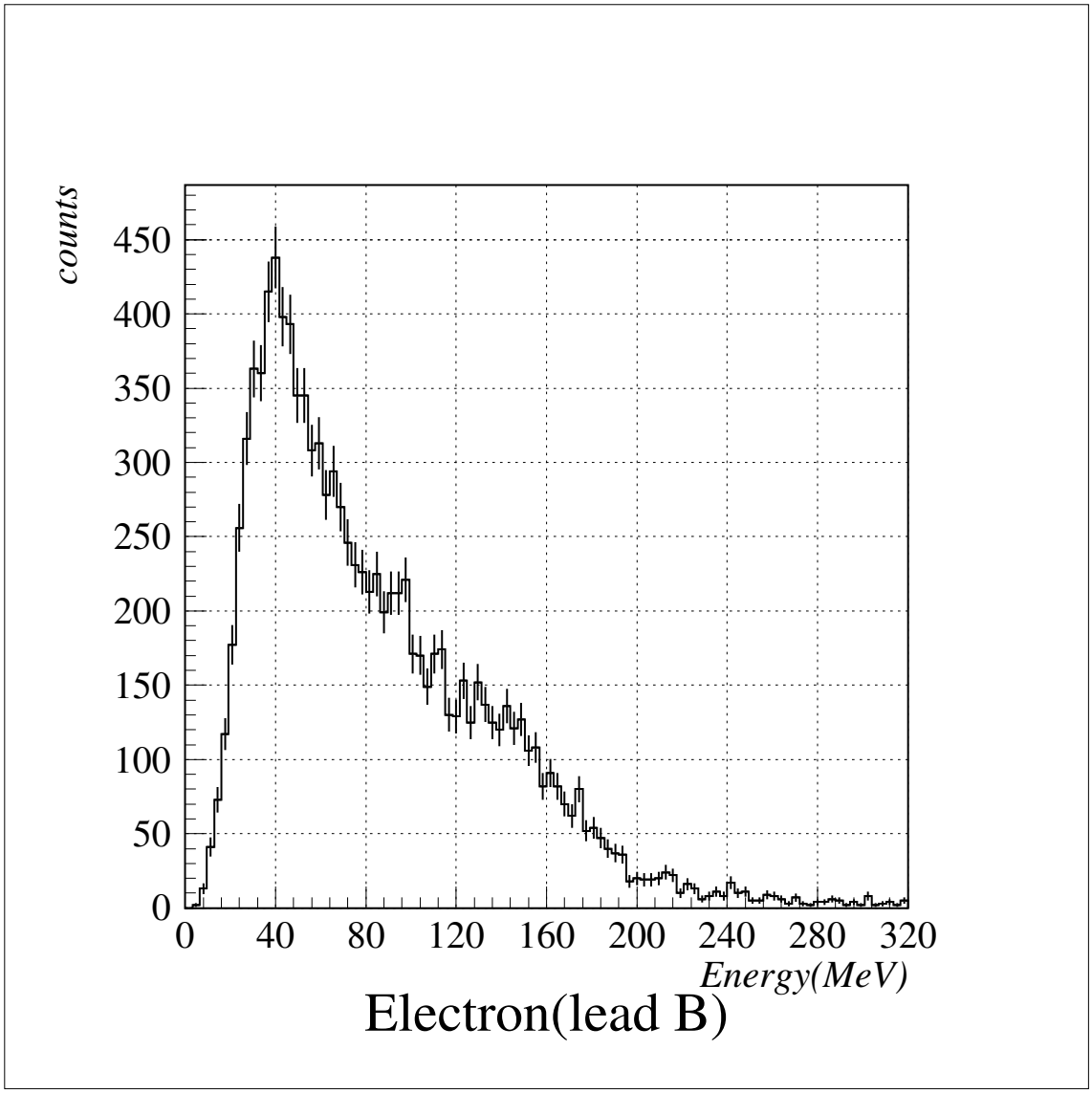


図 8.3: Electron の Energy Spectrum 1 (Lead B)

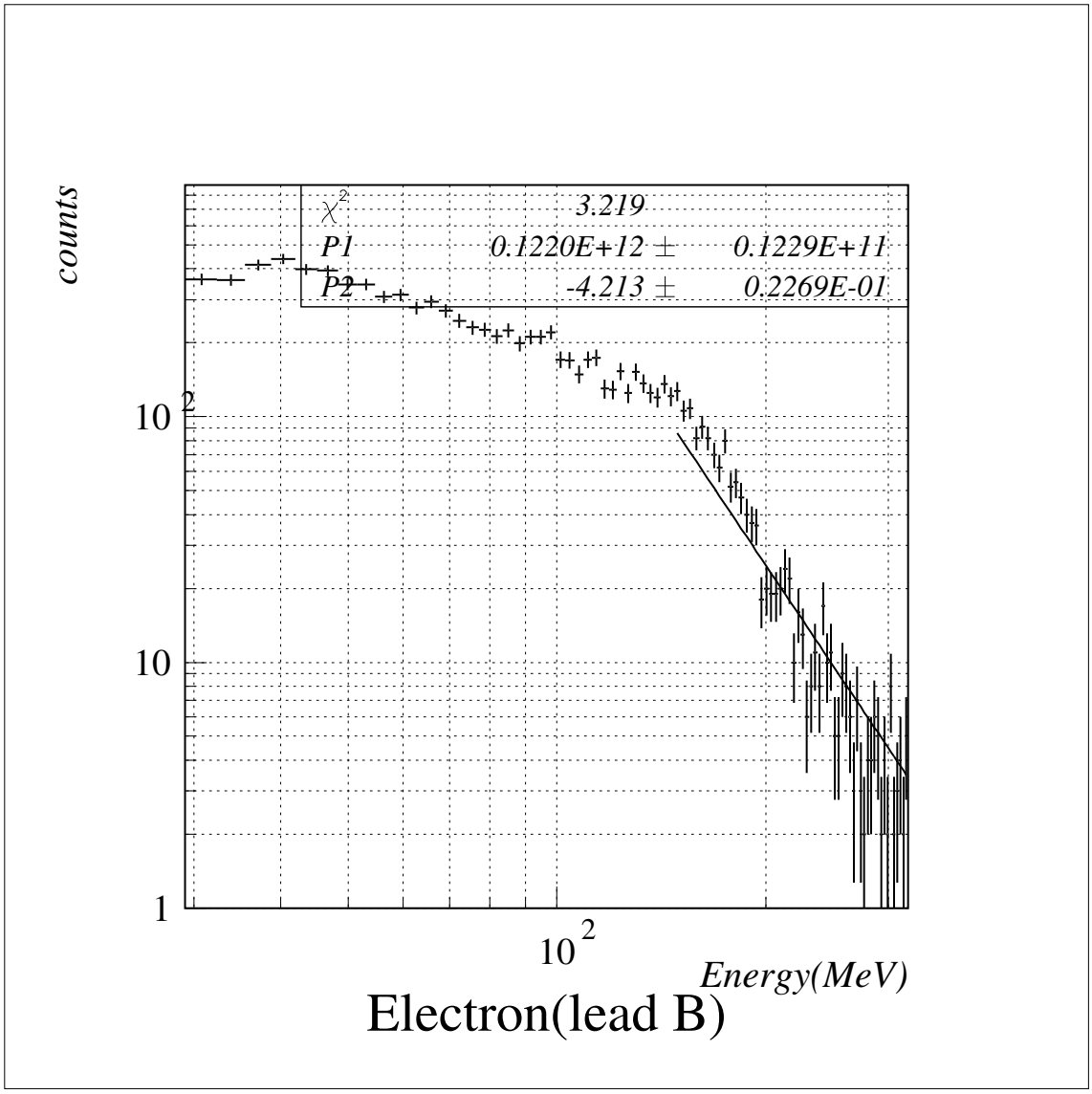


図 8.4: Electron の Energy Spectrum 2 (Lead B)

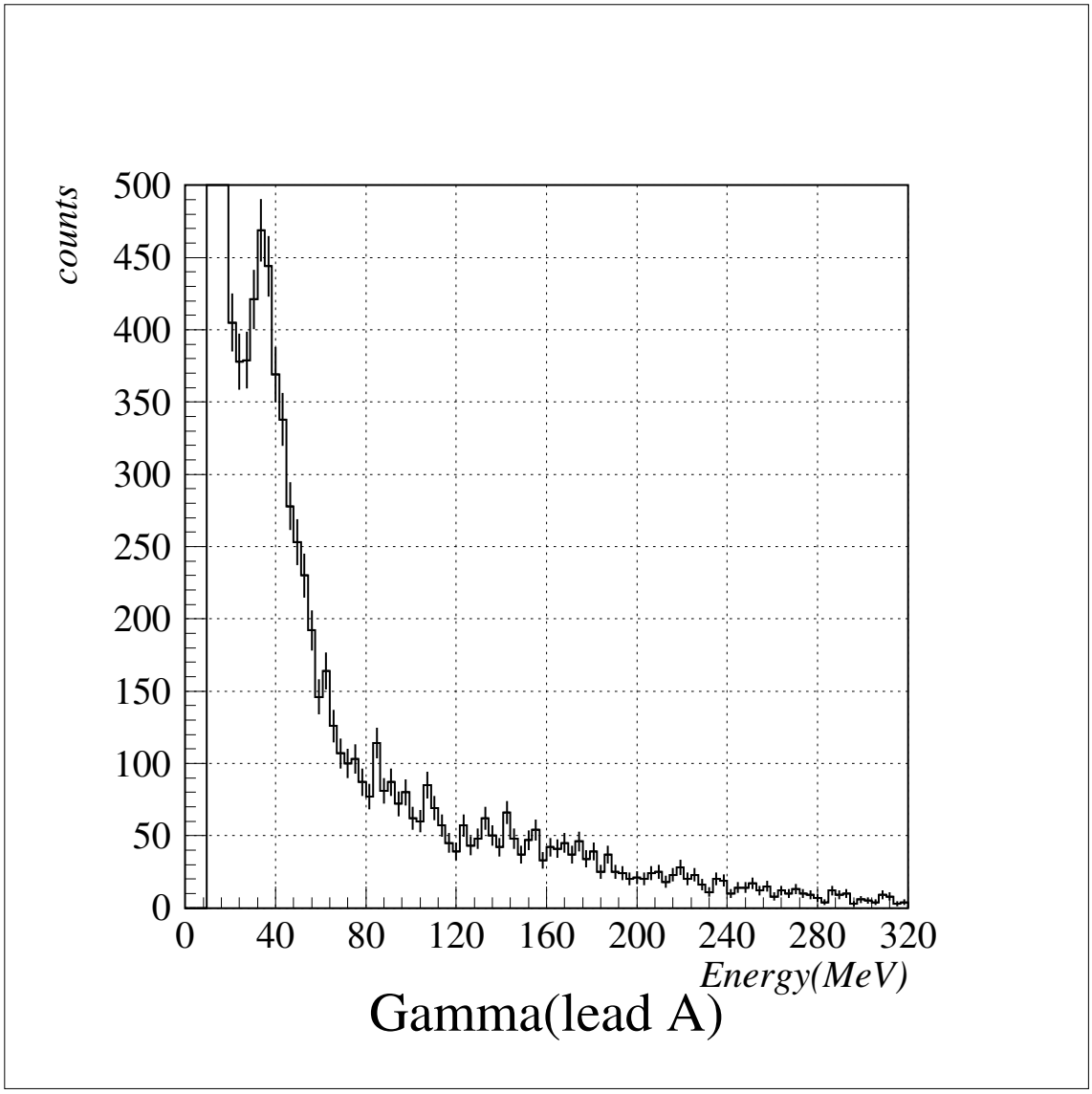


図 8.5: γ線 の Energy Spectrum 1 (Lead A)

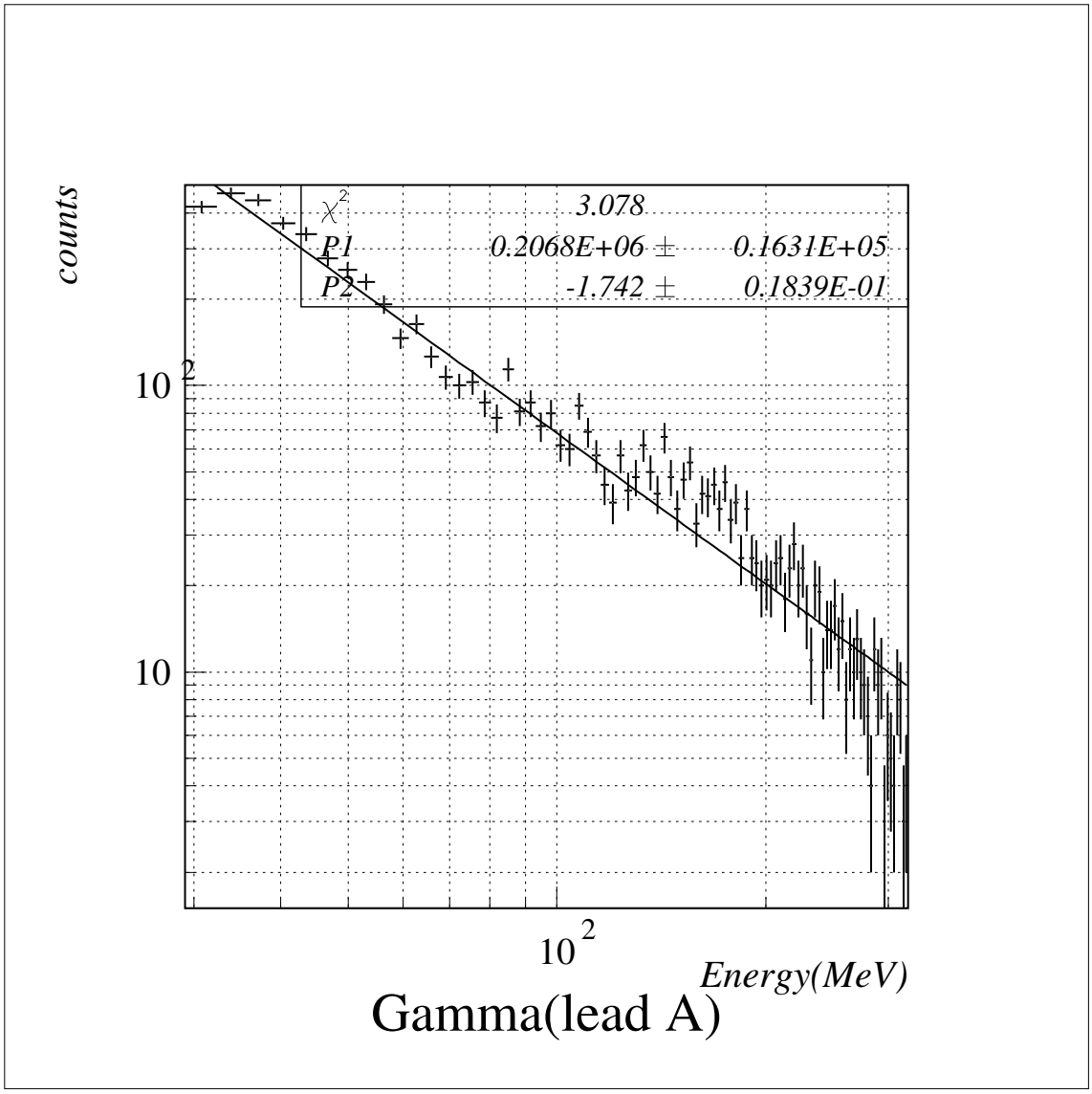


図 8.6: γ線 の Energy Spectrum 2 (Lead A)

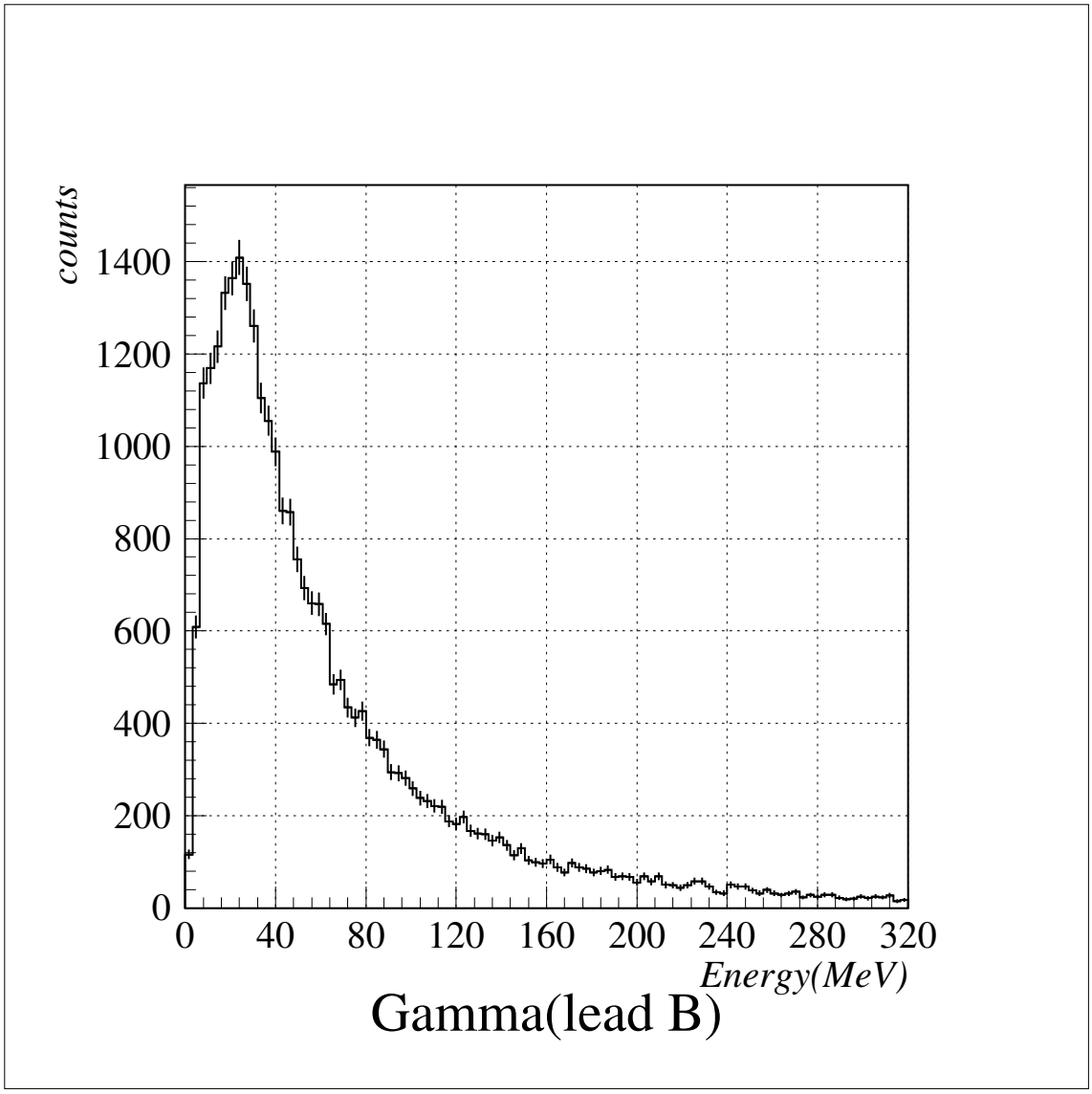


図 8.7: γ線 の Energy Spectrum 1 (Lead B)

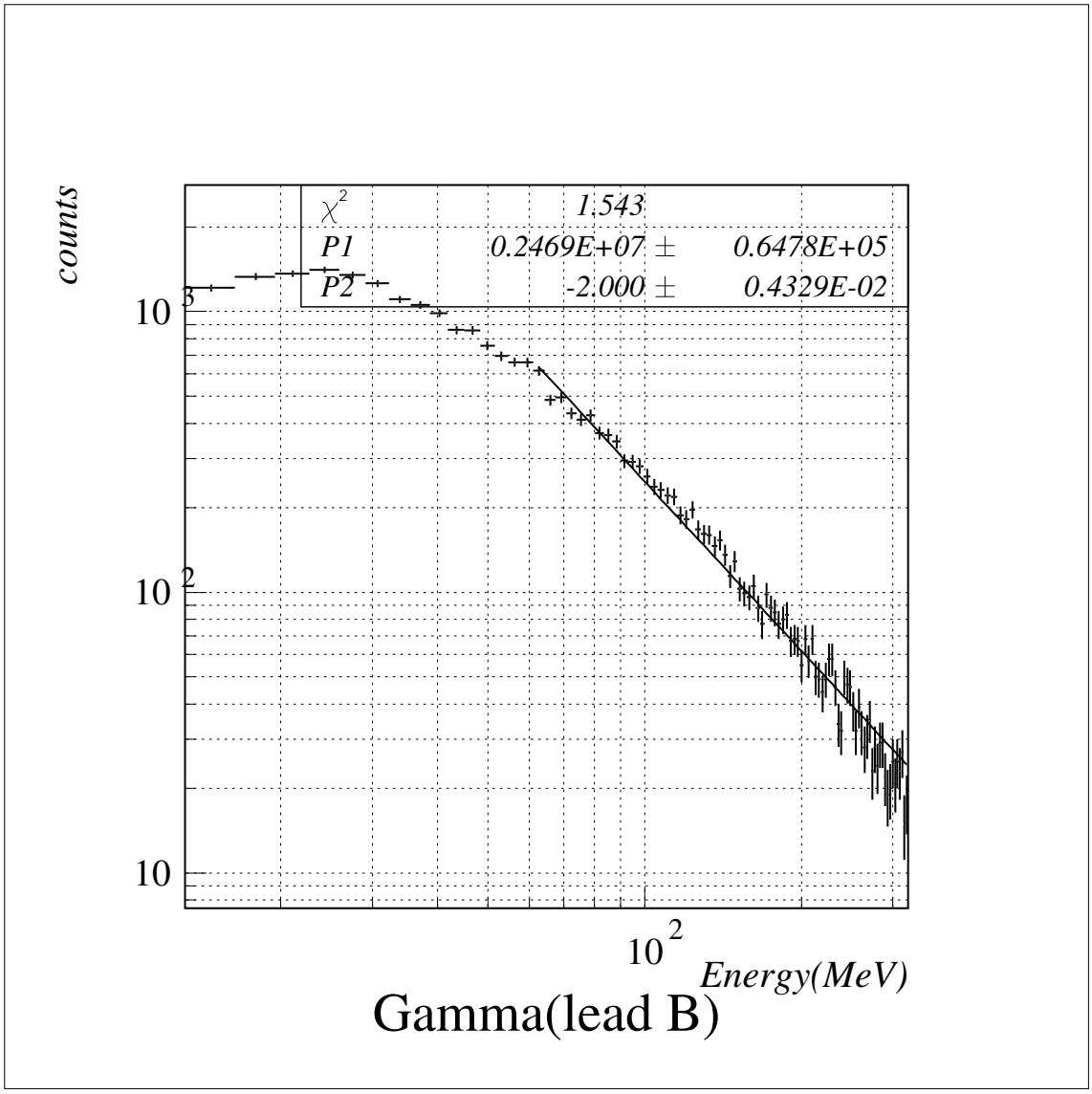


図 8.8: γ線 の Energy Spectrum 2 (Lead B)

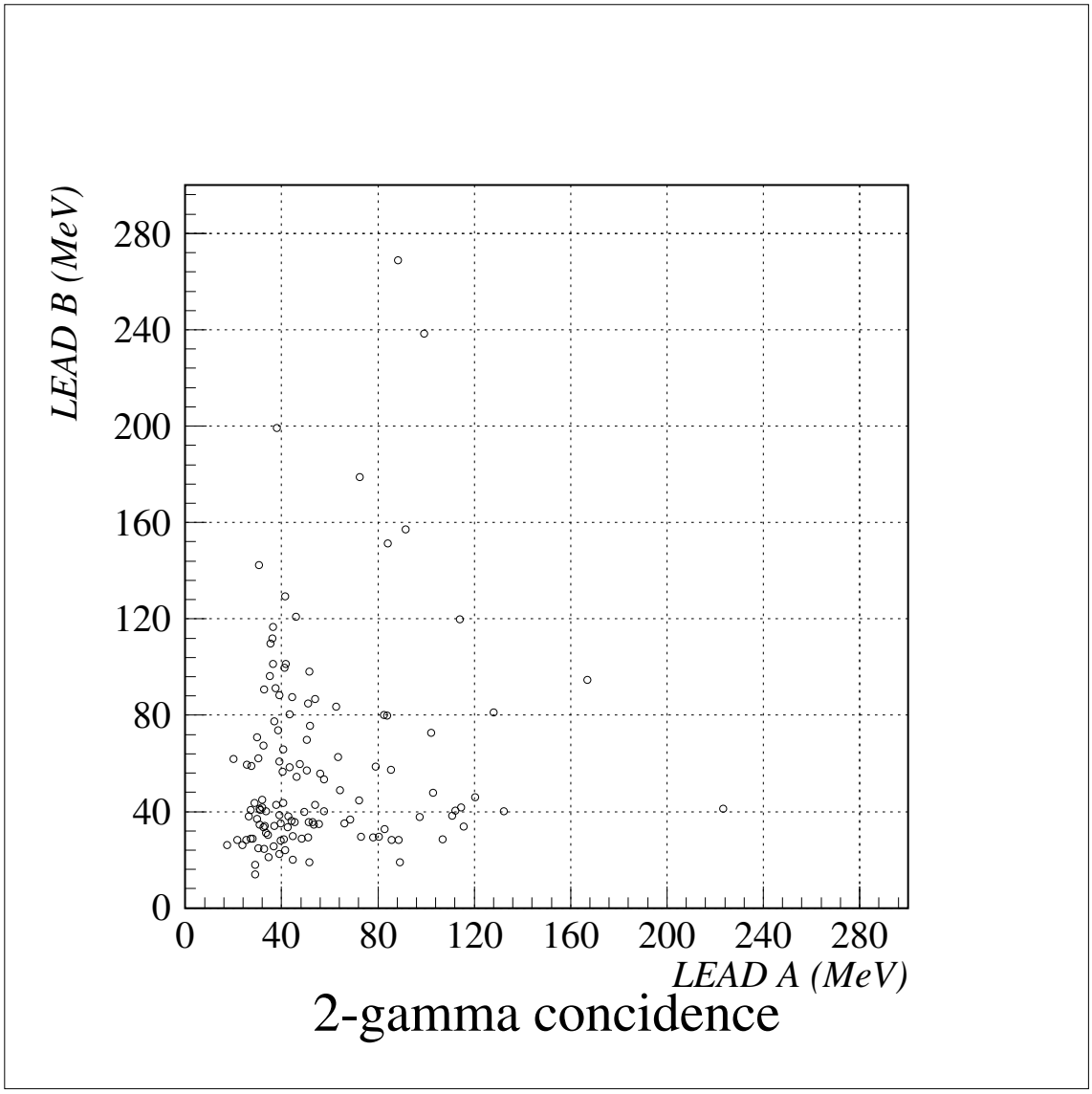


図 8.9: 2gamma-coincidence (TOF 無し)

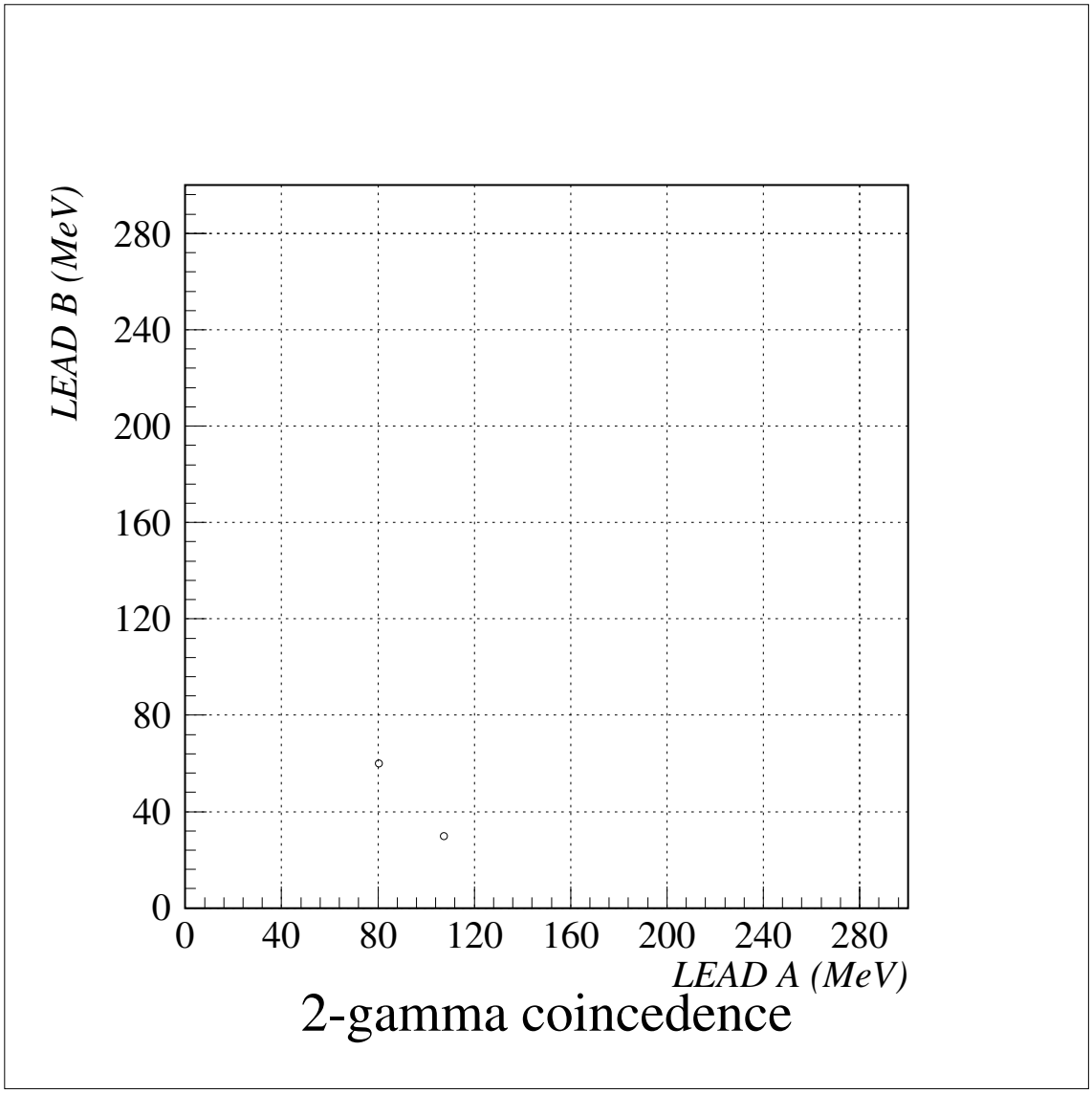


図 8.10: 2gamma-coincidence (TOF 有り)

参考文献

[1] Takao Shinkawa 氏 1981, DOCTOR THESES

" Search for Rare Decay Modes $K^+ \to \pi^+ \nu\bar{\nu}$ *and* $K^+ \to \pi^+ a^0$ "

[2] particle and field, Physical Review D 1992

[3] 小田 稔 著 ,「宇宙線」: 裳華房

[4] 長島研究室 1989 年度卒業論文

謝辞

まず最初に、勉強不足の我々に物理全般にわたって興味深い知識や、また今回の実験を行なう機会を与えていただきました、長島順清先生に厚くお礼申し上げます。

瀧田正人先生には、今回の実験において、何も知らなかった我々に、最後まで根気よく御指導して頂きました。他にも、実験の合間には楽しい冗談で我々の気持ちをほぐしていただいたりと、本当にお世話になりました。心からお礼申し上げます。

山中卓先生と幅淳二先生には、主にミーティング等でたくさんの貴重なアドバイスをいただきました。よく我々の気付かなかった事を教えて頂き、今回の実験には、非常に参考となりました。大変感謝をしております。

秘書の続木佐知子さんには、事務で大変お世話になり、お忙しい中、時には話し相手にもなっていただき、研究室内での生活を楽しくしていただきました。ありがとうございました。

長島研究室の博士課程に在学中の、中家さん、山本さん、原さん、花井さん、修士課程に在学中の、来住さん、辰巳さん、松宮さん、八木さん、足立さん、川崎さん、辻さん、花垣さん、山口さんには、実験、理論のあらゆる面にわたって我々のよき相談相手となっていただきました。時には、先輩方の仕事の手を止めてしまったり、夜遅くまで我々につきあわせてしまうこともよくありましたが、どんな時でも快く教えていただきました。本当にありがとうございました。

最後になりましたが、研究室技官の金子博之氏及び、回路室、計算機室をはじめ、大阪大学原子核グループの方々には、実験で必要なケーブルの作り方をはじめ、様々な面でお世話になり、大変感謝をしています。