2001 年度 山中卓研究室 4 年生卒業実験
宇宙線中の分数電荷粒子の探索

柴田吉輝　　杉田一紘　　渡利威士

平成 14 年 5 月 28 日

目 次

1 INTRODUCTION **1**

2 検出器 **4**
2.1 概略 4
2.2 セットアップ 4
2.2.1 実験器具 4
2.2.2 検出器 5
2.2.3 セットアップ 6
2.2.4 アクセプタンス 6
2.3 ロジック 6
2.3.1 トリガー 6
2.3.2 測定量 7

3 Calibration **14**
3.1 プラトー測定 14
3.1.1 方法 14
3.2 ADC の較正 14
3.2.1 片覗きレイヤーの場合 15
3.2.2 両覗きレイヤーの場合 15
3.3 Efficiency 16
3.3.1 各 PMT の Efficiency 16
3.3.2 検出器全体の Efficiency 16
3.4 TDC の calibration 17
3.5 シンチレーター中での光速 17

4 解析の方法 **26**
4.1 スルーイングの補正 26
4.2 粒子の通過位置 x の求め方 27

4.3 β の求め方 28
4.4 dE/dx の平均の取り方 29

5 解析と結果 **33**
5.1 DATA 33
5.2 解析 33
5.3 efficiency curve 34
5.4 フラックス 34
5.4.1 計算方法 34
5.4.2 Q=1/3 の分数電荷粒子のフラックス 36
5.4.3 Q=2/3 の分数電荷粒子のフラックス 36

6 結論 **42**

表 目 次

0.1 Q=1/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) . 0
0.2 Q=2/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) . 0

1.1 過去実験の flux の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) 2

2.1 使用した CAMAC モジュール 5

3.1 各 PMT の設定電圧 15
3.2 各 PMT のペデスタル 15
3.3 片覗きレイヤーの較正結果 20
3.4 両覗きレイヤーの較正結果 20
3.5 各 PMT の Efficiency 21
3.6 各 PMT の Efficiency 21
3.7 TDC の較正結果 21
3.8 シンチレーター中の光速 22

4.1 スルーイングの係数 27
4.2 平均の結果 29

5.1 フラックスの計算に用いるデータ 35
5.2 観測された粒子の数 n とバックグラウンドの数 36
5.3 Q=1/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) . 36
5.4 Q=2/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) . 40

6.1 flux の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) 42

図 目 次

1.1 bete-bloch の式 3

2.1 検出器の模式図 5
2.2 セットアップ図 8
2.3 装置の acceptance 9
2.4 time resolution 10
2.5 トリガーロジック 11
2.6 ADC ロジック 12
2.7 TDC ロジック 13

3.1 プラトー曲線 (M4) 19
3.2 プラトー曲線 (R3) 19
3.3 ADC のヒストグラム (M1) 20
3.4 ADC 較正のデザイン 21
3.5 ADC*の位置依存性 22
3.6 TDC の較正のロジック 23
3.7 TDC の値と時間の関係 24
3.8 シンチレーター中の光速 25

4.1 ストップタイミングのずれ 30
4.2 スルーイング補正前 31
4.3 スルーイング補正後 31
4.4 粒子の通過位置 32

5.1 全 event 37
5.2 efficiency curve 38
5.3 検出器の立体角と表面積 39
5.4 バックグラウンドの評価の仕方 40
5.5 MC と DATA の比較 41

6.1 Q=2/3 の upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) 43
6.2 Q=1/3 の upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$) 44
6.3 上向き粒子の全 event 46

Abstract

我々はプラスチックシンチレーターを用いて分数電荷粒子の探索を行った。
結果として９０％の信頼度で flux の upperlimits として以下のような値を得た。

β	フラックスの Upper limit
$0.25 \leq \beta \leq 0.5$	5.03×10^{-9}
$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	1.06×10^{-8}

Table 0.1: Q=1/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

β	フラックスの Upper limit
$0.25 \leq \beta \leq 0.5$	1.74×10^{-8}
$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	1.06×10^{-8}
$0.6 \leq \beta \leq 0.7$	3.77×10^{-8}
$0.7 \leq \beta \leq 0.8$	1.80×10^{-8}
$0.8 \leq \beta \leq 0.9$	2.11×10^{-8}
$0.9 \leq \beta \leq 1.1$	3.37×10^{-8}

Table 0.2: Q=2/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

Chapter 1

INTRODUCTION

１９６４年、ハドロンが $\frac{2e}{3}, \frac{e}{3}$ といった分数電荷をもつクォークで構成されているというモデルが発表された。以後、様々な実験グループによる加速器あるいは宇宙線での実験が行われたが、未だ単体のクォークは見つかっていない。
QCD 理論において、クォーク同士は紐のようなものでつながれており、この紐には距離に比例するポテンシャルエネルギーがたくわえられる。その結果クォーク分離には莫大なエネルギーを要し、このことがクォーク閉じ込めの根拠となっている。ただ、超高エネルギーの宇宙現象では、クォーク単体の存在完全否定はかならずしもいえないという結論にいたった。
今回の実験では、プラスチックシンチレーターをもちいた宇宙線による探索をおこなった。クォークと他の粒子の決定的な違いは、電荷である。一般的に、荷電粒子が物質通過時に落すエネルギーは、下の Bethe-Bloch の式で表せる。

$$-\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{Z}{A} (\frac{Z}{\beta})^2 q^2 (ln(\frac{2m_e\gamma^2\beta^2 W_{max}}{I^2}) - 2\beta^2)$$

r_e: 電子古典半径
m_e: 電子の質量
n_a: アボガドロ数
I: 吸収物質の仕事関数
ρ: 吸収物質の密度
Z: 吸収物質の原子数
A: 吸収物質の質量数

W_{max}: 衝突における最大エネルギー

この式は電荷 q および、速さ β の関数になっている。通常電荷および分数電荷における上式をプロットすると figure1.1 のようになる。そこで、実験でえられたデータと分数電荷のグラフを比較して、求める粒子を探索することにした。

ここで分数電荷粒子探索をテーマに書かれた過去の論文について、それぞれの結果に軽くふれておく。

	β	Q=1/3	Q=2/3
MARINI(1982)	$0.1 \leq \beta \leq 1.0$	2.9×10^{-10}	2.6×10^{-10}
MORI(1991)	$0.1 \leq \beta \leq 1.0$	2.1×10^{-15}	2.3×10^{-15}
1994	$0.9 \leq \beta \leq 1.0$	-	4.91×10^{-7}
	$0.8 \leq \beta \leq 0.9$	-	6.97×10^{-7}
	$0.7 \leq \beta \leq 0.8$	-	7.23×10^{-6}
	$0.6 \leq \beta \leq 0.7$	-	3.45×10^{-5}
	$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	1.32×10^{-8}	3.52×10^{-5}
	$0.4 \leq \beta \leq 0.5$	3.15×10^{-8}	1.08×10^{-5}
	$0.3 \leq \beta \leq 0.4$	8.90×10^{-8}	6.90×10^{-7}
	$0.2 \leq \beta \leq 0.3$	1.33×10^{-7}	9.56×10^{-8}
	$0.13 \leq \beta \leq 0.2$	6.56×10^{-8}	1.44×10^{-8}

Table 1.1: 過去実験の flux の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

上記の表からも明らかなように１９９４年実験では良い結果が得られていない。そこで我々が実験するにあったって二つの点、時間分解能および位置分解 能から改良を試みた。位置分解能についてはミニシンチ $(25 \times 33 \times 1$ cm) を使用、時間分解能についてはシンチ間の距離を広げることで対処した。このことをふまえ実験装置のセットアップを行った。

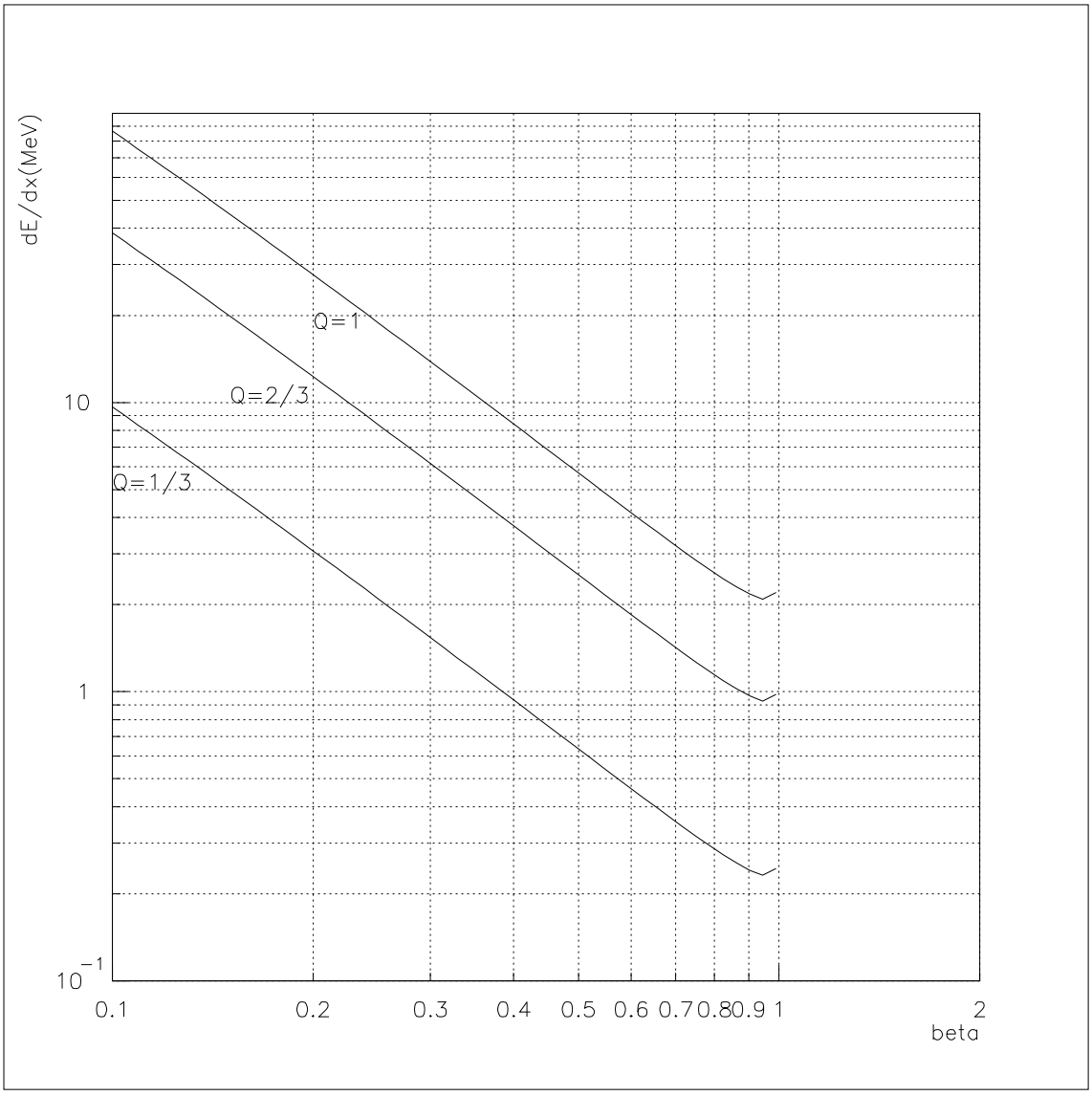

Figure 1.1: bete-bloch の式

Chapter 2

検出器

この章では実験に用いた検出器のセットアップ、ロジック等について説明する。

2.1 概略

この実験で測定したいのは粒子の速度とエネルギー損失 (dE/dx) である。宇宙線などの粒子がプラスティックシンチレーターを通過した時に出るシンチレーション光を光電子増倍管 (PMT) により電気信号 (pulse) に変える。速度を求めるためには 1 つの粒子が何枚かのシンチを通過した時にそれぞれの PMT から得る pulse の時間差から求めることができる。エネルギー損失については PMT からの pulse 信号のエネルギー情報を測定することにより得ることができる。それらを実際測定する際に用いた検出器とその配置のデザインを以下に示す。

2.2 セットアップ

2.2.1 実験器具

まず、使用した実験器具をあげる。

- プラスティックシンチレーター 11 枚
  ($100cm \times 33cm \times 1cm$:3 枚,$25cm \times 33cm \times 1cm$:8 枚)
- ライトガイド 14 個

機種	品名	bit 数	1ch	full scale
fastTDC	Le Croy 2228A	11bit	43.36psec	88.8nsec
ADC	Le Croy 2249W	11bit	0.25pC	512pC
Interrupt Resister(IR)	Model 3414	8bit	—	—

Table 2.1: 使用した CAMAC モジュール

- 光電子増倍管 (PMT) 14 本

次に、実験に用いた CAMAC モジュールについて Table1.1 にまとめる。

2.2.2 検出器

上に述べたような器具を用いて検出器を作成した。検出器はプラスティックシンチレーターとライトガイドと PMT の三部分から成っている。検出器の模式図を figure2.1 に示す。
シンチレーターは $100cm \times 33cm \times 1cm$ と $25cm \times 33cm \times 1cm$ の 2 種類の大きさのものを用い、長いほうのシンチレーターについては光量の減衰を考慮に入れる必要があるので粒子の通過位置がわかるように両覗きにした。小さいシンチについては光量の減衰を無視した。
以下、(a) のようにプラスティックシンチレーターの両側に PMT がついているものを両覗きのレイヤー、それに対して (b) を片覗きのレイヤーと呼ぶことにする。配置については後述するが、今回は両覗きのレイヤーを 3 枚、片覗きのレイヤーを 8 枚用いる。

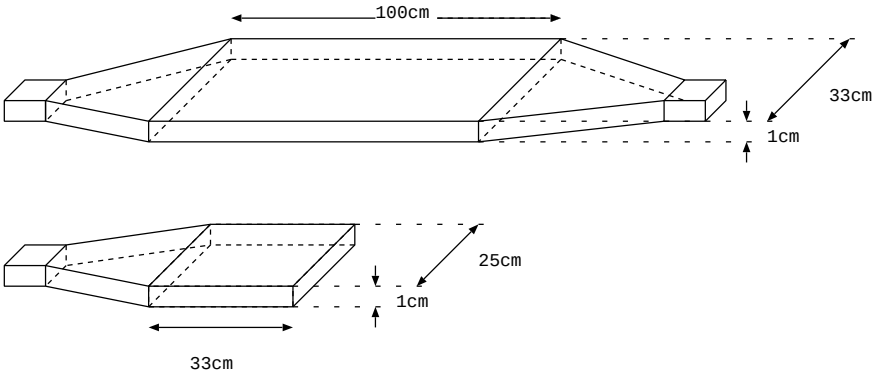

Figure 2.1: 検出器の模式図

2.2.3　セットアップ

この検出器を figure2.2 のようにセットアップした。検出器は図のように上部、中部、下部の 3 つの部分から構成されている。上部を構成するのは M0,M1,M2,M3 から成る 4 つの片覗きレイヤーと L1,R1 から成る 1 つの両覗きレイヤーである。中部を構成するのは L2,R2 からなる両覗きレイヤーである。下部を構成するのは L3,R3, から成る両覗きレイヤーと M4,M5,M6,M7 から成る片覗きレイヤーである。

2.2.4　アクセプタンス

セットアップする際に上部と下部の距離を決めなければならない。そのため、最上層と最下層のシンチレーター間の距離に応じて検出器のアクセプタンスがどのように変わるかをモンテカルロ法でシミュレーションした。方法は、まず半径 200cm の球の表面から宇宙線を降らせる。その際、方位角分布は一様に天頂角分布は $cos^2\theta$ となるようにした。次に、球の中心に実際の検出器と同じようにシンチレーターを配置し、その検出器を通過する粒子の数を求める。

$$Acceptance = \frac{\text{検出された粒子数}}{\text{発生させた粒子数}}$$

その結果が figure2.3 である。これによると、シンチレーター間の距離が大きくなると立体角は激減する。しかしあまりシンチを近づけると TOF(Time Of Flight) が PMT のパルスの立ち上がり時間に比べて十分大きくならないので β の分解能は悪くなる。(同様にそれぞれの距離で MC により TOF 分布をだしてやり、その σ で評価してやった。figure2.4 参照) そのため、今回はシンチ間の距離をできるだけ大きくすることを考えて上部と下部の距離を 250cm にした。

2.3　ロジック

次にこの検出器のロジック図を説明する。

2.3.1　トリガー

観測したいイベントは上部、中部、下部を通る粒子である。そのためにトリガー条件は以下の用にした。粒子の通過した時間情報の基準が必

要なので常に同じ PMT からのパルスでトリガーをスタートさせるために上部の両覗きレイヤーについては両側の or をとらずに、R1 だけをトリガーに用いてコインシデンスに入れる前にパルスを 15nsec ほど遅らせた。そのほかの両覗きレイヤーは Efficiency が 90 %を切るものもあるので、両側の or をとった。

$$(M0 \cup M1 \cup M2 \cup M3) \cap R1 \cap (L2 \cup R2) \cap (L3 \cup R4) \cap (M4 \cup M5 \cup M6 \cup M7)$$

2.3.2 測定量

上記のようなトリガーで我々がこの実験で測定した物理量は以下の 2 つと測定時間、CAMAC のデッドタイムの 4 つである。

- 各 PMT の ADC... CAMAC モジュールの ADC を 14 チャンネル用いてとったデータ。トリガーの信号でゲートを開け、その中に入った PMT からのアナログパルスの面積にあたる量をカウントしたもの。粒子が検出器を通過した時に落したエネルギーに比例する量である。粒子の dE/dx が求まる。

- 各 PMT の TDC... CAMAC モジュールの fastTDC(以下 TDC と呼ぶ) を 14 チャンネル用いてとったデータ。スターとからストップまでの時間をカウントしたもの。スタート信号はトリガー信号である。ストップ信号は各 PMT からの計 14 個のパルスである。粒子の TOF が求まる。

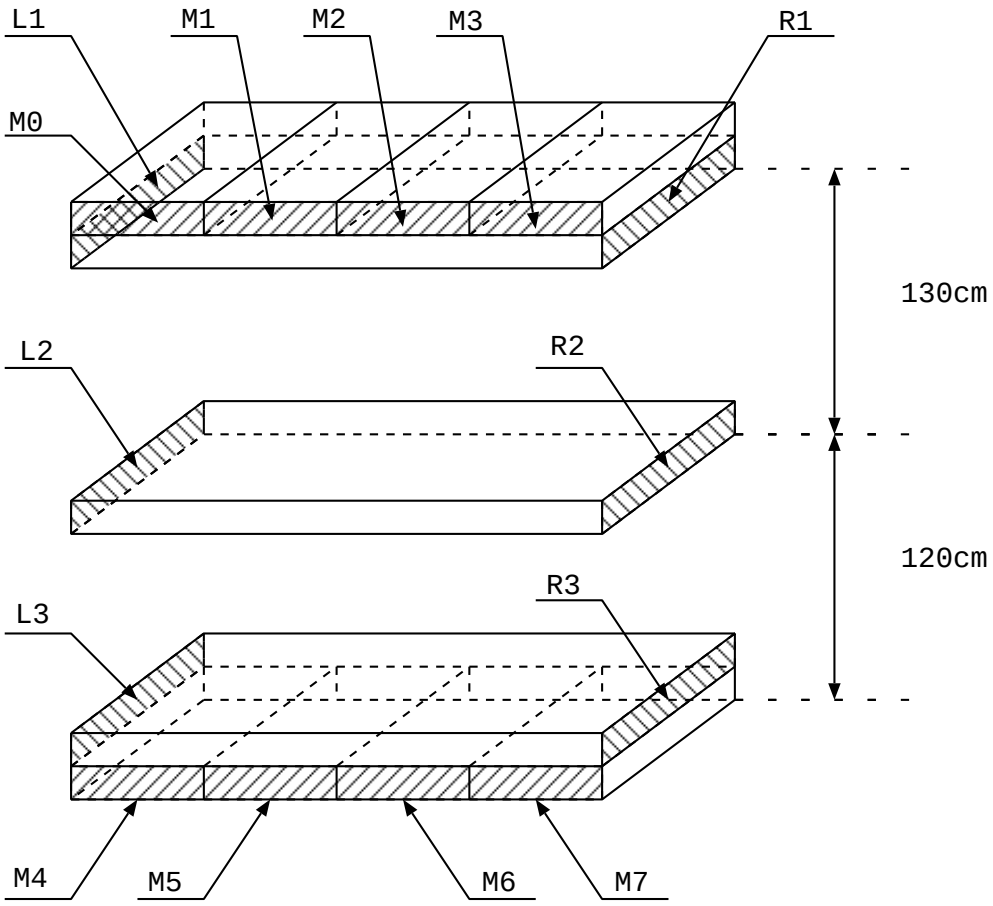

Figure 2.2: セットアップ図

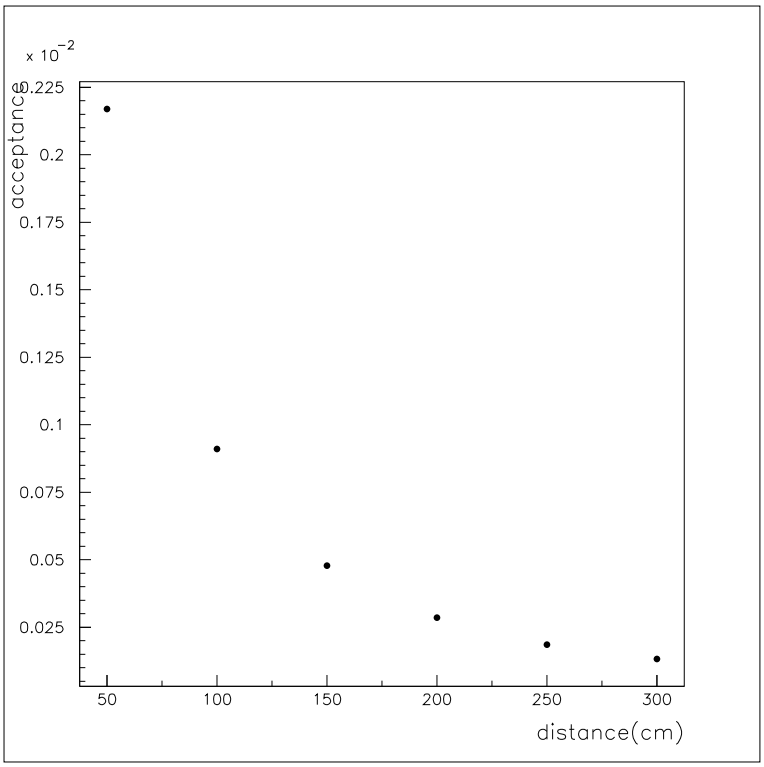

Figure 2.3: 装置の acceptance

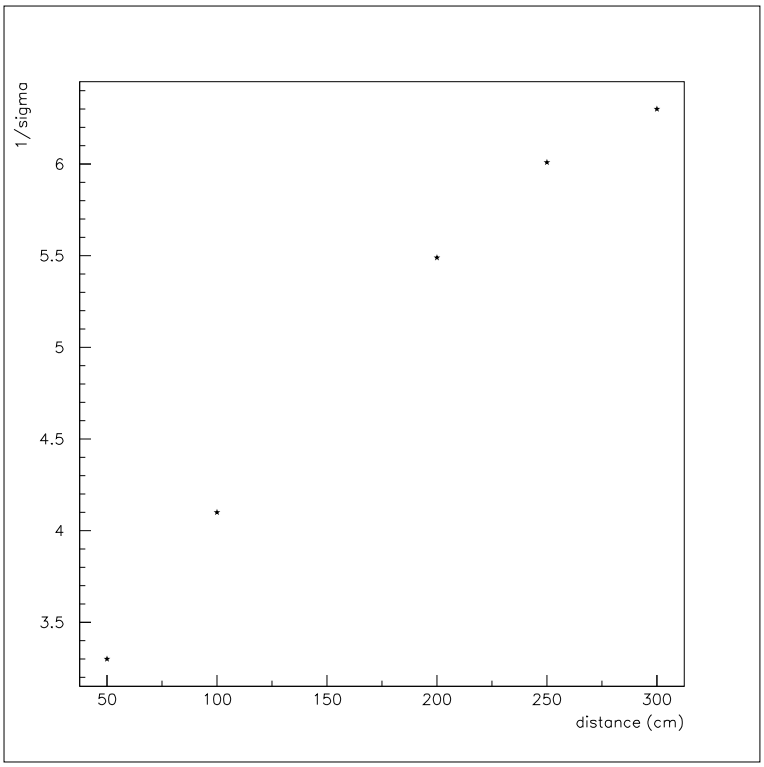

Figure 2.4: time resolution

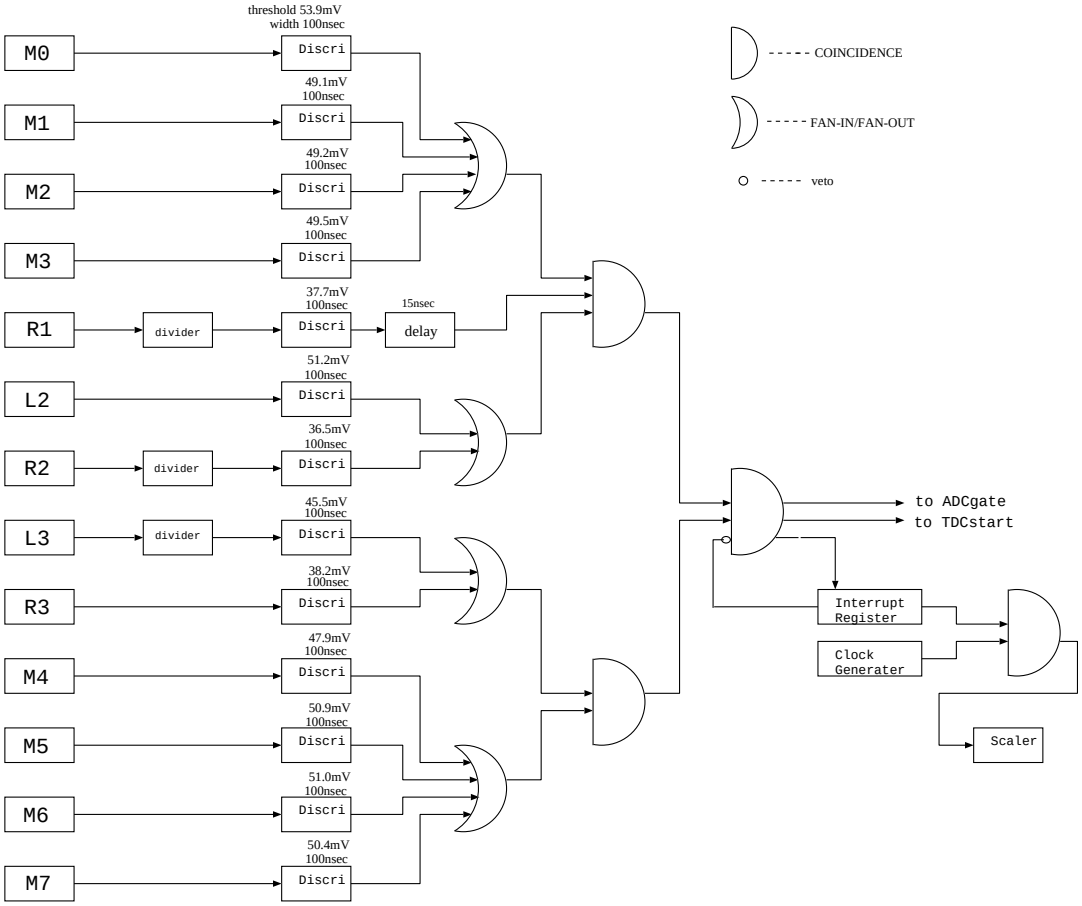

Figure 2.5: トリガーロジック

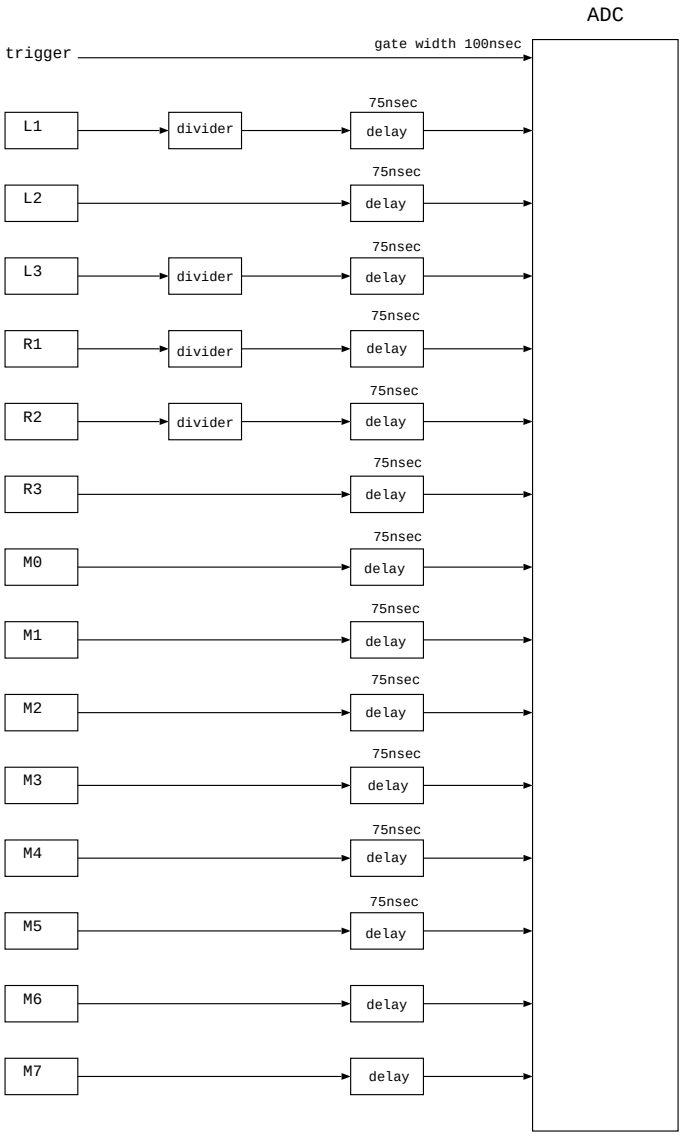

Figure 2.6: ADC ロジック

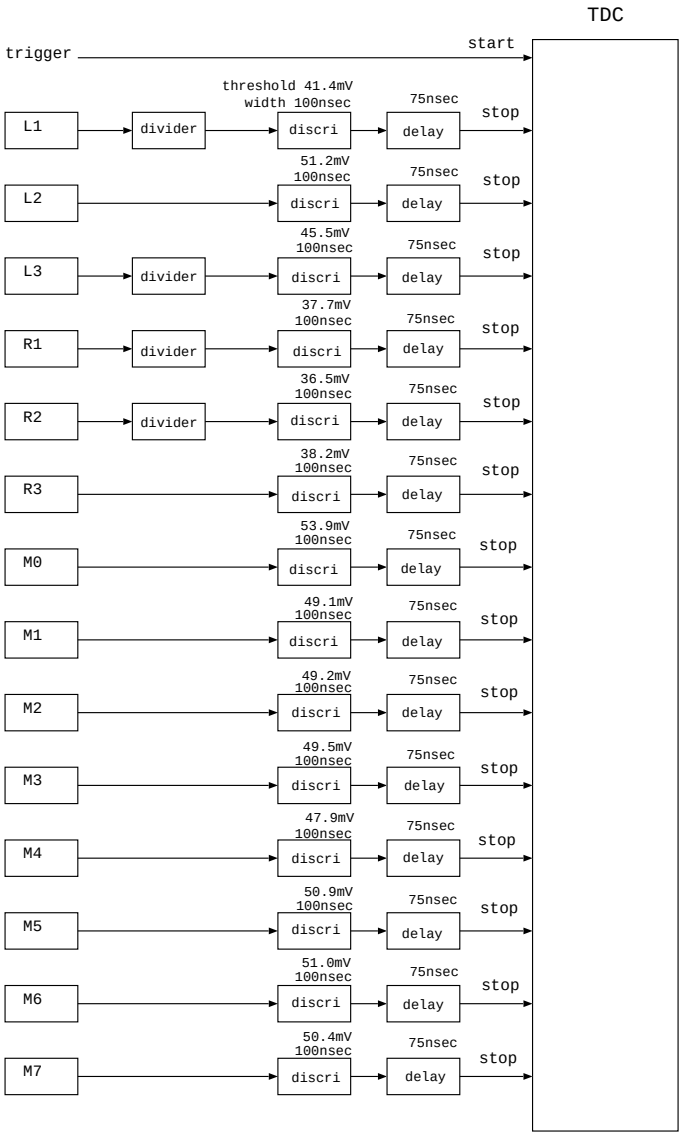

Figure 2.7: TDC ロジック

Chapter 3

Calibration

この章では実験を行うために必要な装置の較正に付いて述べる。

3.1 プラトー測定

この実験で用いる 14 個の PMT の電圧を決める必要がある。そのために、プラトー測定を行って、プラトー領域を求める。

3.1.1 方法

４枚のシンチレーターを重ね、ある１個の PMT だけを変化させ、他の３個の PMT の電圧はプラトー領域に固定する。そのときに、４個の PMT のコインシデンスのカウント数 [Hz] を測定した。その典型的な例を figure3.1,3.2 に示す。各 PMT の電圧はプラトー領域内で Table3.1 のように設定した。

3.2 ADC の較正

ミューオンが 1cm のシンチレーターを突き抜ける際に落とすエネルギーは 2.09MeV である。これを利用して、シンチレーターにほぼ垂直に入射する宇宙線のミューオンの落とすエネルギーを測定して ADC を較正する。

光電子増倍管	設定電圧 (V)	光電子増倍管	設定電圧 (V)
L1	2560	M1	1700
L2	2400	M2	1820
L3	2200	M3	1700
R1	2460	M4	1900
R2	2600	M5	1830
R3	2600	M6	1880
M0	1760	M7	1960

Table 3.1: 各 PMT の設定電圧

3.2.1 片覗きレイヤーの場合

片覗きのレイヤーについてはできるだけ垂直に入射するミューオンを測定したいので、較正するシンチレーターをはさむように上下にそれぞれミニシンチレーターを距離をおいて配置してすべてのコインシデンスをとり、ADC を測定する。得られたヒストグラムをランダウ関数でフィットし、ピークチャンネルを決定した。(figure3.3) また、ペデスタルも測定し (Table3.2)、ピークチャンネルからペデスタルを引いたものが 2.09MeV に相当するとした。その結果を Table3.3 に示す。

PMT	L1	L2	L3	R1	R2	R3	M0
ペデスタル (ch.)	33	36	33	38	38	35	15
PMT	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7
ペデスタル (ch.)	22	19	21	12	1	7	10

Table 3.2: 各 PMT のペデスタル

3.2.2 両覗きレイヤーの場合

両覗きのレイヤーについては、シンチレーターが大きいので粒子の通過位置によって PMT に届く光量が変わってしまう。そのため、ADC の位置依存性を考慮する必要がある。理論的にはシンチの光量は指数関数的に減衰するので、両側の PMT の ADC の相乗平均を取ることで位置依存性はなくなる。そこでミニシンチレーターを上下に距離をおいて配置し (figure3.4 参照)、位置 x=12.5cm,37.5cm,62.5cm,87.5cm の 4 点につい

て ADC を求めた。

この結果、相乗平均をとったものも理論通り一様にはならなかった (figure3.5 参照)。この原因としてはシンチの劣化、光の反射具合などが考えられるが、実際のところよくわからなかった。今回は ADC の相乗平均 ($ADC* = \sqrt{ADC_l ADC_r}$) を x の 2 次関数

$$p_1 + p_2 x + p_3 x^2 (p_1, p_2, p_3 \text{は定数})$$

として fit した。その結果を table3.4 に示す。

ランダウ分布のピークは 2.09MeV なので、シンチレーターに落としたエネルギーは

$$2.09 \times \frac{ADC^*}{p_1 + p_2 x + p_3 x^2} [MeV]$$

によって計算できる。

3.3 Efficiency

シンチレーターを貫いた粒子が PMT によってすべて検出されるわけではないので、その検出効率 (Efficiency) を求めた。

3.3.1 各 PMT の Efficiency

４枚のレイヤーを重ね、測定するレイヤーは間に挟んだ。両覗きレイヤーは上下にミニシンチレーターを挟んで x=12.5cm,50cm,87.5cm の３点について求めた。各 PMT には上で設定した電圧をかけ、以下のように検出効率 (Efficiency) を求めた。

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{全てのレイヤーのコインシデンス}}{\text{測定するレイヤー以外のコインシデンス}} \times 100$$

結果は table3.5,3.6 のとおり。

3.3.2 検出器全体の Efficiency

最終的には分数電荷のフラックスを求めたいので検出器全体の Efficiency が必要である。しかし、検出器は or をとっていたり、位置によって Efficiency が変わるので、各レイヤーの Efficiency だけでは検出器全体の

Efficiency は求められない。そこで、測定された各レイヤーの Efficiency を用いてモンテカルロシミュレーションにより全体の Efficiency を求めた。その方法について以下に述べる。
まず、半径 200cm の球の表面からミューオンを降らせる。その際、ミューオンの角度分布に関してはその方位角分布は一様に、天頂角分布は $cos^2\theta$ となるようにする。その球の中心に実験と同じようにシンチレーターを配置し、すべてのシンチレーターを通過するミューオンの数 (N_{all}) を求める。同時にそれぞれのシンチレーターにおけるミューオンの通過位置での Efficiency をかけあわせた値を用いてミューオンが検出器に検出された数 (N_{detect}) を求める。検出器全体の Efficiency は以下の式で求められる。

$$\text{Efficiency } = \frac{N_{detect}}{N_{all}}$$

これから検出器の Efficiency は 83.1 %と求められた。

3.4 TDC の calibration

一般に TDC のカウント数と時間の間には、線形性が保たれている。このことを、今回の実験で用いる二つの TDC について確かめるために次のような測定を行った。
Clock Generator の output の一方を TDC の start へ、もう一方を cable delay を通して TDC の stop に入れる (figure3.6 参照)。ここで cable の長さを色々変えて、それぞれの場合での TDC のカウント数を各チャンネルごとに測定し、プロットした (figure3.7 参照)。

この結果、図に見られるようにプロットした点を直線でフィットすることができ、直線の式を得ることができた。
よってこの TDC は十分に線形性を満たしており、その時間変換の式として次の結果を得た (Table3.7)。

$$y(ns) = a \cdot x(\text{カウント数}) + b$$

3.5 シンチレーター中での光速

粒子がシンチレーターを通過した位置を求める際に必要な、それぞれのシンチレーター中での光速を先に求めておく。
ここで用いたデータは、ミニシンチレーターの位置を 3 点で測定した時

の、両側の PMT に光が届くまでの時間の差をとったものと、両側の PMT までの距離の差をとったものを、それぞれ縦軸と横軸としてプロットし、このグラフ (figure3.8) の傾きからシンチレーター中の光速を求めたものを Table3.8 に示す。

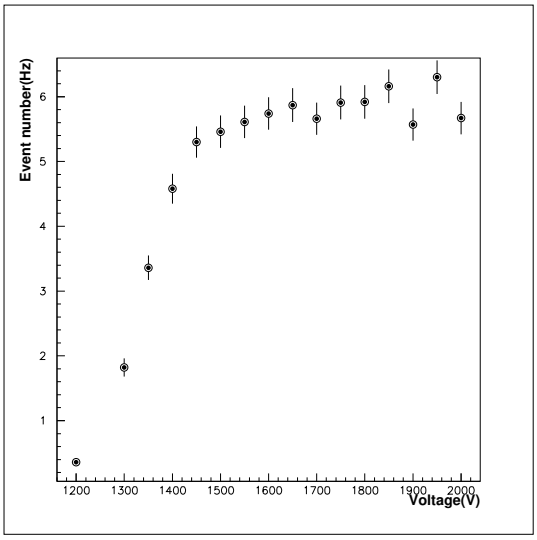

Figure 3.1: プラトー曲線 (M4)

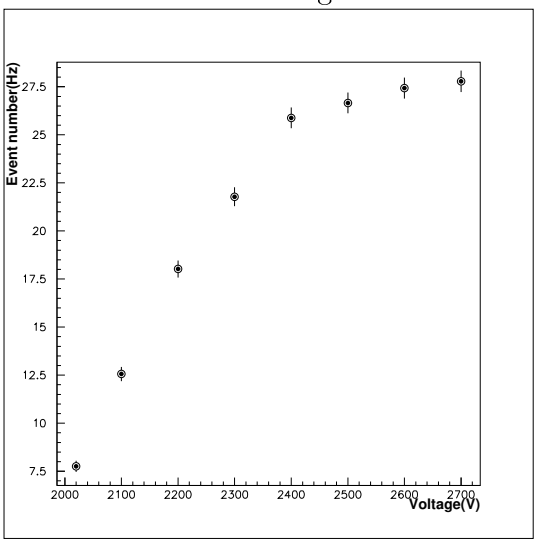

Figure 3.2: プラトー曲線 (R3)

PMT	ADC1 カウントあたりのエネルギー (keV)
M0	6.15
M1	7.08
M2	7.60
M3	5.50
M4	6.28
M5	5.14
M6	6.54
M7	5.74

Table 3.3: 片覗きレイヤーの較正結果

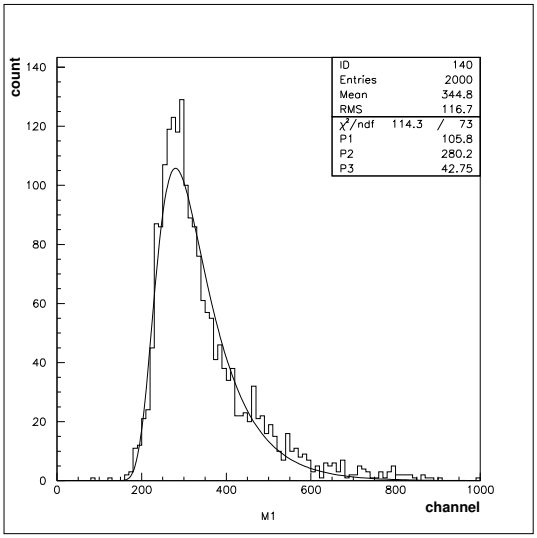

Figure 3.3: ADC のヒストグラム (M1)

PMT	p_1	p_2	p_3
L1-R1	95.90	-0.7266	0.006224
L2-R2	89.64	-0.7312	0.007632
L3-R3	91.63	-0.6304	0.004308

Table 3.4: 両覗きレイヤーの較正結果

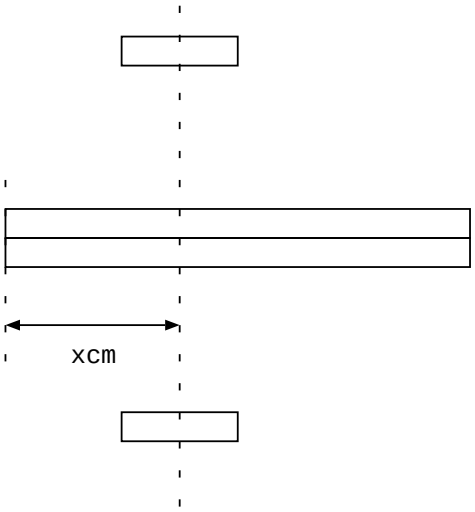

Figure 3.4: ADC 較正のデザイン

PMT		L1	L2	L3	R1	R2	R3
Efficiency(%)	x=12.5(cm)	99.2	99.2	99.7	97.9	88.2	92.5
	x=50(cm)	98.1	99.6	99.2	99.8	98.4	98.5
	x=87.5(cm)	89.4	96.5	88.8	96.2	99.7	95.8

Table 3.5: 各 PMT の Efficiency

PMT	M0	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7
Efficiency(%)	97.5	98.4	97.9	94.8	97.9	97.2	99.1	99.9

Table 3.6: 各 PMT の Efficiency

PMT	a	b	PMT	a	b
M0	6.740	0.04405	M7	7.733	0.04379
M1	6.623	0.04379	L1	8.559	0.02538
M2	6.871	0.04428	L2	8.576	0.02544
M3	6.302	0.04490	L3	8.745	0.02551
M4	7.564	0.04388	R1	8.748	0.02575
M5	7.039	0.04394	R2	8.965	0.02586
M6	6.790	0.04393	R3	8.940	0.02585

Table 3.7: TDC の較正結果

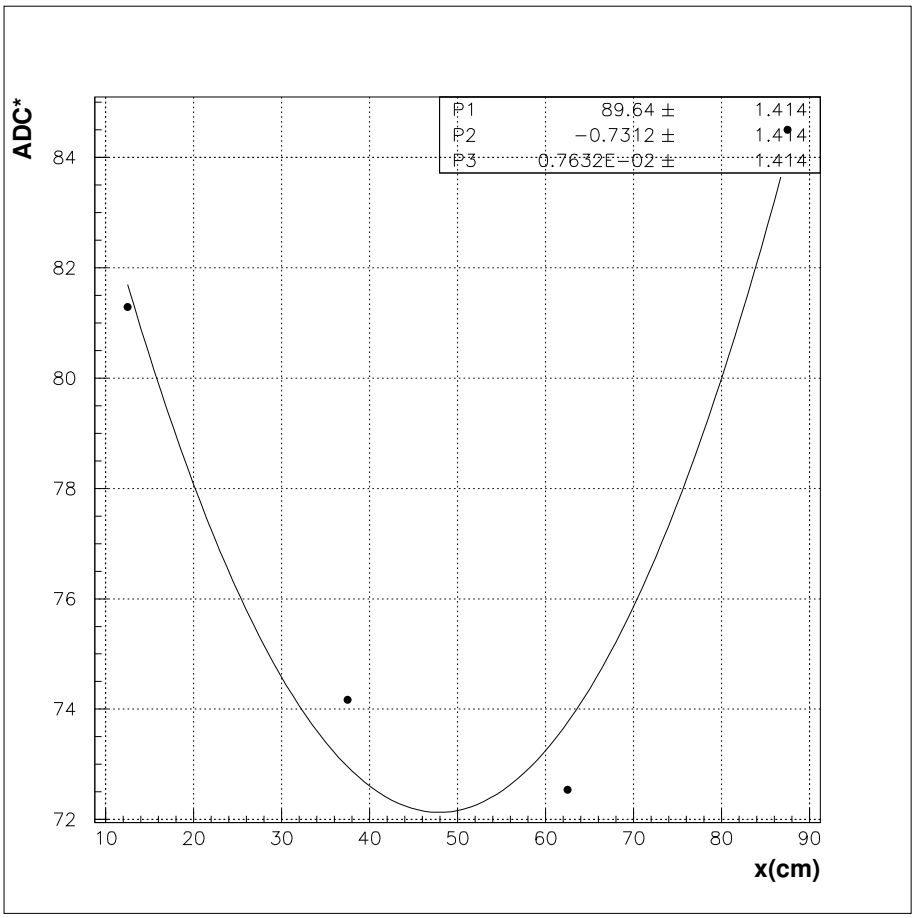

Figure 3.5: ADC*の位置依存性

上	13.15 ± 1.11cm/nsec
中	13.42 ± 1.59cm/nsec
下	12.27 ± 1.12cm/nsec

Table 3.8: シンチレーター中の光速

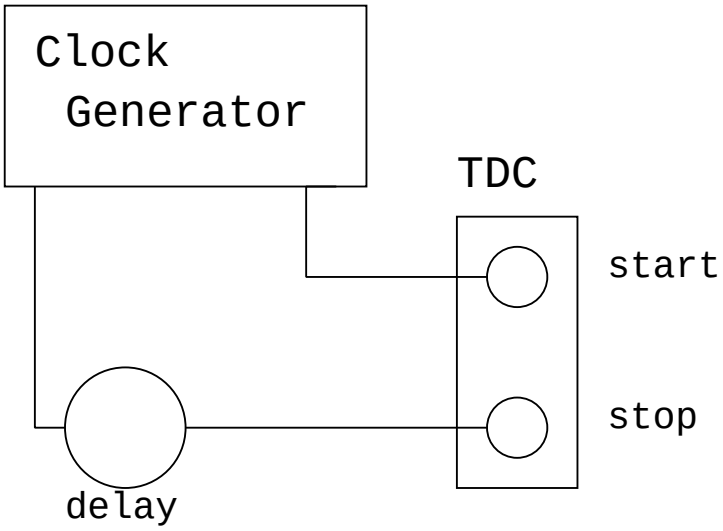

Figure 3.6: TDC の較正のロジック

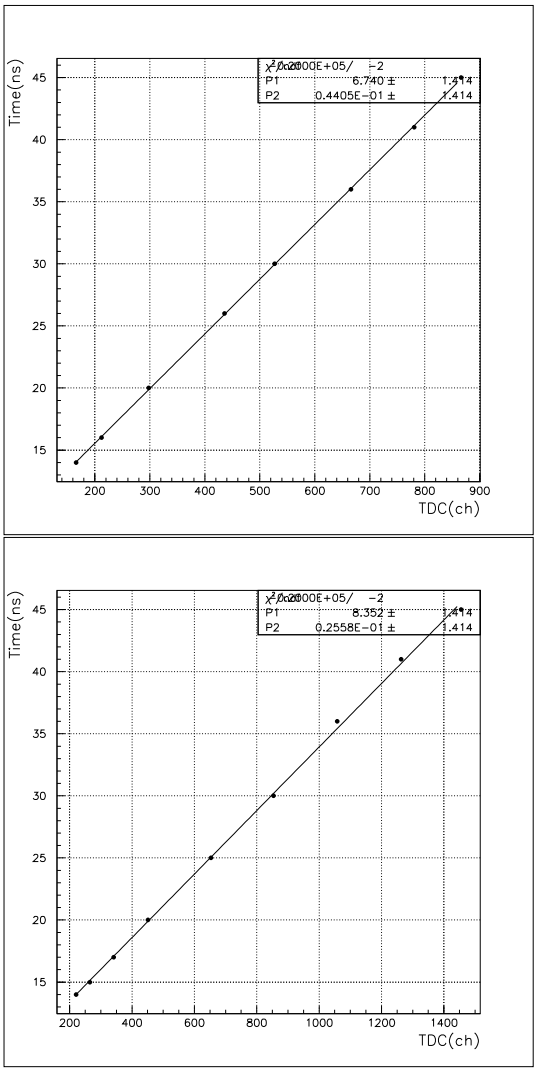

Figure 3.7: TDC の値と時間の関係

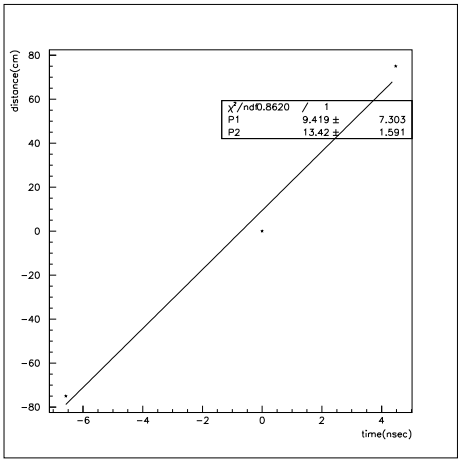

Figure 3.8: シンチレーター中の光速

Chapter 4

解析の方法

この実験では測定した粒子のβ と dE/dx を求めるのだが、ここではそれらを求める方法を述べる。

4.1 スルーイングの補正

PMT からのパルスは discriminator によって、アナログ信号からデジタル信号に変換される。そのデジタル信号は TDC の start、stop に入るが、元のアナログパルスの大小により、figure4.1 に示すようにストップのタイミングが真のストップのタイミングより ΔT だけずれてくる (スルーイング)。我々は測定の時間分解能を良くするために、このスルーイングの補正を行なった。

我々は次のような理論により補正を行なった。PMT からのパルスの形をパルスのピーク、立ち上がり時刻、立ち下がり時刻の 3 点を頂点とする三角形で近似する。パルスの大小に関わらず、立ち上がり時間、立ち下がり時間はそれぞれ同じと仮定すると、パルスの面積はパルスの高さ、つまり ADC のカウント数に比例する。

また ΔT はパルスが大きいほど小さくなるので、ADC のカウント数に反比例する。ここでスルーイングの効果を考えるために、TDC のカウント数を時間に変換した値と、ADC の逆数をそれぞれ縦軸、横軸にしてプロットすると、figure4.2 に示すようにほぼ直線にのっていることがわかる。

このことから、TDC のカウント数、ADC のカウント数の間には次の関係式が成り立つ (P_1、P_2 は定数。)

PMT	P_2
M0	2.831
M1	4.320
M2	5.132
M3	6.145
M4	5.089
M5	5.592
M6	5.909
M7	7.166
L1	0.7525
L2	3.324
L3	3.059
R1	-
R2	3.070
R3	3.085

Table 4.1: スルーイングの係数

$$\text{TDC のカウント数} = P_1 + \frac{P_2}{ADC \text{ のカウント数}}$$

この式の第二項がスルーイング効果による delay で、第一項が実際の TDC のカウント数である。よって行なう補正は、実際のデータのプロットを上式で fit して P_1、P_2 を求め、TDC のカウント数から第二項を引くことである。我々はこの補正を各チャンネルごとに行なった。
figure4.3 は figure4.2 のデータにスルーイング補正を行なったものである。
各チャンネルについて求めた P_2 を table4.1 に示す。

4.2 粒子の通過位置 x の求め方

測定器を通過した粒子の β を求めるには、その粒子の測定器内での飛跡と TOF を求める必要がある。
我々の実験では上下に 4 枚ずつミニシンチレーターが設置してあるので、上下でそれぞれどのミニシンチレーターを通ったかで、おおよその飛跡を求めることができる。しかし、それが本当に矛盾なく飛跡となっているか確認するには粒子が大きいシンチレーター中のどこを通ったか知る必要がある。それを TDC の情報を使って求める。

今、両覗きのシンチレーターの一方の端からの距離が x の位置に粒子が入射してシンチレーションを起こしたとする。
この光が PMT にとどくまでの時間を、それぞれ t_1、t_2、シンチレーターの長さを 100(cm)、シンチレーター中での光速を c'、PMT から TDC に入るまでにかかる時間を、それぞれ q_1、q_2 とする。また、TDC のカウント数を時間に変換した値をそれぞれ T_1、T_2 とする (figure4.4 参照)。すると、

$$T_1 = t_1 + q_1$$
$$T_2 = t_2 + q_2$$

である。ただしここで、

$$t_1 = \frac{x}{c'}$$
$$t_2 = \frac{100-x}{c'}$$

である。ここで $T_1 - T_2 = \Delta T$、$q_1 - q_2 = \Delta q$ とすると、

$$\Delta T = \frac{2x-100}{c'} + \Delta q$$

よって、

$$x = \frac{1}{2}[(\Delta T - \Delta q)c' + 100]$$

この x の値とミニシンチから求めた飛跡を比較して event selection を行なうが、その詳しい方法は Chapter 5 の解析のところで述べる。

4.3 β の求め方

β はミニシンチレーターの TDC の値だけを用いて求めた。大きいシンチレーター中の光速の値を用いて TOF を求めて β を出す方法もあるが、シンチ中の光速の値の誤差が大きく、efficiency もよくないので、ミニシンチレーターだけから β を求めたほうが精度が良い。
まず上部と下部のミニシンチレーターのそれぞれの TDC カウント数の差より TOF を求める。そして飛行距離を L とすると、

$$\beta = \frac{L/TOF}{c}$$

とゆうように β を求めることができる。

4.4 dE/dx の平均の取り方

実験では、dE/dx のデータが一つのイベントに対して五つ得られるので、何らかの方法でその平均をとらねばならない。平均の取り方には以下のように三種類ある。

1. 得られたデータから最大のものを除いた後平均を取る。

$$\frac{[\Sigma_{n=1}^{5}\frac{dE}{dx}]-\frac{dE}{dx}_{max}}{4}$$

2. 最大、最小を除いて平均をとる。

$$\frac{[\Sigma_{n=1}^{5}\frac{dE}{dx}]-\frac{dE}{dx}_{max}-\frac{dE}{dx}_{min}}{3}$$

3. 全データの平均

$$\frac{\Sigma_{n=1}^{5}\frac{dE}{dx}}{5}$$

実データを用いてそれぞれの平均を出した結果を以下に示す。

	ピーク値 (Mev)	σ(Mev)
1.	2.119	0.3897
2.	2.325	0.4067
3.	2.422	0.3920

Table 4.2: 平均の結果

以上の結果より 1 番目の方法がもっとも σ を小さくし、またノックオン電子による効果を減らすことができる。よって、このやり方で dE/dx を求める こととする。

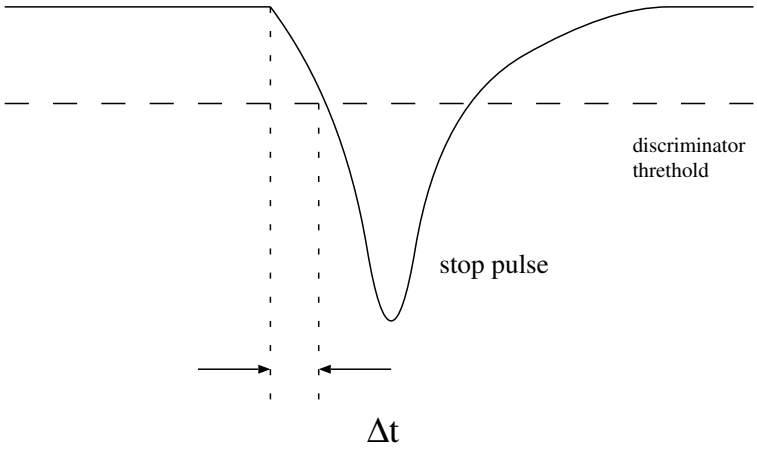

Figure 4.1: ストップタイミングのずれ

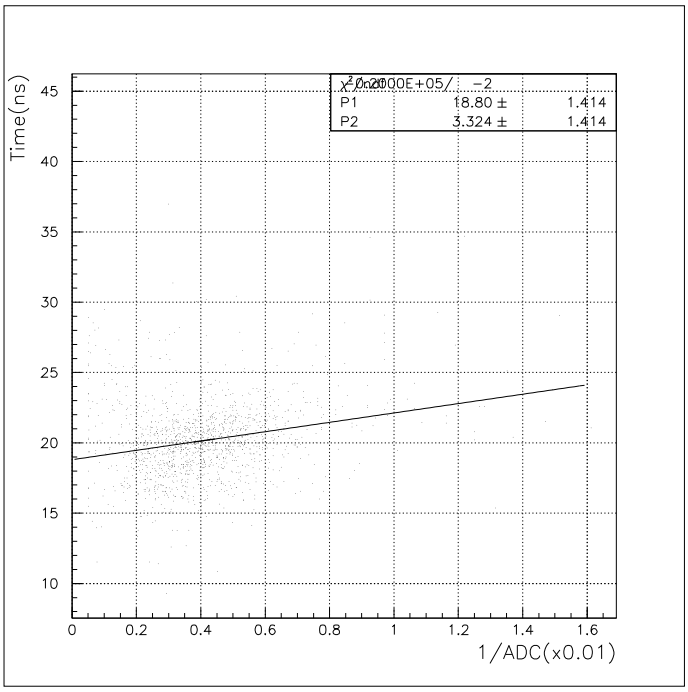

Figure 4.2: スルーイング補正前

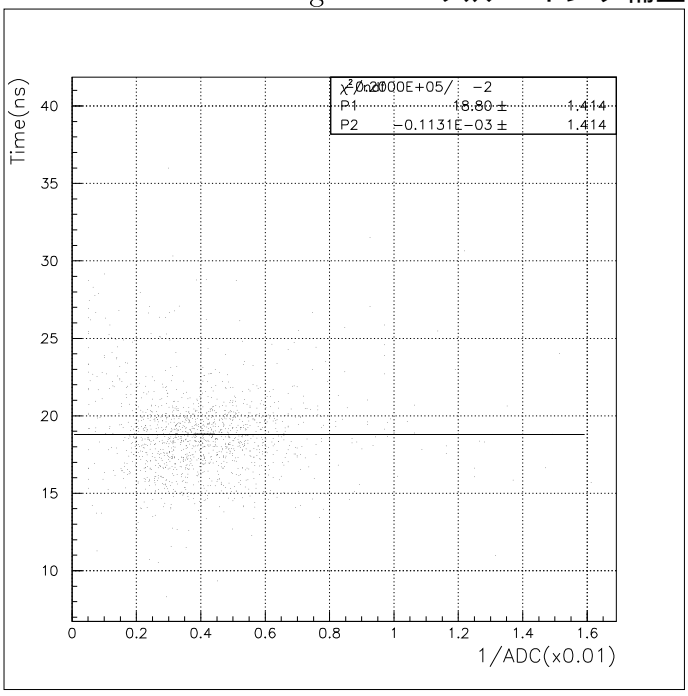

Figure 4.3: スルーイング補正後

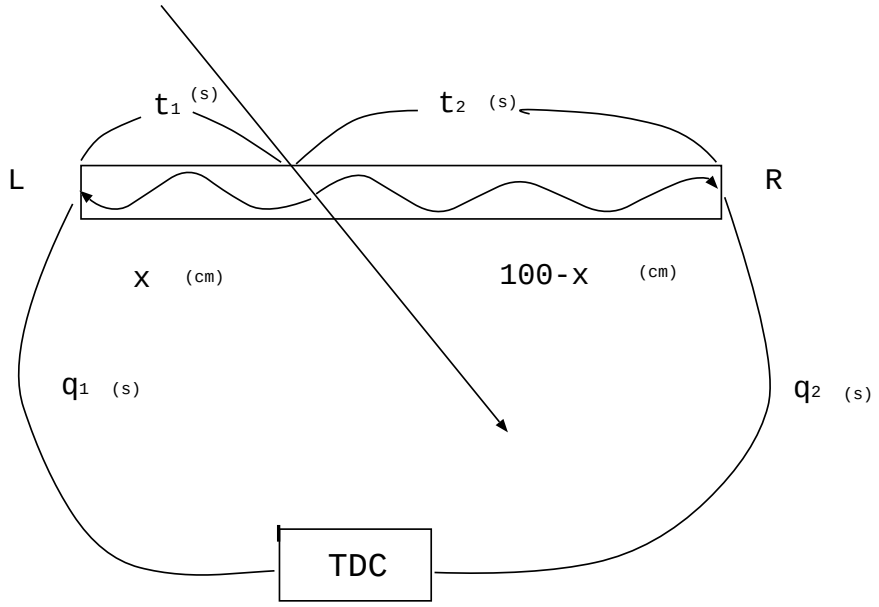

Figure 4.4: 粒子の通過位置

Chapter 5

解析と結果

5.1 DATA

測定は 2002 年 1/10 から 2/3 までの期間のうち 1646818sec かけて行なったものである。
総 trigger event は 493000events であった。
また、Dead time は 0.089sec であり、測定時間と比べて非常に小さいので無視することにした。

5.2 解析

event selection は次のように行なった。

- shower event を除くために上下のミニシンチレーターがそれぞれ一枚づつが鳴った event のみを用いた。
- TDC が一つ以上オーバーフロウしているもの、もしくは一つ以上０の値を出している event は除いた。
- 大きいシンチレーターに取り付けた R ２と L ２、R ３と L ３の組の両方と R １でペデスタル以外と、オーバーフロウ以外のデータが得られた event のみを用いた。
- 第 3 章で求めたシンチ中の光速を用いて算出した大きいシンチレーター中での粒子の通った位置が、上下で鳴ったミニシンチレーター

の中心点を結んだ線から ±30cm 以内に入っている event だけを用いた。30cm という値は求められたシンチ中の光速のエラーを考慮したものである。

この event selection の結果、有効な event は 260006events であった。
得られた有効な event を横軸 β、縦軸 dE/dx でプロットしたものが figure5.1 である。
図中の曲線は Bethe-Bloch の式から求められる β と dE/dx の関係を表しており、上から順に入射粒子の電荷が 1 の場合、電荷が 2/3 の場合、電荷が 1/3 の場合にそれぞれ対応している。

5.3 efficiency curve

通過粒子の電離損失は先に述べたように Bethe-Bloch の式に従うが、Q=1/3、2/3 の粒子ではその値は小さく、必ずしも我々が設定した threthold を越えるとは限らない。
そこで、モンテカルロシミュレーションを用いてどの程度の割合でそれらの粒子を検出できるか予測してみた。
その結果は figure5.2 のようになる。この為、今回の測定では q=1/3 の粒子に関しては $0.25 \leq \beta \leq 0.6$ のものを測定する。ただし、Q=2/3 の時は efficiency が全て 1 となったのでプロットしていない。

5.4 フラックス

5.4.1 計算方法

フラックスは、単位時間、単位面積、単位立体角あたりの粒子数として定義し、次の式で計算する、

$$\mathrm{f} = \frac{n}{S \cdot \Omega \cdot t \cdot e}$$

ただし、f:フラックス、n:検出された event 数、S:検出器の見込みの表面積、Ω:検出器の立体角、t:測定時間、e:efficiency である。
検出器の立体角は次のようにして求めた。
我々の実験における検出器の見込みの立体角、表面積をそれぞれ、Ω_{exp}、S_{exp} とし、シュミレーションにおいてミューオンを発生させた球を検出

器とみなした時の見込みの立体角および表面積を、Ω_{sphere}、S_{sphere} とする (figure5.3、ただし図は 2 次元で見た場合)。そして我々の実験で観測できた event 数を N_{exp}、球の表面から発生させた粒子数を N_{sphere} とすると、次のような関係が成り立つ。

$$\frac{N_{exp}}{N_{sphere}} = \frac{\Omega_{exp} \cdot S_{exp}}{\Omega_{sphere} \cdot S_{sphere}}$$

この式において、Ω_{sphere}、S_{sphere} はそれぞれ 4π、πr^2 であり、S_{exp} の値はシュミレーションによって求めたものを用いるので、結局未知数は Ω_{exp} だけとなり、これを計算によって求めることができる。

我々の実験では粒子の飛跡を上下の 4 枚ずつのミニシンチレーターを結ぶ 16 通りの経路で分類しているが、立体角と表面積、efficiency およびシミュレーションにより発生させた粒子数が 1.0×10^7 個の時の検出された粒子数は全体を一つの検出器として求めたものを使う。それらをまとめたものが table5.1 である。

見込みの表面積 (cm^2)	検出器の立体角 (sr)	efficiency	検出された粒子数 (個)
1518	0.22	0.831	2115

Table 5.1: フラックスの計算に用いるデータ

フラックスの計算に用いる検出された event 数 n は経路ごとに β の範囲を $0.25 \leq \beta \leq 0.5$、$0.5 \leq \beta \leq 0.6$、$0.6 \leq \beta \leq 0.7$、$0.7 \leq \beta \leq 0.8$、$0.8 \leq \beta \leq 0.9$、$0.9 \leq \beta \leq 1.1$ のように 6 つに区切ってそれぞれについて求めるが、それらの領域におけるミューオンの浸みだしも考慮しなくてはならない。その際、測定する領域を広く取りすぎるとミューオンによるバックグラウンドの事象を多く拾いすぎてしまい、後で Poisson 分布を用いてフラックスの上限を算出する時に支障をきたす。そこで今回の実験では我々はそれぞれの β の範囲で測定する領域を 1.3 σ までとし、まずその領域内のバックグラウンドの数を評価した。
ここでは、ミューオンによるバックグラウンドの数を実データの TOF,ADC 分布を考慮した MC によって評価してやった。具体的には MC で得た分布を Gaussian で fit し、その 1.3 σ までの範囲を積分することによってバックグラウンドの数を求めた (積分の仕方は fig5.4 に)。$0.9 \leq \beta \leq 1.1$ における MC,DATA の比較が figure5.5 にあたる。最終的に n, バックグラウンド事象数から Poisson 分布を用いて見込まれる粒子数およびフラッ

クスの上限値を算出した。観測された粒子数 n と、バックグラウンドの数をまとめたのが table5.2 である。

β	Q=2/3 の n	Q=2/3 の bg の数	Q=1/3 の n	Q=1/3 の bg の数
$0.25 \leq \beta \leq 0.5$	4	0.0477	0	0
$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	2	0.051	0	0
$0.6 \leq \beta \leq 0.7$	12	0.523	-	-
$0.7 \leq \beta \leq 0.8$	5	1.04	-	-
$0.8 \leq \beta \leq 0.9$	18	16.0	-	-
$0.9 \leq \beta \leq 1.1$	18	9.35	-	-

Table 5.2: 観測された粒子の数 n とバックグラウンドの数

5.4.2 Q=1/3 の分数電荷粒子のフラックス

先に述べたように Q=1/3 の粒子は β が大きい領域では efficiency が悪く、測定に用いるのに適していない。また、β が小さい領域では TOF が大きくなりトリガーのコインシデンスにかからなくなってしまうので測定できない。
そこで我々は Q=1/3 の粒子に関しては $0.25 \leq \beta \leq 0.6$ の領域でフラックスの Upper limit を求めた。

β	フラックスの Upper limit
$0.25 \leq \beta \leq 0.5$	5.03×10^{-9}
$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	1.06×10^{-8}

Table 5.3: Q=1/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

5.4.3 Q=2/3 の分数電荷粒子のフラックス

Q=2/3 の粒子については MC でえられた gauss 分布の 1.3σ の領域に入るものをシグナルとしてやった。

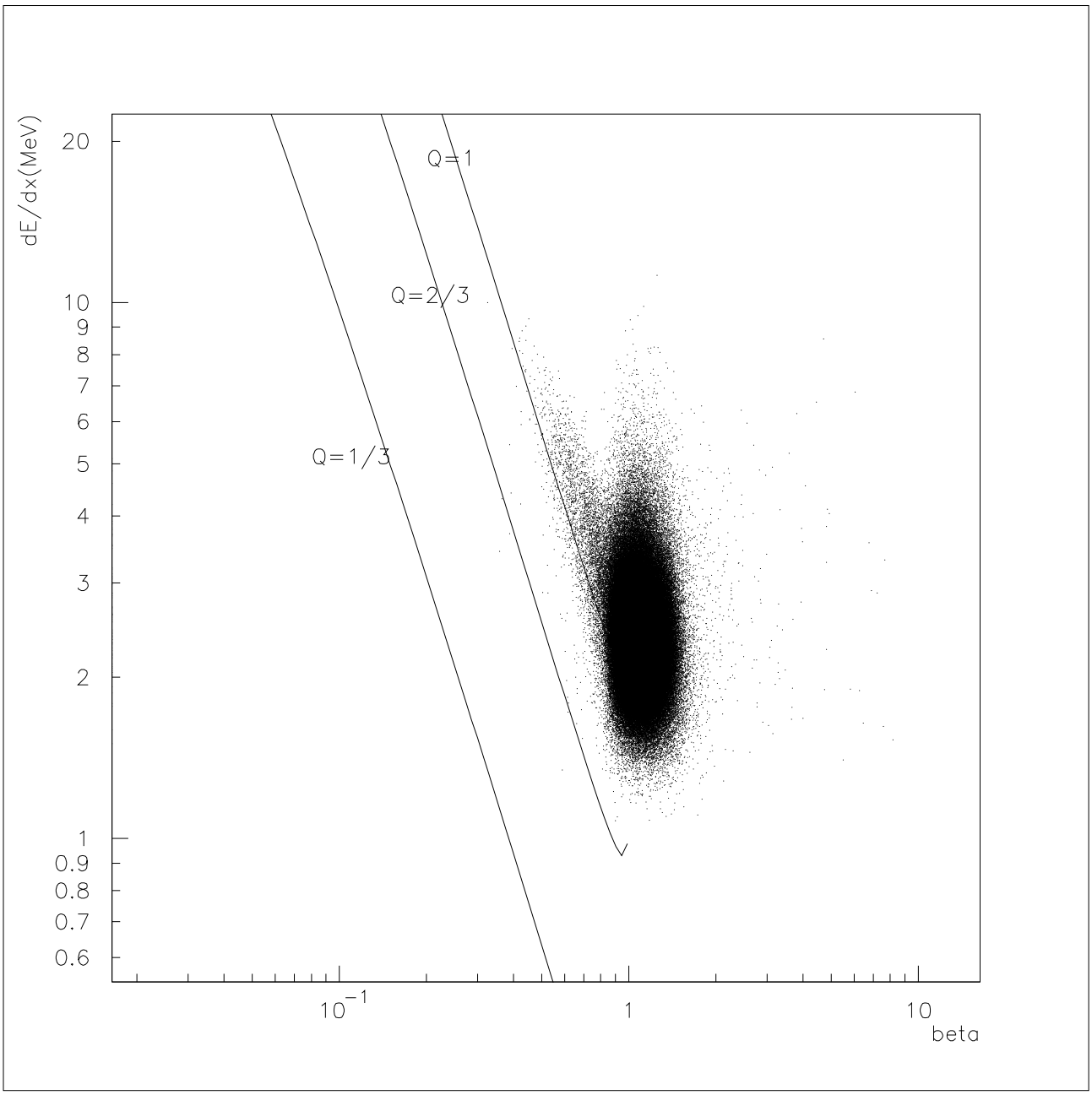

Figure 5.1: 全 event

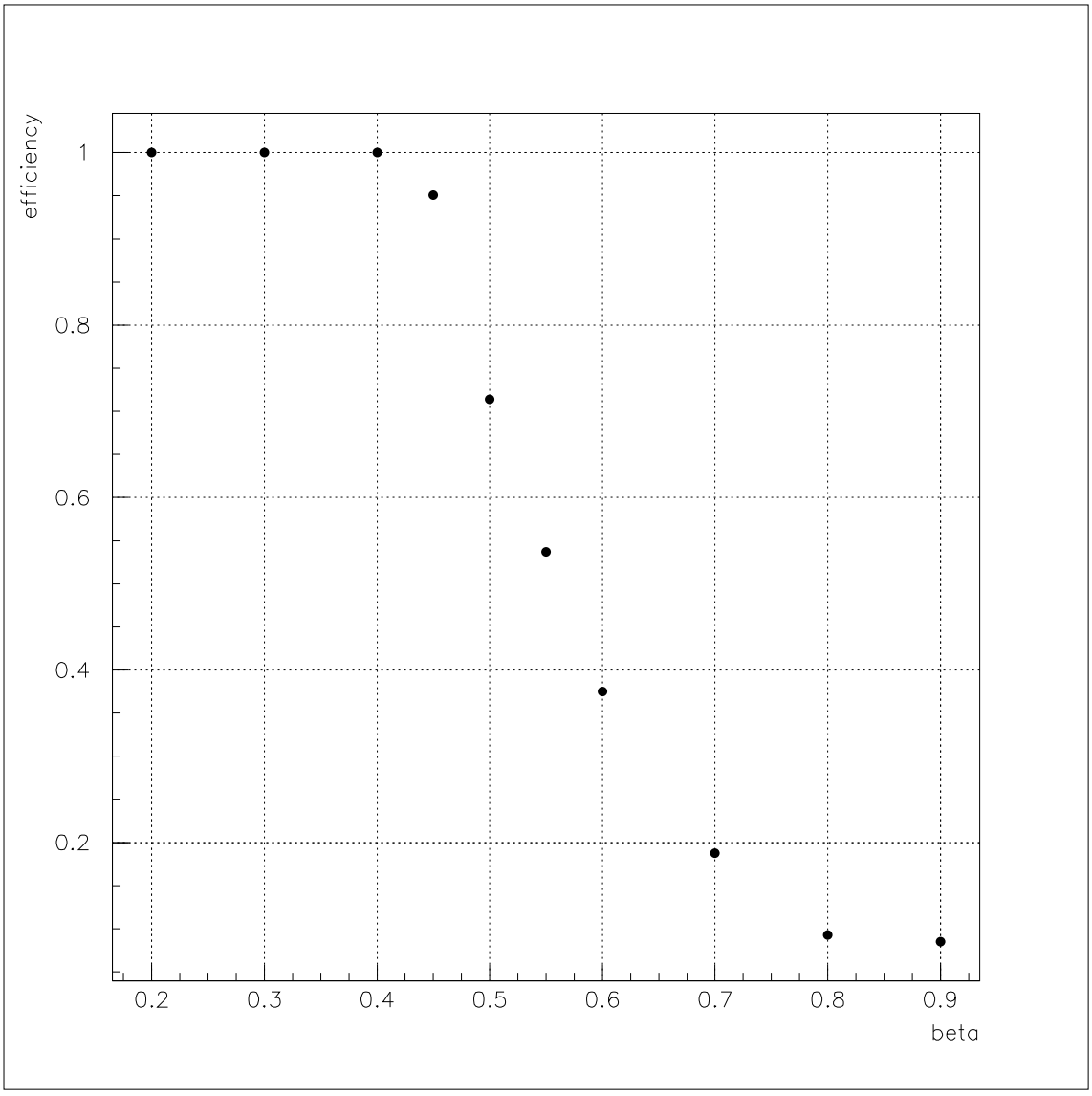

Figure 5.2: efficiency curve

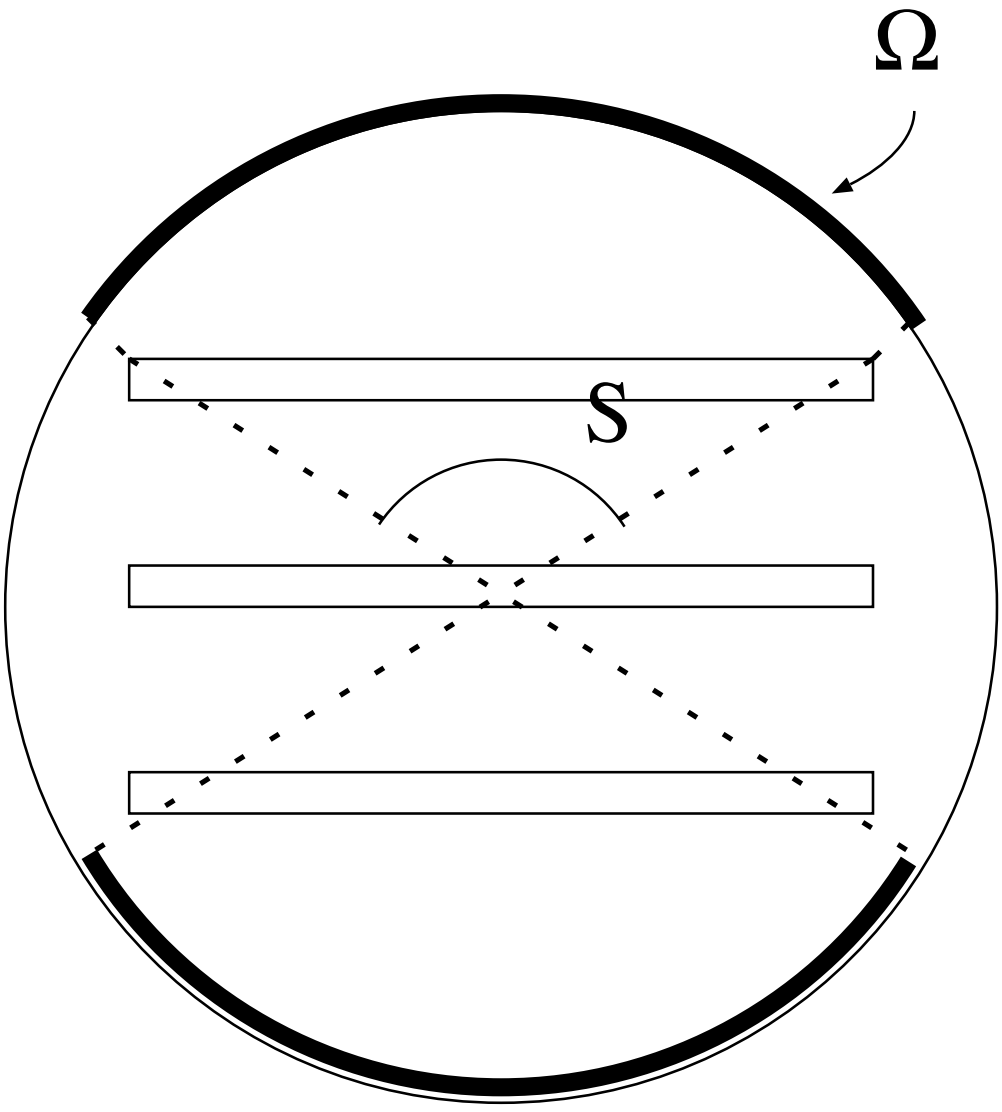

Figure 5.3: 検出器の立体角と表面積

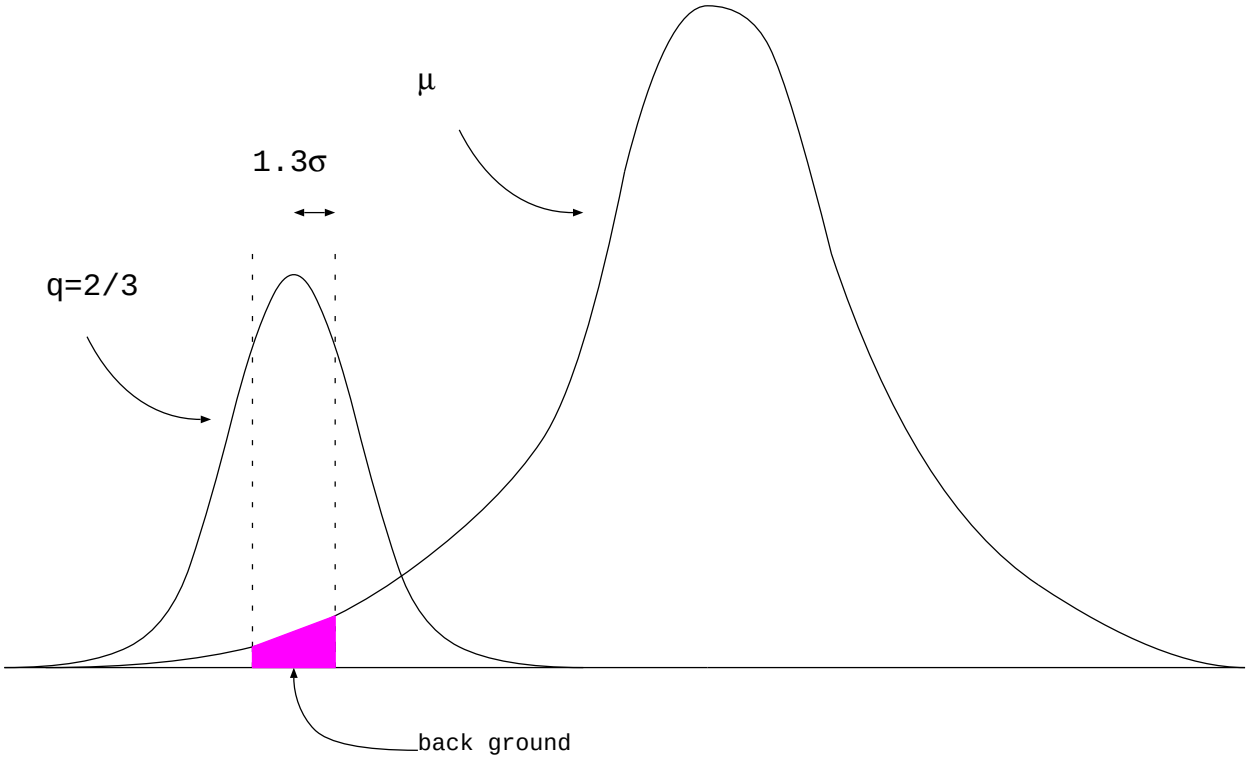

Figure 5.4: バックグラウンドの評価の仕方

β	フラックスの Upper limit
$0.25 \leq \beta \leq 0.5$	1.74×10^{-8}
$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	1.06×10^{-8}
$0.6 \leq \beta \leq 0.7$	3.77×10^{-8}
$0.7 \leq \beta \leq 0.8$	1.80×10^{-8}
$0.8 \leq \beta \leq 0.9$	2.11×10^{-8}
$0.9 \leq \beta \leq 1.1$	3.37×10^{-8}

Table 5.4: Q=2/3 の粒子の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

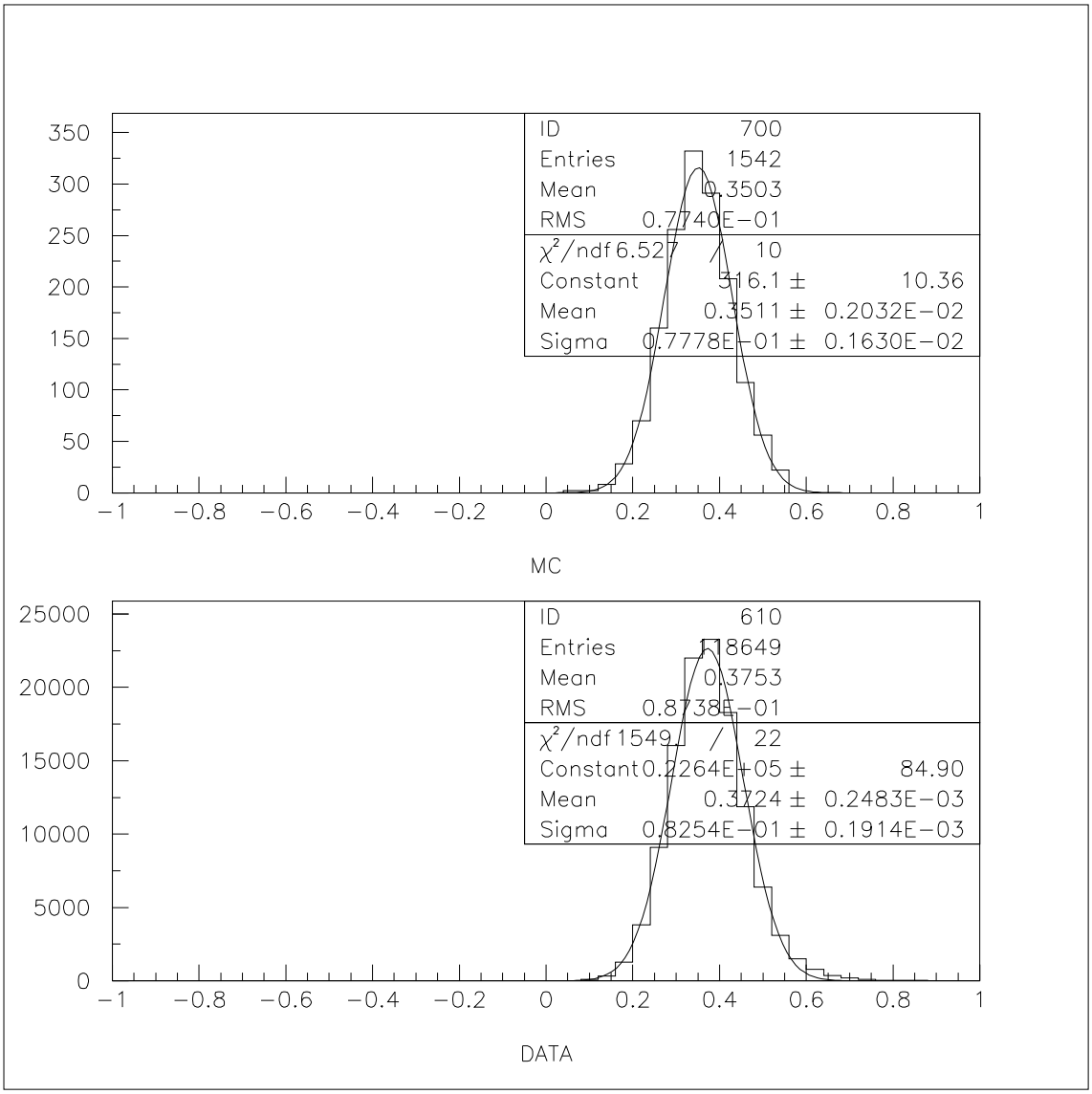

Figure 5.5: MC と DATA の比較

Chapter 6

結論

我々はプラスチックシンチレーターを用いた分数電荷粒子の探索を行ない、Q=1/3 と Q=2/3 の分数電荷粒子の Upper limit として次の結果を得た。

β	Q=2/3	Q=1/3
$0.25 \leq \beta \leq 0.5$	1.74×10^{-8}	5.03×10^{-9}
$0.5 \leq \beta \leq 0.6$	1.06×10^{-8}	1.06×10^{-8}
$0.6 \leq \beta \leq 0.7$	3.77×10^{-8}	-
$0.7 \leq \beta \leq 0.8$	1.80×10^{-8}	-
$0.8 \leq \beta \leq 0.9$	2.11×10^{-8}	-
$0.9 \leq \beta \leq 1.1$	3.37×10^{-8}	-

Table 6.1: flux の Upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

またこの結果を過去の実験と比較したのが figure6.1,6.2 である。今回の実験精度では、結果としてクオークの単独存在の証拠を得ることができなかった。分数電荷の flux の upper limit については、94 年度の実験よりも精度は上がったがまだ改良すべき点があると考えられる。まずバックグラウンドについてだが、今回はガウス分布を仮定したがより精度のよい評価モデルを考える必要がある。ハード面からいえば、もう少し厚いシンチレーターをもちいればμ による浸み出しをもっと精度良く評価できたといえる。実験面からいうと、大きなシンチの ADC 較正を四点で行なったがもう少し細かくとって評価すること、および offset をさらに厳密にはかり時間分解能をあげることなどがある。また稀な現象であると考えられるため測定に時間をかけ、さらに多くのデータを解析する必要がある。

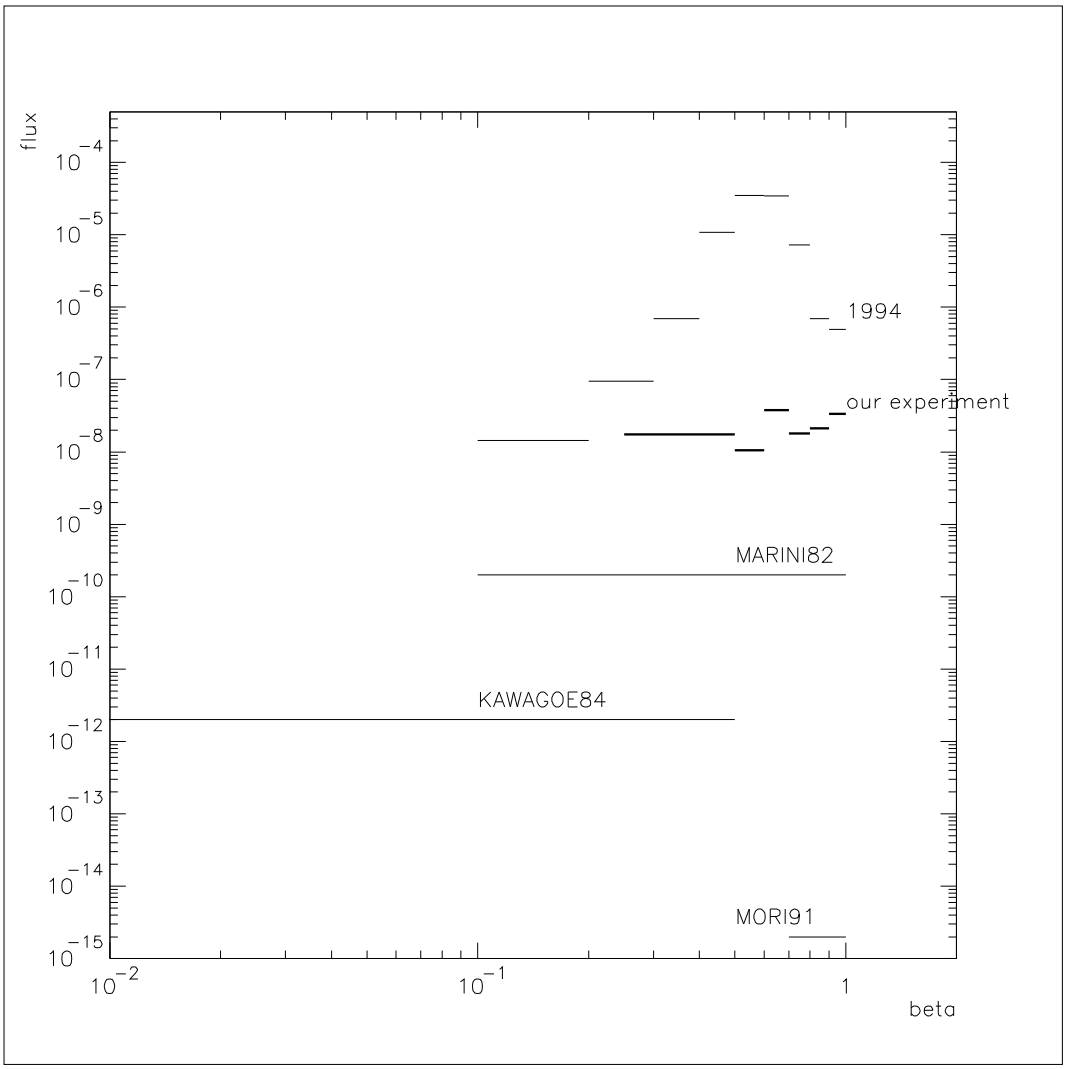

Figure 6.1: Q=2/3 の upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

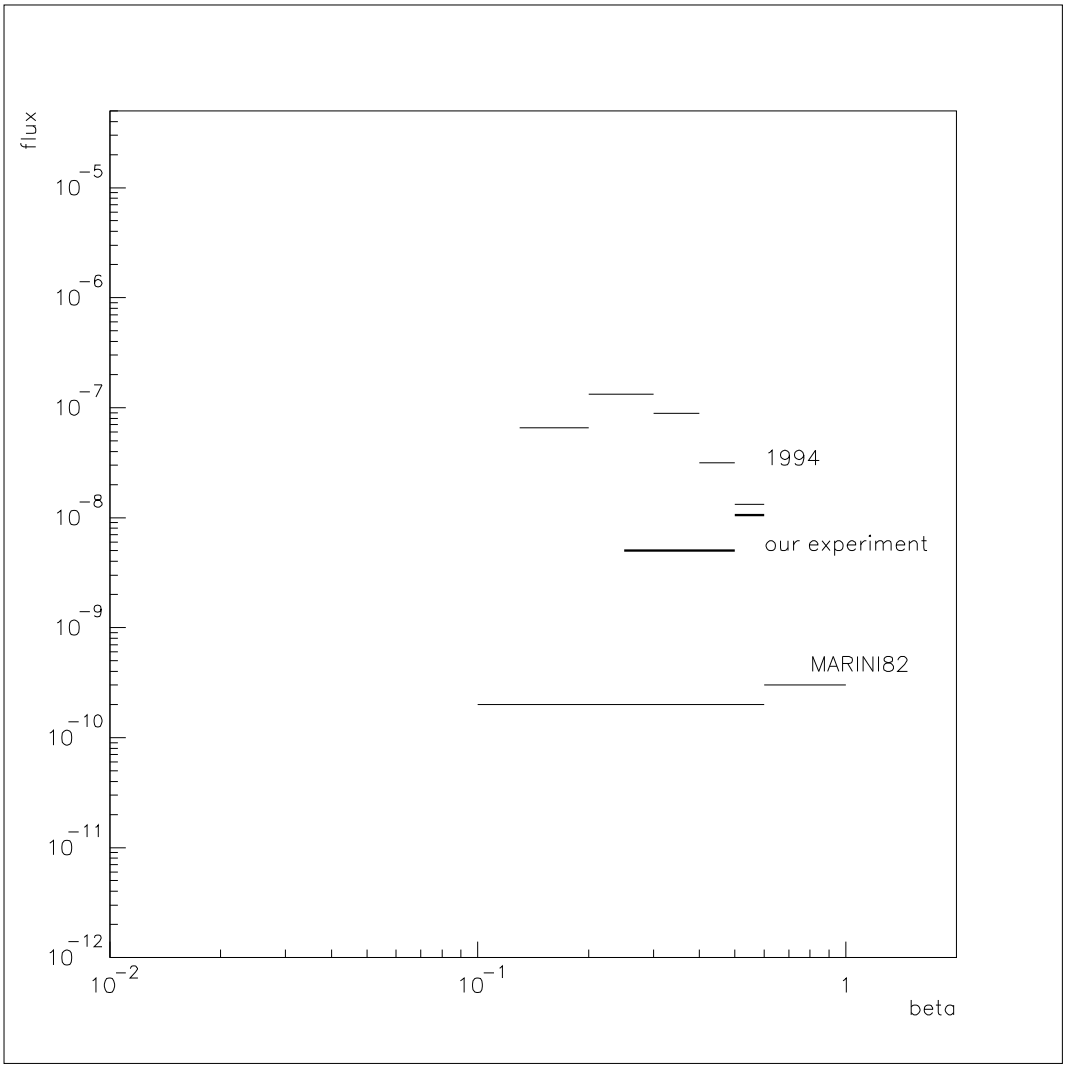

Figure 6.2: Q=1/3 の upper limit(counts $\cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot sr^{-1}$)

補足

また我々の実験では上向きの粒子についても、情報を得ることができた。そのプロットを figure6.3 に示す。得られた粒子のエネルギーが 2 MeV 付近に集まっているので、μ だと考えられる。まず、地球の裏側から飛んでくるものについてだが荷電粒子であるため何千 km も電磁相互作用なしに飛んでくるとは考えがたい。それゆえこの可能性は除外できる。よって我々がみているのは、主に宇宙線 μ の床面でのはね返りや low energy の π の床面での崩壊において出た μ を捕えたなどの現象である。さらにデータを集めれば宇宙線 μ の床面でのはね返り係数なども評価できるかもしれない。

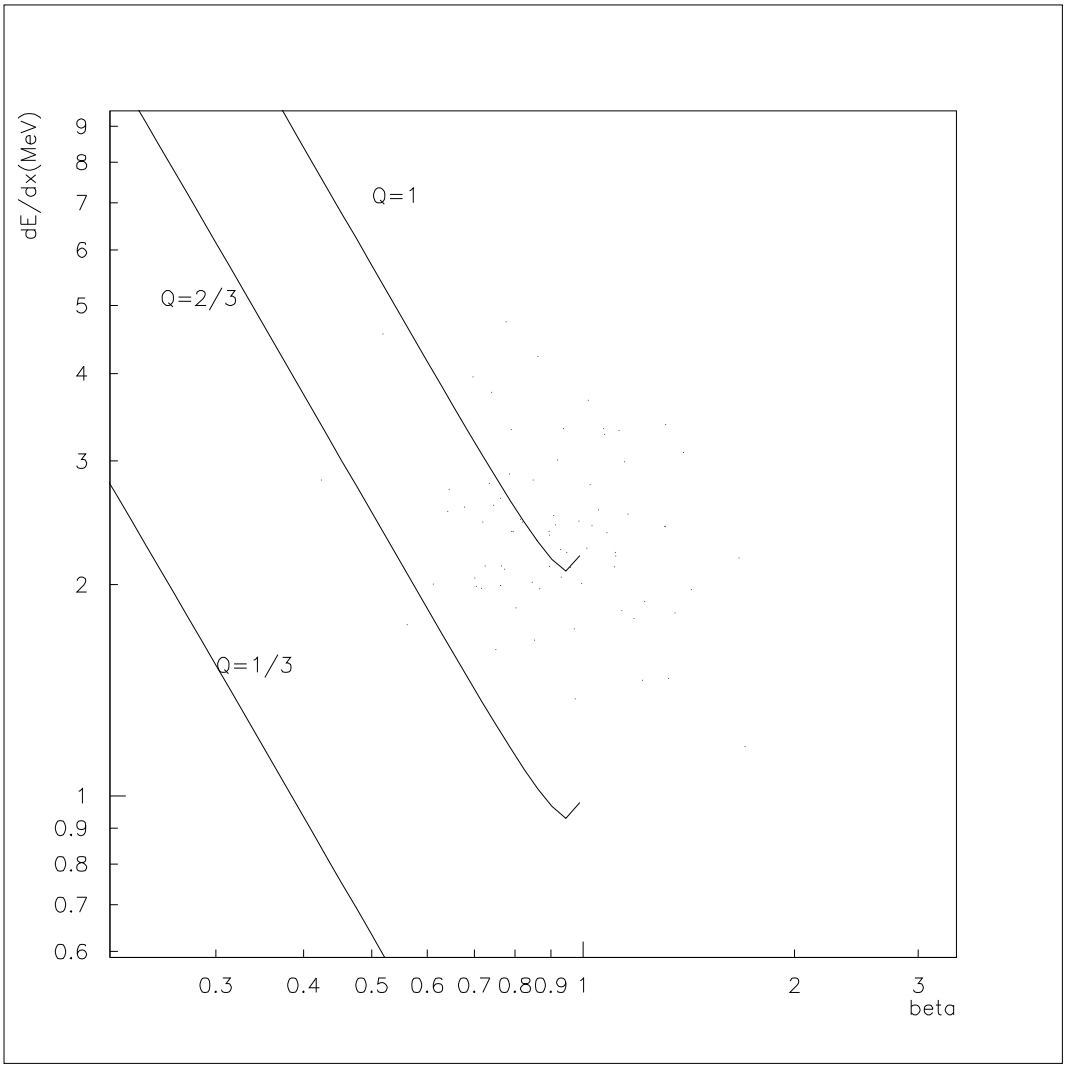

Figure 6.3: 上向き粒子の全 event

関連図書

1. 小田稔 著、宇宙線 (裳華房)
2. 1989 年度長島研究室 4 年生卒業論文
3. 1994 年度長島研究室 4 年生卒業論文
4. W.R.Leo
   Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
5. M,Mori et al. Phys. Rev. D,43,2843
6. M,Mori et al. Phys. Rev. D,46,R1889
7. MARINI et al. Phis. Rev. D,26,1777
8. K,Kawagoe et al. Letter of Nuovo Ciment, 41,604
9. G.J.Feldman et al. Phys. Rev. D,57,7

謝辞

まず初めに、今回このような実験を行なう機会と物理学を始めとした様々な教養を我々に与えて下さった山中卓先生に深くお礼申し上げます。山中研究室最初の 4 年生であることを誇りに思っております。
羽澄昌史先生には、多忙の中我々の実験に対してためになるアドバイスをいただきました。ありがとうございました。
秘書の杉本奈美子さんには、事務関係のことで大変お世話になりました。また気軽に我々に話しかけてくださり、研究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。
山中研究室の博士過程に在学中の柳幸さん、北條さん、小寺さん、原さん、三宅さん、修士過程に在学中の石川さん、大藤さん、坂下さん、橋本さん、池井さん、池本さん、大場さん、竹下さん、玉井さんには実験のことから日常的なことまでお世話になりました。
先輩方の手を止めてしまうことも何度もありましたが、快く教えて下さいました。本当にありがとうございました。
最後になりましたが、原隆宣先生には、多忙にもかかわらず、実験の基礎や物理学のことからコンピューターのことまで何も知らない我々に丁寧に教えていただき心から感謝しております。本当にありがとうございました。