

muon の質量測定

河股秀典 廣瀬穰 吉元寛貴¹

2007 年 3 月 20 日

¹大阪大学理学部山中卓研究室

目次

第1章	はじめに	2
第2章	実験方法	3
2.1	質量の求め方	3
2.2	使用する検出器	3
2.3	理論予測	3
2.3.1	エネルギー分解能	3
2.3.2	運動量分解能	3
2.3.3	一日に見込める統計量	7
2.4	測定装置	7
第3章	検出器の製作	8
3.1	高抵抗板検出器	8
3.1.1	使用した主な材料	8
3.1.2	製作	8
3.2	シンチレーションカウンタ	10
3.2.1	使用した主な材料	11
3.2.2	製作	11
第4章	各検出器の較正	14
4.1	RPC の位置測定及び較正	14
4.1.1	電圧とガスの調整	14
4.1.2	pedestal について	15
4.1.3	RPC の位置測定について	15
4.1.4	作成した RPC の位置分解能の測定及び位置補正	16
4.2	Time of flight(TOF) の測定	18
4.2.1	TDC カウントから時間への変換	18
4.2.2	補正	18
4.2.3	時間差の offset	22

4.2.4	TOF の時間分解能	23
4.3	エネルギー較正	24
4.3.1	エネルギー較正の方法	24
4.3.2	シンチレーションカウンタを通過するミューオン を利用したエネルギー較正	24
第 5 章	解析	28
5.1	時間と運動量を用いた質量測定	28
5.2	時間と運動エネルギーを用いた質量測定	31
5.2.1	運動エネルギーの測定	31
5.2.2	ミューオンの質量の測定	33
第 6 章	結論・考察	35
6.1	実験結果	35
6.2	時間と運動エネルギーから質量を求める場合における考察	35

第1章 はじめに

宇宙空間には光速に近い速度で飛び交う高エネルギーの粒子が存在している。エネルギーの低いものでも $10^9 eV$ 、高いもので $10^{19} eV$ に達するものもある。大気圏に降り注ぐ宇宙線の約 90 % は陽子である。これを一次宇宙線という。一次宇宙線は大気圏に入ると、空気中の窒素や酸素の原子核と相互作用を起こし多くの二次粒子を生み出す。これを二次宇宙線という。二次宇宙線には陽子、中性子、 γ 線、 π 中間子、 μ 粒子、電子などがある。

高エネルギーの一次宇宙線によって生成された二次宇宙線は高エネルギーなため、さらに粒子を生成する。この反応を繰り返すことで徐々に一粒子当たりのエネルギーが低くなっていき、さらに二次粒子を生成出来なくなるエネルギーに達するまで反応は続き、大量の二次粒子が生成される。このような現象をエアershower という。特に、 π 中間子の崩壊により発生した γ 線は電子対生成により、電子陽電子対を生成する。この電子対が空気中の原子核により制動放射を起こし γ 線を放出する。さらにこの γ 線が電子対を生成する、という具合に粒子が大量に生成される。このような現象を電磁シャワーという。

エネルギーが低くなった二次粒子は崩壊するので、寿命の長い粒子が地表に降り注ぐことになる。地表で観測される主な二次宇宙線は γ 線、電子、 μ 粒子などである。

このうち今回の実験では μ 粒子の性質を調べることにした。 μ 粒子は次の式のようにエアershower によって生成された π 中間子が崩壊することにより生成される。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

今回の実験では磁石が使えるため、磁石を使って運動量を測ることができる。今回は μ の運動量、速度、エネルギーを測り質量を測定してみることにした。

第2章 実験方法

2.1 質量の求め方

2.2 使用する検出器

2.3 理論予測

2.3.1 エネルギー分解能

シンチレーションカウンターのエネルギー分解能を考える。

シンチレーションカウンターを電子が通過すると、電子のエネルギーが十分大きい場合、シンチレーションカウンターの厚さ1cmあたり2.2[MeV]のエネルギーを落とす。(4.3.2節参照) シンチレーション内のイオン化エネルギーを30[eV]とすると約70000組のイオン対が発生するが、実際に生成される光子の数は約10000個、蛍光の平均エネルギーは $\langle h\nu \rangle \simeq 3[\text{eV}]$ であるので、エネルギーの約2%が光に変換されることになる。発生した光が光電子増倍管に到達する幾何学的効率を10%、光電面の量子効率を10%とすると光電子の平均数は約100個である。したがって統計的ゆらぎはだいたい10%程度であり分解能もこの程度である。

2.3.2 運動量分解能

運動量 p を求めるには

$$p = 0.3BR \quad (B: \text{磁場の強さ}, R: \text{曲率半径}) \quad (2.1)$$

の式を用いる。 R は直接測定できないのでRPCからの位置情報から求める。RPC1,2,3で求めた位置をそれぞれ x_1, x_2, x_3 、RPC2から得られる y 方向のデータを y とする。 R は垂直に入射したとして考え、図2.1のよう

に磁石の直上と直下に RPC を置いたとすると R は

$$x_3 - x_2 \equiv \Delta x = R(1 - \cos \theta) \quad (2.2)$$

より、 $\theta \ll 1$ を使って近似すると、

$$R = 2\Delta x / \theta^2 \quad (2.3)$$

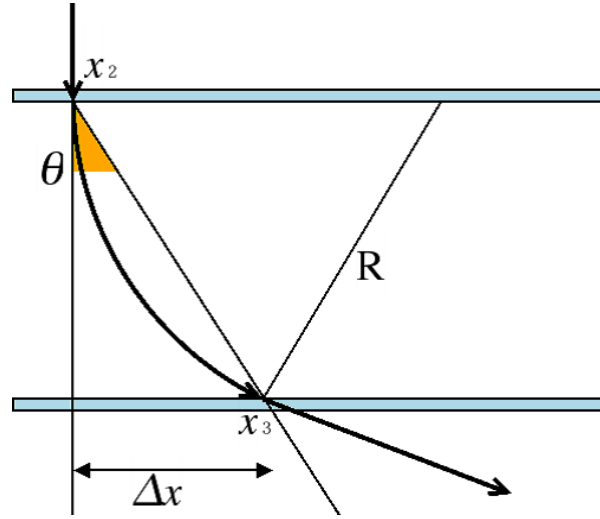


図 2.1: 曲率半径 R と θ の関係

となる。

この R を用いて $p = 0.3BR$ の式に誤差伝播法を用いると、 p の誤差 σ_p は θ の誤差 σ_θ と Δx の誤差 $\sigma_{\Delta x}$ を用いて

$$\sigma_p/p = 0.3B(\sigma_{\Delta x}/(\Delta x) + 2\sigma_\theta/\theta) \quad (2.4)$$

となる。ここで $\sigma_{\Delta x}/(\Delta x) \ll 2\sigma_\theta/\theta$ であるので、(2.5) の式の右辺第 1 項は無視できる。よって

$$\sigma_p/p = 0.3B(2\sigma_\theta/\theta) \quad (2.5)$$

となる。

ここで θ の誤差には 2 つの要因が考えられる。一つ目は RPC3 の位置分解能による要素。二つ目は RPC2 での多重散乱の影響である。ここで RPC3

の位置分解能からくる θ の誤差は RPC を磁石から離していくと Δx が大きくなるためにその相対誤差 $\sigma_x/\Delta x$ が 1% 程度になるのでこれを無視する。よって θ の誤差は RPC2 での多重散乱のみを考慮して見積もることにする。

ここで、多重散乱の散乱角 θ_{MS} は下のようになる

$$\theta_{MS} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (2.6)$$

z は charge number、 x は粒子の通過する距離、 X_0 は radiation length である。

この θ_{MS} のみが式 2.5 での θ の誤差になると考えると、

$$\sigma_p/p = 2\sigma_{\theta_{MS}}/\theta \quad (2.7)$$

となる。

この式より何%位の運動量分解能が得られるかを RPC のガラスの厚さを変えて計算してみると図 2.2 のようになる。

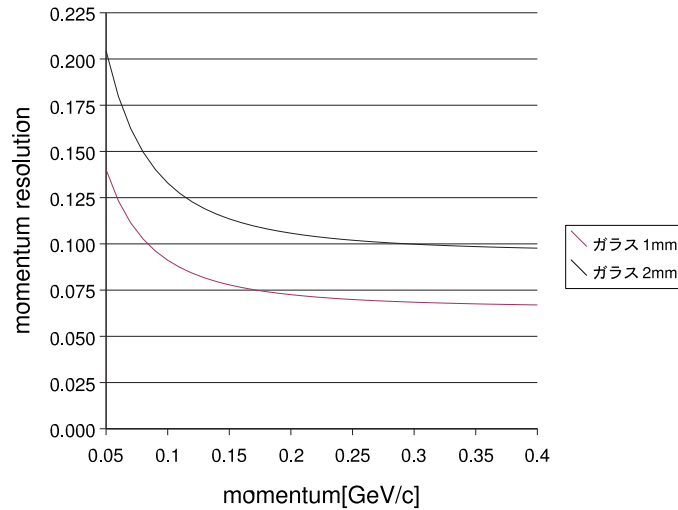


図 2.2: ガラスの厚さを変えたときの運動量分解能

このグラフより、2005 年度の卒業実験で製作したガラスが 2mm の RPC を RPC2 とした場合と、ガラスが 1mm の RPC を RPC2 にした場合とでは、後者のほうが運動量分解能が約 3 割程度良くなるということが分かった。

た。

また、RPC2で失うエネルギーが運動量測定にどの程度影響するかについて考える。通過する muon が落とすエネルギーを Beth-Bloch の式をガラスに適用し試算するとそのプロットは図 2.3 のようになる。これよりガ

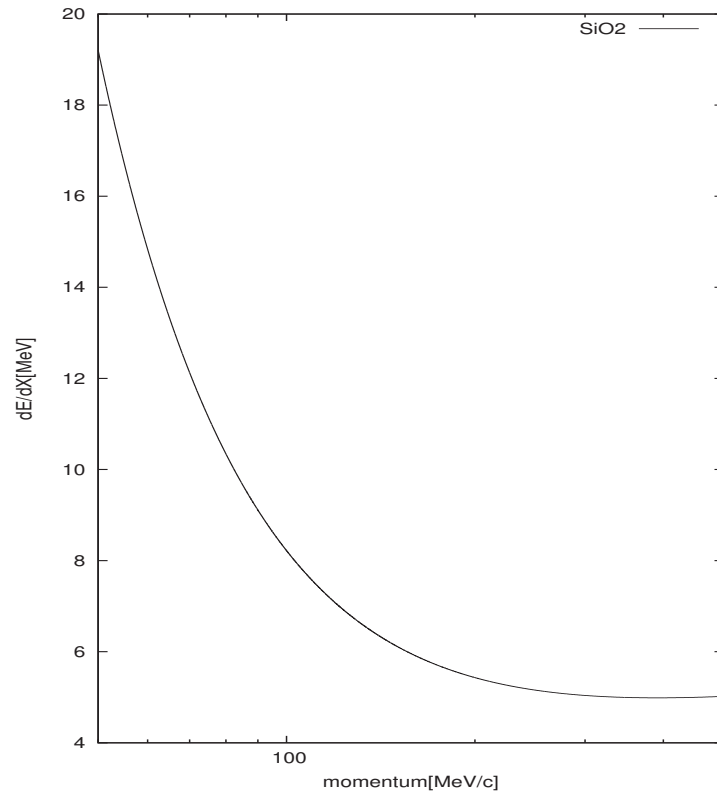


図 2.3: Bethe-Bloch(ガラス)

ラスが 2mm の RPC1 枚では 100MeV/c 以下の運動量のミュオンが通過したときに RPC の物質中で失うエネルギーは約 8~15MeV になる。エネルギーを失うことによって求めた速度よりも低くなった運動量を測定することになるので質量が小さく測定されることが予測される。

これより、RPC2 の物質中で失うエネルギーを少なくするため、また多重散乱の影響を減らすためにガラスが 1mm の RPC を製作することにした。これにより、失うエネルギーは半分にすることが出来、また多重散乱の影響は約 3 割減らすことが出来る。

2.3.3 一日に見込める統計量

1 日に見込める統計量を計算するために簡単なシミュレーションを行った。今回想定している測定装置の速度検出に使う $33\text{cm} \times 25\text{cm}$ のシンチレーションカウンターと RPC2 を離して配置し、それに対して 1cm^2 辺りに 1 分に 1 個の宇宙線が入射し、また宇宙線の天頂角分布は $\cos^2$ で分布していると仮定した。シミュレーションによると一日に約 200 個程度の muon がこの装置に入射すると予想された。このシミュレーションは検出器の検出効率は 100% として考えており、また RPC2 より下の検出器に入射するかは考えていないのでこれよりも使えるイベントは少なくなると予想される。

2.4 測定装置

第3章 検出器の製作

3.1 高抵抗板検出器

1mm のガラスを使った RPC を製作した方法を以下に記す。

3.1.1 使用した主な材料

ガラス (川村久蔵商店)	200 × 200 × 1mm	2 枚
アクリル板 (コーナンにて購入)	2 × 200 × 180mm	4 枚
エポキシ系接着剤	住友スリーエム Scotch-Weld DP-110 クリア (ガラス-アクリル接着用) DP-8010 クリア (ガラス-チューブ接着用)	
カーボンシート (電圧供給用)	15 × 15cm (EST-EMI エンジニアリング製 ST-9149)	2 枚
導電性銅薄テープ	スリオン製	
アクリルシート	厚さ 0.01mm のものを使用	
アルミ蒸着マイラーフィルム		

製作する RPC に要求する性能は、検出領域が磁石の上面を覆うことが出来る $12.5 \times 10\text{cm}$ 以上、 x 方向の位置分解能は昨年度と同じく 0.5mm 程度、 y 方向は磁場を y 方向は 10cm を 10 等分して測定したので 1cm 程度の分解能を要求する。

3.1.2 製作

ガラス板とアクリル板の接着

アクリル板を $2 \times 200 \times 180\text{mm}$ の大きさに切り出し、切った面を 100 番から 600 番のヤスリで平らになるまで磨く。(飛び出している部分があるとそこに向かって放電し、電圧が下がることがあるため)

次にアクリル板とガラスのガスが通る面の汚れをアルコール (イソプロ

ピルアルコール)でふき取りエポキシ系接着剤で両面とも同時に図 3.1 の配置にして接着し、上から強く抑える。今回は重しに鉛を用いた。ここで、強く押さえつけないとガラスの間の距離が長くなり、電場が弱くなりより高電圧をかけないと動作しなくなると思われるので注意。接着剤の硬化のために 24 時間の時間をおいた。

図 3.1: ガラスとアクリルの配置

ガス流入用チューブの接着

まずチューブの先端を図 3.2 のようにカッターで切り込みをいれる (ガラスを挟み込むことが出来るように)。作ったチューブを図 3.1 の A,B の部分に差込み、接着剤で周りの隙間をふさぐように多めにつけ、接着する。これにも接着剤の硬化のために 24 時間の時間をおいた。

図 3.2: チューブの切り込み図

カーボンシートの貼り付け

接着したガラスの両面をアルコールでふき取り、カーボンシートを貼り付ける。ここでこのカーボンシートをダブルクリップの下図の部分などを使い破らないように気をつけながら強く貼り付ける。この貼り付けが弱いと、検出効率が下がると前年度の卒業実験時に判明したので注意した。

電源ケーブルの製作

1cm 四方くらいに切った銅テープに電源ケーブルをハンダ付けしカーボンシートに貼り付ける。高電圧供給用の端子を逆側に取り付けた。

ピックアップ電極の製作

信号読み出しを 5mm 間隔で行うためにアクリルシートに $4 \times 100\text{mm}$ の信号線を 1mm 間隔で配置する。(実際は、銅テープを $100 \times 125\text{mm}$ の大きさに貼り、端から 4mm、1mm の順に切り込みを入れていき 1mm の幅の銅テープを剥がす方法で作成した。切り込みを入れていくときに下のアクリルシートを切ってしまうように注意する) 同様に $9 \times 125\text{mm}$ の信号線を貼り付けていく。それぞれの信号線に端子からの電極をハンダ付けしていく。(手早くハンダ付けしないと裏のアクリルシートが溶け、信号線がはがれるので注意する)

ターミネータの製作

昨年度製作した RPC は信号線の ground 側をターミネートしなくても信号の反射がほとんど見られなかったが、今回製作した RPC は反射波が多少見られたので上下をアルミマイラーで覆いそのインピーダンスを 50Ω にし、反射波を消すことを考えた。平行板電極としてプラスチック製のダンボール上の物にアルミマイラーを貼り付けたものに ground 線を銅テープで貼り付けたものを使用した。平行板電極では約 1cm の間隔をあけるとインピーダンスが 50Ω になるのでスペーサーの厚さを調整し、反射波が消えるか確かめながらその間隔を決めていった。今回はその間隔を 12mm に決めた。

3.2 シンチレーションカウンター

シンチレーションカウンターを使用できる状態にするため以下のことをおこなった。

制作概要

今回の実験では全運動エネルギーを失ったミューオンを測定する。解析に使えるデータの計数率を増加させるには、エネルギーを落とさせるシンチレーションカウンターは多ければ多い方がよい。実験前に使用できるシンチレーションカウンターは 5 本あった。今回の実験ではシンチレーションカウンターを 8 本使用するため、さらに片読みシンチレーショ

ンカウンタを2本、両読みシンチレーションカウンタを1本制作することにした。

両読みシンチレーションカウンタはTOFを測定するために使用することを考えて製作した。両読みにした場合、時間分解能が良くなる可能性があったためである。

3.2.1 使用した主な材料

片読みシンチレーションカウンタ×2

プラスチックシンチレータ	33 × 25 × 1[cm]	2枚
光電子増倍管	浜松ホトニクス社製 H7195	2本
ライトガイド		2ヶ
アルミ蒸着マイラーフィルム		
ブラックシート		

両読みシンチレーションカウンタ

プラスチックシンチレータ	97 × 25 × 1[cm]	1枚
光電子増倍管	浜松ホトニクス社製 H7195	2本
ライトガイド		2ヶ
アルミ蒸着マイラーフィルム		
ブラックシート		

3.2.2 製作

材料の調達

片読みシンチレーションカウンタのプラスチックシンチレータは過去の卒業研究で使われたものを使用した。また、両読みシンチレーションカウンタに使用したプラスチックシンチレータも研究室内にあったものを利用したが、ライトガイドと接着すべき面が平坦ではなかったため、金工室にてその面を切断し、紙ヤスリと研磨剤で研磨したものを使用した。

ライトガイドについては研究室内にあったものを使用した。一部、実験では使用しないプラスチックシンチレータに既に接着されていたものもあったため、その場合はカッターで接着剤を剥ぎ取り、静かに力をか

けてプラスチックシンチレータとライトガイドを外してライトガイドを調達した。

また、光電子増倍管については新しいものを3本用意した。

ライトガイドとプラスチックシンチレータの接着

下準備として両者の接着面を紙ヤスリと研磨剤で研磨した。紙ヤスリは600番程度の粗いものから用い、最終的には2000番程度の細かいものを使用した。研磨の仕上げは、

シンチレータ … プラピカル 2(株式会社メイバン)
ライトガイド … アクリルサンデー研磨剤(株式会社アクリルサンデー)
→ プラピカル 2

を使用した。

プラスチックシンチレータにアクリルサンデー研磨剤を使用していない理由は、アクリルサンデー研磨剤内に含まれる有機溶剤がプラスチックシンチレータを腐食する可能性があったためである。

接着にはオプティカルセメント BC600(サンゴバン株式会社)を使用した。

ライトガイドと光電子増倍管の接着

下準備としてライトガイドの接着面を紙ヤスリと研磨剤で研磨した。研磨剤の種類等は前述の通りである。その後、前述のオプティカルセメントで接着した。

シンチレータのラッピング

プラスチックシンチレータをアルミ蒸着マイラーフィルムで包み、さらにブラックシートで3重に包み、ビニールテープでとめた。

また、光電子増倍管の接着面にはアルミ蒸着フィルムが接触しないようにした。その理由として、光電子増倍管の接着面にアルミ蒸着フィルムが接近すると高電圧がかかった接着面とフィルム間に放電が起こる可能性が考えられたからである。実際に、接着面とフィルムが接触している場合、光電子増倍管に大きなノイズが観測されていたが、この作業をおこなうことによりノイズが発生する割合が大きく減少した。

光洩れのチェック

ブラックシートの隙間や穴、もしくは光電子増倍管のシールドの隙間から外部光が入り込んでいないかをチェックした。電圧をかけたシンチレーションカウンターをもう一枚のブラックシートで包んだり、取り除いたりして、オシロスコープに映るシンチレーションカウンターの波形に変化が表われないかをチェックした。一部シンチレーションカウンターはもう一枚のブラックシートによって小さなノイズが現れたり消えたりし、光電子増倍管のシールドの隙間から外部光が入り込んでいるという可能性にあたったためシールドの隙間をブラックテープで塞いだ。結果、そのようなノイズは無くなった。

第4章 各検出器の較正

4.1 RPCの位置測定及び較正

4.1.1 電圧とガスの調整

RPCへの印加電圧とガスの混合比を以下のように決定した。
昨年度作成したRPCは、電圧は一律の10kV、ガスの混合比は

アルゴン	32%	主な働きをするガス 荷電粒子によって電離され電子なだれを引き起こす。励起されて紫外線を発光し、ストリーマを発生させる。
イソブタン	8%	紫外線を吸収し、ストリーマの拡大を抑える。
フロン-134a	62%	電子を捕獲し、ストリーマの拡大を抑える。

としていた。今年度もその混合比で測定を行おうとしたが、RPC2については前年度使用した電圧とガス比では1イベントで複数本のストリップから信号を得ることが出来なかった。また、ADCがオーバーフローして正確な位置情報を得られなかったため調整を行った。

調整のための目安にしたのは、各RPCのADCの値がオーバーフローしないことと、位置情報を正確に知りたい x 方向のストリップが1イベントで3本以上が信号を出すことである。また y 方向は大体の入射位置が分かればよいとしているので、1本以上が信号を出せばよいとして調整を行った。

調整の結果、本実験では電圧は昨年度作成したRPCは10kV、今年度作成したRPCは8.9kVとした。また、ガス混合比は

アルゴン	34%(1.8cc/min)
イソブタン	9.4%(0.5cc/min)
フロン-134a	56.6%(3.0cc/min)

と決定した。

4.1.2 pedestalについて

pedestal の測定のために本測定では 0.01Hz で Clock Trigger を入れている。その ADC データを各ストリップごとに全ての Clock Trigger のデータをヒストグラムにしてそれを gaussian で fit した。その mean をその strip の pedestal としている。ここで、RPC3 枚全ての単体の計数をみると、入射するミュオンの rate はおよそ 20Hz であるので平均 $50\mu\text{sec}$ で 1 個のミュオンが通ることになる。GATE の幅 (160ns) を考えるとこの Clock Trigger のデータが pedestal で無い確率は約 $160 \times 10^{-6} / 50 \times 10^{-2} \approx 1/300$ 程度となり無視できる。よってこの値を pedestal として使用することは妥当であると考えた。

4.1.3 RPC の位置測定について

RPC から取り出す信号は、それぞれのストリップに対して ADC の値から pedestal を引いたものをプロットすると以下ようになる。

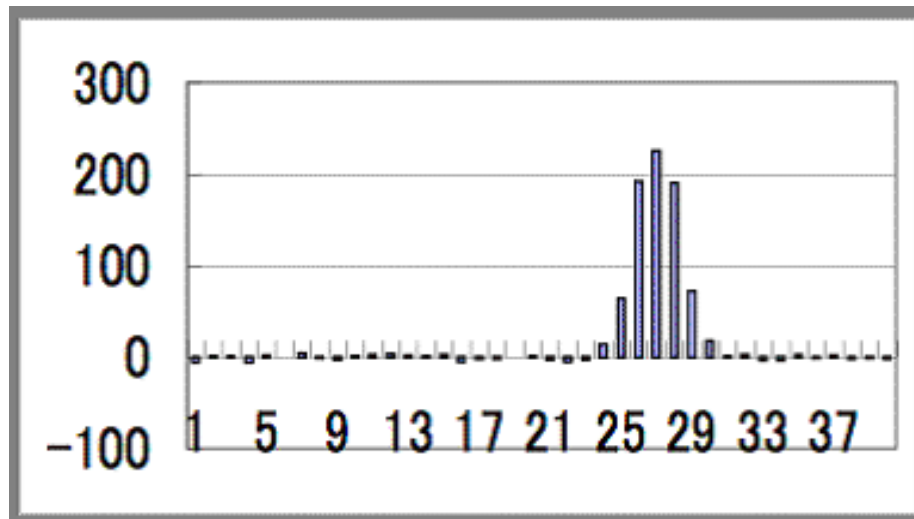


図 4.1: RPC で得られる信号

このように複数本のストリップが信号を出すので、その重心を粒子が通過したとして位置を決定した。また、先の図のようにピークが一つで ADC のデータから pedestal を引いた値が 50 を超えたものを信号とし、ストリップが連続して信号を出した塊をクラスターと呼ぶことにする。

4.1.4 作成した RPC の位置分解能の測定及び位置補正

位置分解能を測定するためには、RPCに入射する位置を知る必要がある。そのために本測定のセットアップをそのまま流用し、磁石を入れない状態で測定した。これにより、RPC1と3からの位置情報から RPC2に入射した位置 x_{13} を RPC1と2の距離 l_1 と RPC2と3の距離 l_2 を用いて

$$x_{13} = \frac{l_1}{l_1 + l_2} x_3 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} x_1 \quad (4.1)$$

の式から計算によって求める。この x_{13} と実際に RPC2 から得られた位置 x_2 との残差を取ると

$$x_{13} - x_2 = \frac{l_1}{l_1 + l_2} x_3 + \frac{l_2}{l_1 + l_2} x_1 - x_2 \quad (4.2)$$

となり、これに対して誤差伝播法を用いると、残差プロットの標準偏差 σ_{123} 、RPCi の位置分解能 σ_i を用い、 $L_1 = \frac{l_1}{l_1 + l_2}$ 、 $L_2 = \frac{l_2}{l_1 + l_2}$ とすると

$$\sigma_{123}^2 = L_1^2 \sigma_{x_3}^2 + L_2^2 \sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2 \quad (4.3)$$

これより RPC2 の位置分解能 σ_{x_2} は $\sigma_{x_1} = \sigma_{x_3}$ とすると

$$\sigma_{x_2} = \sqrt{\sigma_{x_{123}}^2 - (L_1^2 + L_2^2) \sigma_{x_1}^2} \quad (4.4)$$

の式を用いて求めることが出来る。ここで、それぞれの RPC から位置を求める条件は、各 RPC でクラスターが 1 個であること、クラスターが含むストリップの数が 3 本以上であること、下に積み上げたシンチレータ全てを通過している (多重散乱の影響を少なくするためにエネルギーの高い粒子を選び出す) こと、を条件とした。

残差プロットは図??のようになった 鋭いピークの下になだらかに分布しているのが見える。これは速度の速い粒子が RPC2 であまり多重散乱されずにほぼ真っ直ぐに通過したことによるピークと、速度の遅い粒子が RPC2 で多重散乱されて残差が大きくなったものとの重ねあわせによるものと思われる。この鋭いほうのピークを gaussian で fit した。このプロットの σ と先に説明した昨年度測定した RPC1,3 の平均位置分解能 $\sigma_{x_1} = 0.44[\text{mm}]$ より

$$\sigma_{x_2} = 0.50 \pm 0.04[\text{mm}] \quad (4.5)$$

となった。また先のグラフの平均値が 1.3mm だけ x が正の方向にずれているが、これは測量器で検出器の位置を合わせたが実際は少しずれていたことを示している。よってこのグラフの平均値をゼロに合わせるように x_2 を補正した。そのプロットが図 4.3 である。

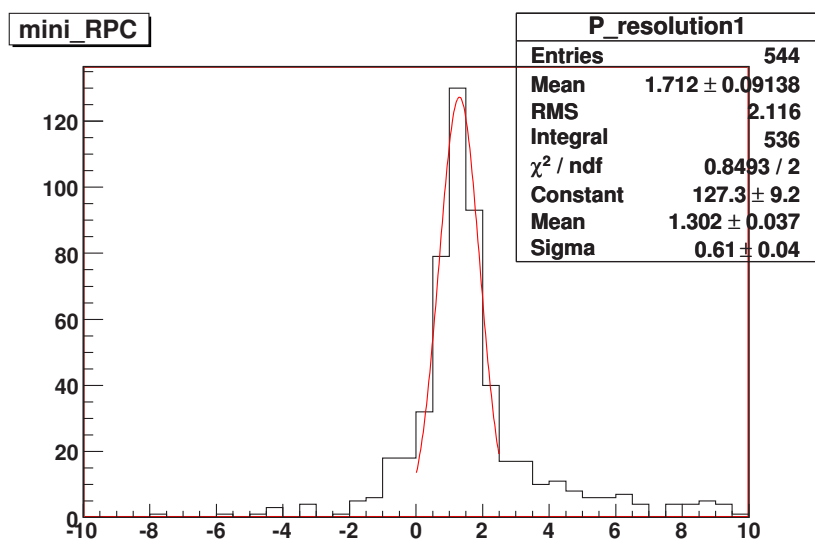


図 4.2: 残差プロット

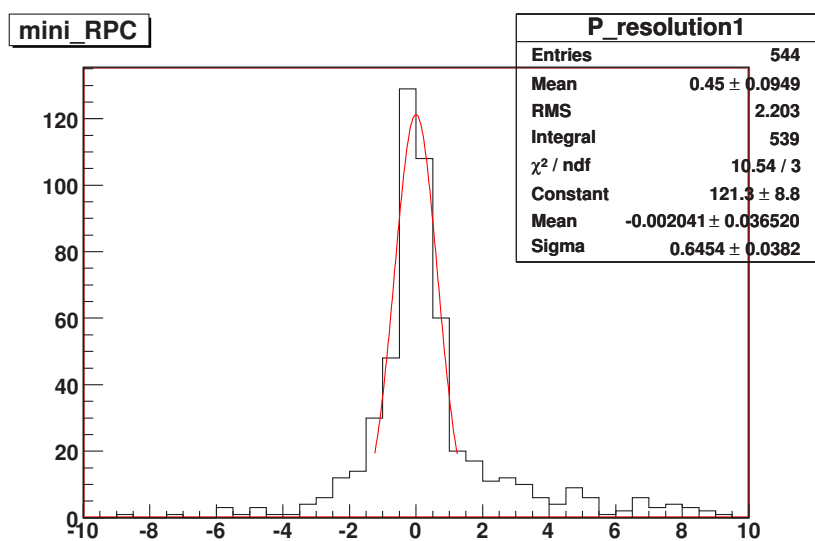


図 4.3: 補正後の残差プロット

4.2 Time of flight(TOF)の測定

4.2.1 TDC カウントから時間への変換

TDC のカウントを時間情報に変換するため、TDC カウントと時間の関係式が必要である。そのため次のような測定を行った。

TDC の start には Clock Generator の信号を入れ、stop にはその信号を遅延させたものを入れた。信号を遅らせた時間をオシロスコープで読み取り、そのときの TDC カウントを読み取った。遅らせる時間を何種類か変えて、遅延時間とそのときの TDC カウントを記録した。

遅延時間に対して TDC カウントをプロットしてみたところ、線型性を満たしていたので次の式でフィットした。(図 4.4)

$$time[ns] = a \cdot TDC + b \quad (4.6)$$

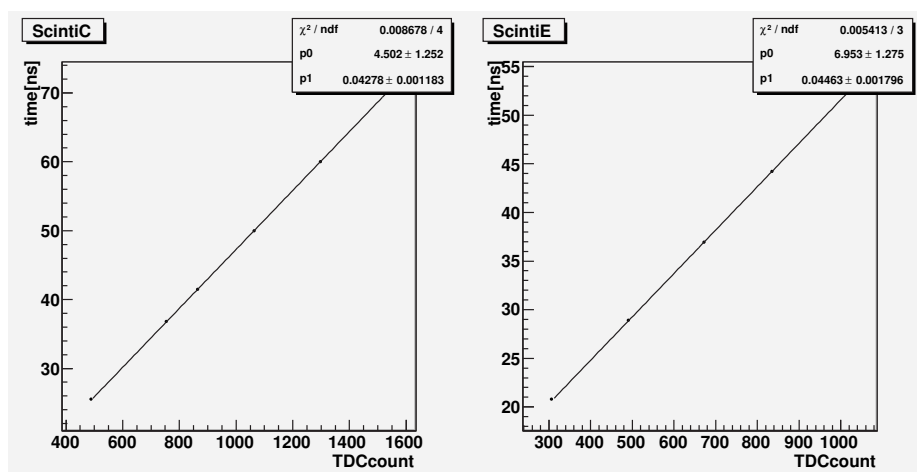


図 4.4: TDC カウントと時間の関係

シンチ C とシンチ E についてそれぞれ a と b の値を表 4.1 にまとめた。

4.2.2 補正

今回の実験では TOF の時間分解能が重要になっている。このため補正をすることにより、時間分解能を良くした。

	a[ns/count]	b[ns]
Scinti3	0.0428 ± 0.0012	4.502 ± 1.252
Scinti5	0.0446 ± 0.0018	6.953 ± 1.275

表 4.1: a と b の値

Slewing 効果

PMT からの信号の波高が違っていると、ディスクリミネータのしきい値を越えるタイミングがずれてしまう。図 4.5 のように波高が低いとしきい値を越えるタイミングが遅れるため TDC の start、stop のタイミングが遅れてしまう。これを Slewing 効果という。

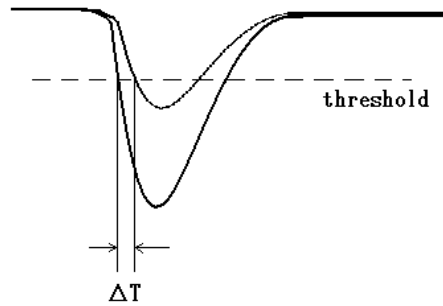


図 4.5: Slewing 効果

start タイミングの Slewing 補正

TDC の start のタイミングを決めているのはシンチ D である。したがってシンチ E の信号の波高が低いと start タイミングが遅れ、TDC のカウントは実際よりも小さくなる。その結果 TOF の値は実際よりも小さく見えてしまう。

シンチ C, E の TDC カウントをシンチ E の ADC カウントに対してプロットした。(図 4.6) 確かに ADC の低い領域では TDC カウントが小さくなっていることがわかる。ADC カウントが低いと TDC カウントのずれは大きくなるので、TDC カウントのずれの大きさは ADC カウントに

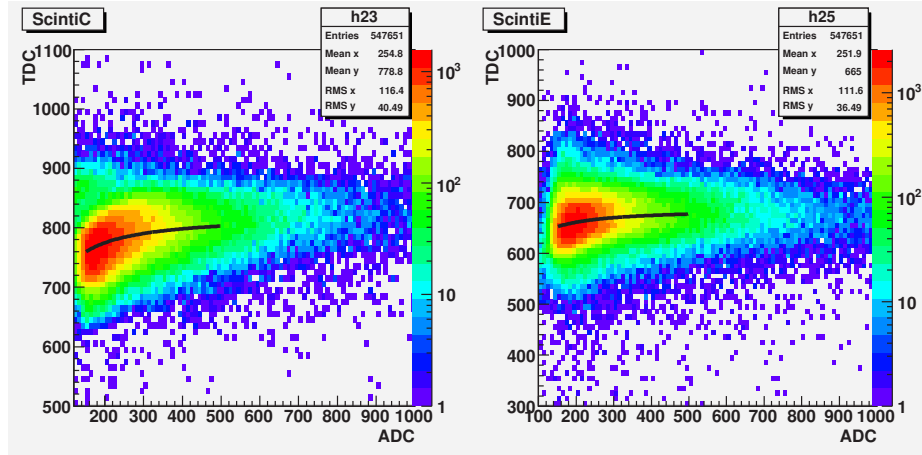


図 4.6: (start) 補正前の ADC:TDC, シンチ C (左), シンチ E (右)

反比例していると考え、次の関係式を満たしているとした。

$$TDC = \frac{a}{ADC} + b \quad (4.7)$$

この曲線を先ほどの図 4.6 のグラフにフィットさせた。

それぞれのシンチの TDC カウントのずれを補正する必要があるので、補正後の TDC カウントを次のようにした。

$$TDC' = TDC - \frac{a}{ADC} \quad (4.8)$$

シンチ C, E の補正後の TDC カウントをシンチ D の ADC カウントに対しプロットした。(図 4.7) 補正をすることにより、ADC の低い領域で TDC カウントの値がずれているのが直されほぼ直線でフィットできている。

stop タイミングの Slewing 補正

stop 信号の波高が低い程しきい値を越えるタイミングが遅くなるので、TDC カウントは大きくなる。よって TDC カウントは信号の波高に反比例すると考えた。信号の波高は ADC のカウントに比例していると考え、TDC カウントと ADC カウントは次の関係式を満たしているとした。

$$TDC = \frac{a}{ADC} + b \quad (4.9)$$

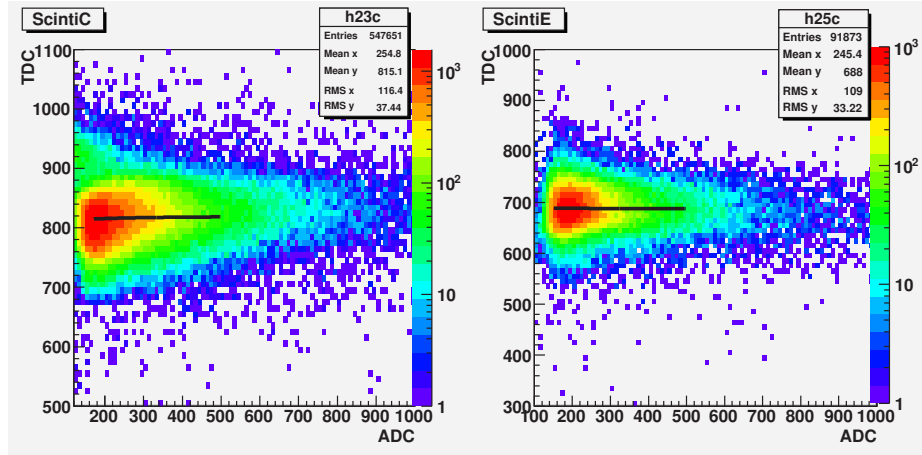


図 4.7: (start) 補正後の ADC:TDC, シンチ C (左), シンチ E (右)

縦軸に TDC カウント、横軸に ADC カウントとしてプロットし、上の式でフィットしてみたところ確かにこの関係式を満たしていることがわかる。(図 4.8)

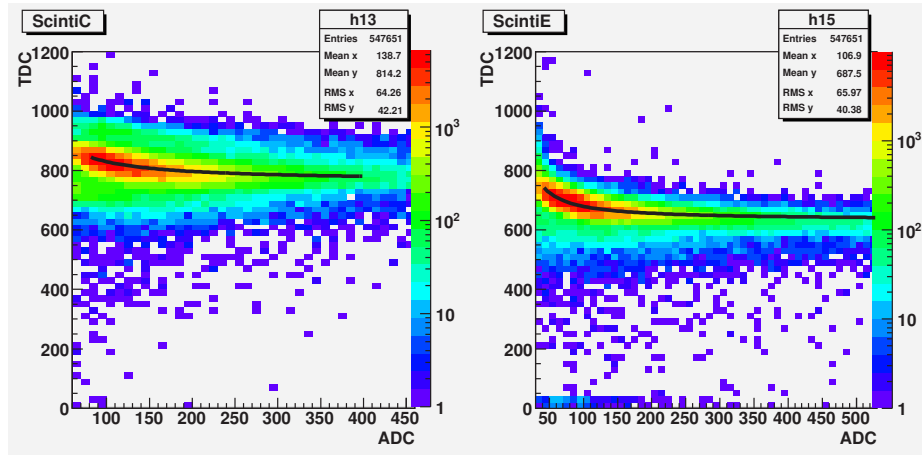


図 4.8: (stop) 補正前の ADC:TDC, シンチ C (左), シンチ E (右)

stop のタイミングが遅れているのを補正する必要があるので、補正後の TDC カウントを次のようにした。

$$TDC' = TDC - \frac{a}{ADC} \quad (4.10)$$

補正後の TDC カウントを ADC カウントに対してそれぞれプロットした。
(図 4.9)

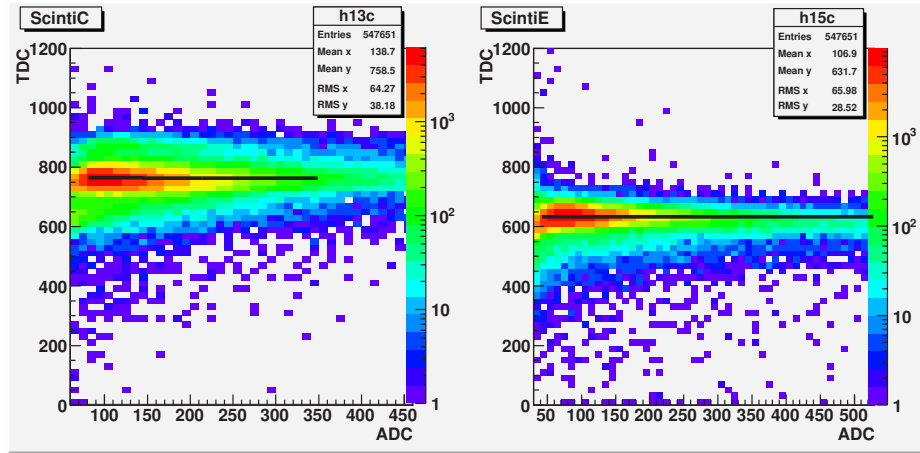


図 4.9: (stop) 補正後の ADC:TDC, シンチ C (左), シンチ E (右)

start タイミング補正の時と同じように、ADC カウントの低い領域での TDC カウントのずれが直され、ほぼ直線でフィットできている。

4.2.3 時間差の offset

TDC カウントを時間に変換して、その差をとっても本当の時間差にはならない。それぞれの TDC のチャンネルで立ち上がりの時間が異なるからである。よって時間差の offset 値を決定する必要がある。シンチ E とシンチ C の時間差から offset 値を引いた値が実際の TOF の値となる。

今回の実験では次のような方法で時間差の offset 値を決定した。まずシンチ C の上にミニシンチを設置し、それぞれの時間のピーク値を読みとった。次にそのミニシンチをシンチ E の上に設置し、同じくそれぞれの時間のピーク値を読み取った。ただし、読み取るピーク値は Slewing 補正をした後のピーク値である。

シンチ C、シンチ E、ミニシンチの一回目、二回目の時間のピーク値をそれぞれ T_c 、 T_e 、 T_m 、 T'_m とする。実際の値を表 4.2 にまとめた。

ただし T_c 、 T_e は一回目と二回目の測定値の平均を取った値である。シンチ C とミニシンチのタイミングのずれは $T_c - T_m$ 、シンチ E とミニシンチのタイミングのずれは $T_e - T'_m$ である。よって TOF を測定したときの

$T_c[ns]$	$T_e[ns]$	$T_m[ns]$	$T'_m[ns]$
37.2225	35.2011	33.3286	40.6031

表 4.2: timing のピーク値

offset 値は $T_e - T'_m - (T_c - T_m)$ である。計算した結果 -9.29595 となり、この値を offset 値とした。

4.2.4 TOF の時間分解能

補正前の TOF の分布を図 4.10 に、補正後の TOF の分布を図 4.11 に示した。表 4.3 に補正前と補正後の σ の値をまとめた。

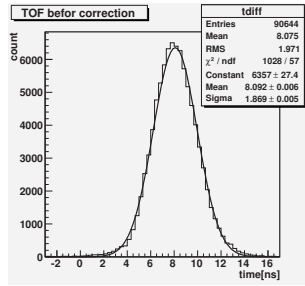


図 4.10: 補正前の TOF

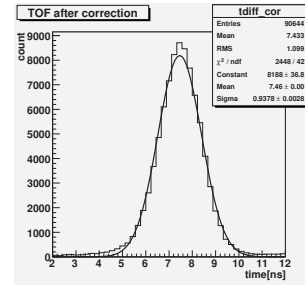


図 4.11: 補正後の TOF

σ (補正前)[ns]	σ (補正後)[ns]
1.869	0.9378

表 4.3: 補正前後での σ

Slewing 補正を行ったことで TOF の分解能は約 2 倍良くなった。

4.3 エネルギー較正

このセクションでは底部のシンチレーションカウンタにおけるエネルギー較正を説明する。

4.3.1 エネルギー較正の方法

まず、ミューオンの持つ運動エネルギーを測定する際に、ADCの1countが何MeVのエネルギーを表しているかを測定する必要がある。測定する方法としては2種類の方法が考えられた。

1. シンチレーションカウンタを通過するミューオンを使用する方法
2. β 線源を使用する方法

「シンチレーションカウンタを通過するミューオンを利用する方法」では、Bethe-Blochの式からシンチレーションカウンタを通過した際に落とすエネルギーを求め、それをADCのカウントにあてはめるものである。

「 β 線源を使用する方法」では、既知の運動エネルギーを持つ β 線を用いてADCの較正をおこなうものである。

今回は前者を利用することにした。

4.3.2 シンチレーションカウンタを通過するミューオンを利用したエネルギー較正

図4.12は今回測定した宇宙線の $\beta\gamma$ とそれに対する地上での強度を表したものである。また、図4.13はBethe-Blochの式から導き出した、 $-\frac{dE}{dx}$ を表したものである。

図4.12からは宇宙線の $\beta\gamma$ が1.8前後のとき、強度が最大になっていることが分かる。また、図4.13からは宇宙線の $\beta\gamma$ が1.8前後のとき、 $-\frac{dE}{dx}$ は約2.2MeVだということが分かる。

実際に図4.12の宇宙線においてBethe-Blochの式を用いて $-\frac{dE}{dx}$ をイベント毎に求めて、ヒストグラムにしてみると図4.14のようになる。このときの $-\frac{dE}{dx}$ の平均値は2.3[MeV g⁻¹cm²]となった。シンチレーションカウンタを通過した際に実際に失うエネルギーのヒストグラムをとると、

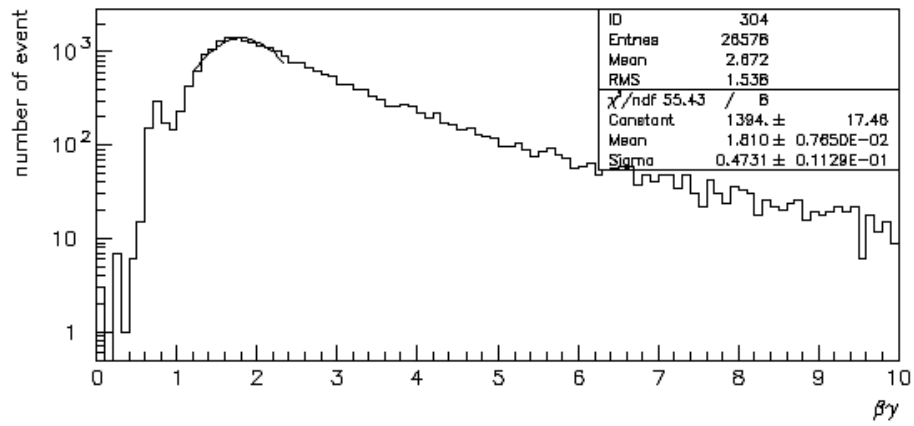


図 4.12: 今回測定した宇宙線の $\beta\gamma$ と強度

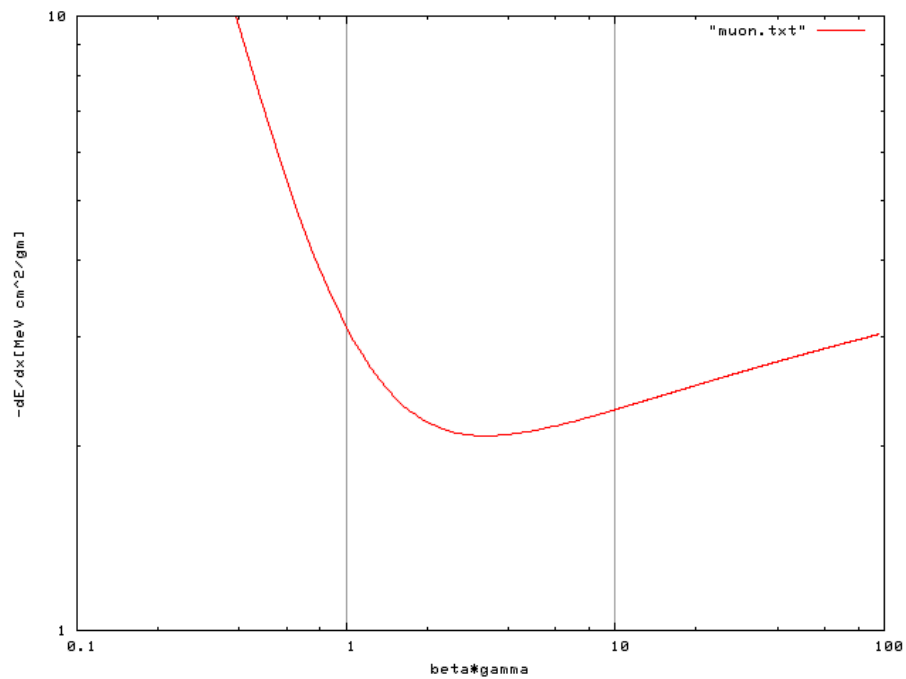


図 4.13: $\beta\gamma$ とその $\beta\gamma$ の値に対してシンチレーションカウンターで失うエネルギー（Bethe-Broch の式より）

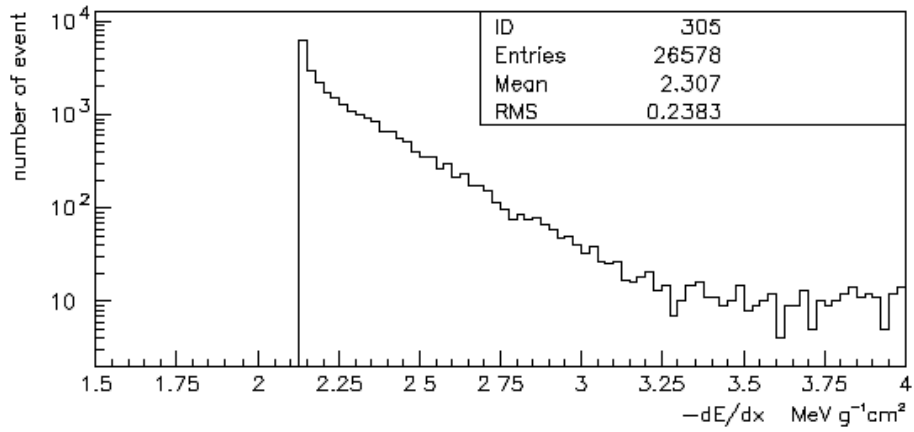


図 4.14: 4.12 の各イベントについて Bethe-Bloch の式で求めたエネルギー損失

ヒストグラムの平均値というものは、この $2.3[\text{MeV g}^{-1}\text{cm}^2]$ を表していると考えた。

このことから、このヒストグラムの平均値が表すべきエネルギーの値は

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 \frac{dE}{dx} dx &\simeq \frac{dE}{dx} \times x \\
 &= 2.3 \text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2 \times 1.0\text{g/cm} \times 1.0\text{cm} \\
 &= 2.3\text{MeV}
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

より、 2.3MeV を表わしている。これが (平均値) – (Pedestal 値) の表わしているエネルギーとなることから

$$(\text{1count あたりのエネルギー値}) = \frac{2.3\text{MeV}}{(\text{平均値}) - (\text{Pedestal 値})} \tag{4.12}$$

それぞれのシンチレーションカウンターから得たデータのヒストグラムをランダウ関数で fitting したものを図 4.15 に記す。

また、それぞれのシンチレーションカウンターの平均値、Pedestal 値、1count の表わすエネルギーの値を次の表に記す。

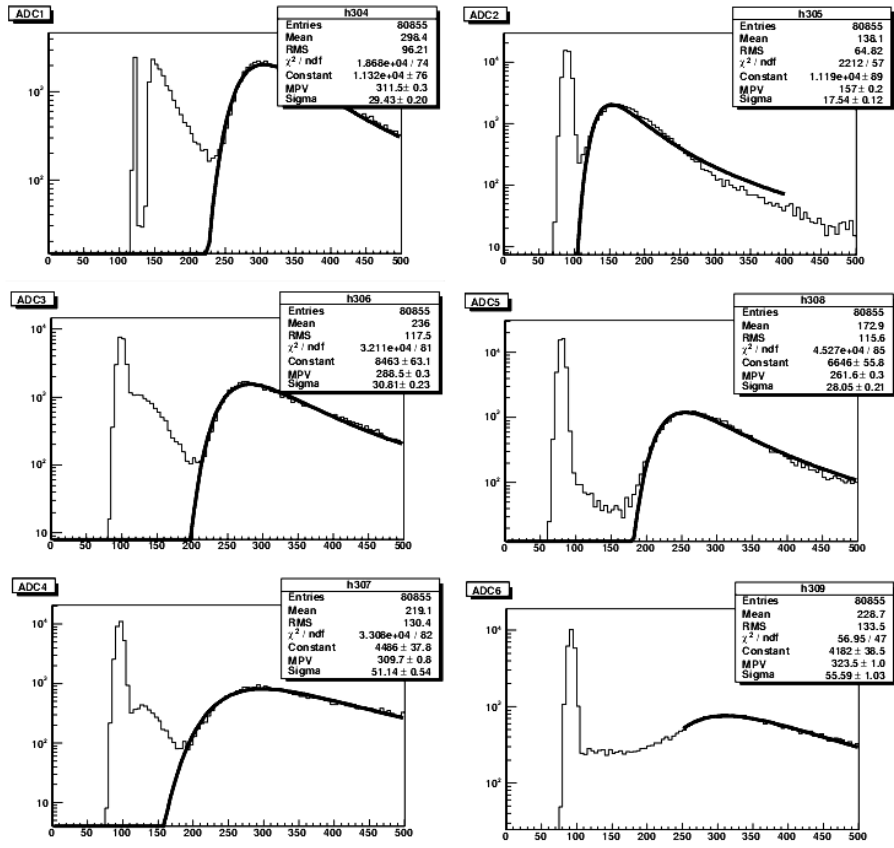


図 4.15: 各シンチレーションカウンタから得た信号のヒストグラムとそれをランダウ関数について fitting したもの

	HV[V]	電流値 [μA]	平均値 [ADCcount]	Pedestal 値 [ADCcount]	1count あたりの エネルギー値 [MeV]
D	1500	703	311.5	122.0	0.0084
E	1750	810	156.6	89.96	0.019
F	1500	704	288.5	100.4	0.0082
G	1850	866	309.7	96.25	0.0055
H	1500	703	261.6	80.28	0.0082
I	1800	844	323.5	92.46	0.0049

第5章 解析

5.1 時間と運動量を用いた質量測定

イベントは各RPCでクラスターが1個であること、 y 方向以外はクラスターの含んでいるストリップが3本以上であること、 y 方向のストリップがひとつのピークを持っていることを条件にして選んだ。第4章と同じ方法で位置の計算を行った。その各RPCからの位置情報 x_1, x_2, x_3, y のデータから運動量を計算する方法を以下に示す。

運動量の計算方法

まず、磁場が一様であるときの磁場から抜ける点 x_{out} の計算は式5.1で計算できる。

$$x_{out} = \sqrt{R^2 - (l - R \sin \theta)^2} - R \cos \theta \quad (5.1)$$

θ, l, R は図5.1のとおりである。 x_{out} と図??の θ_{out} を磁場を変えながら次々に計算させていき、最初に与えた運動量では大きければ運動量を小さく、小さければ運動量を大きくするというのを繰り返して、 x_1, x_2, x_3 を通る時に持つ運動量を求めることを考えた。ここで、磁場が一様ではないために、測定した磁場のデータからどんな値を使用して運動量を計算させるかを選ばないといけない。今回はまず、RPC2で得た y のデータから、10枚あるxz面の磁場のデータのうちどれを用いるかを決定する。 y 方向のデータは本実験では一箇所では測定していないので、斜めに通過する粒子を見分けることが出来ない。しかし磁石の中心部と端とではかなり磁場の強さが変わるため、ここでおおまかに磁石のどのあたりに入射したかを決定することにした。次に x 方向に入射した点はRPC1,2から得られる角度と位置から求めることが出来る。その点は磁場のデータで実際の測定点との内分点となっているので、その隣り合う点の磁場の強さが一次関数で変化すると仮定して入射点での磁場の強さとした。磁場が一定と仮定する z 方向の長さは磁場を10mm間隔で測定したので10mm

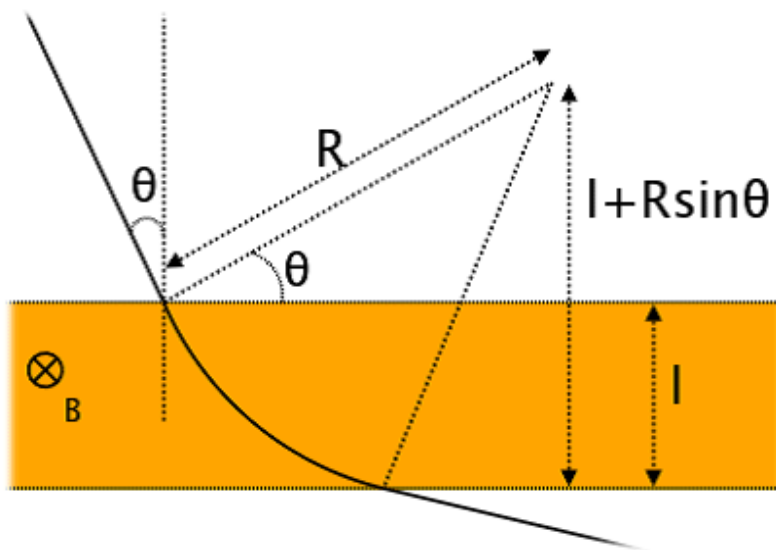


図 5.1:

の範囲が一定であるとした。(つまり図 5.1 で $l = 10\text{mm}$) このように磁場を選び、その出射点とその点での角度を求めることによって、運動量を計算させた。

このようにして求めた運動量 p と速度 β を用いて、質量を

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} [\text{MeV}] \quad (5.2)$$

の式から計算する。

次に p の分布は図 5.2 のようになった。

この運動量と、第 4 章で得られた速度のデータから質量を計算するが、 β が 1 を超えているものが測定されている。5.2 の式にこのベータを用いることは出来ないので、 $\beta < 1$ のものを用いて質量を計算した。図 5.3 が計算した質量の分布である。ピークをガウシアンでフィットしてその平均値を質量とすると、本実験で測定された muon の質量は $82.45 \pm 4.6 [\text{MeV}/c^2]$ となった。

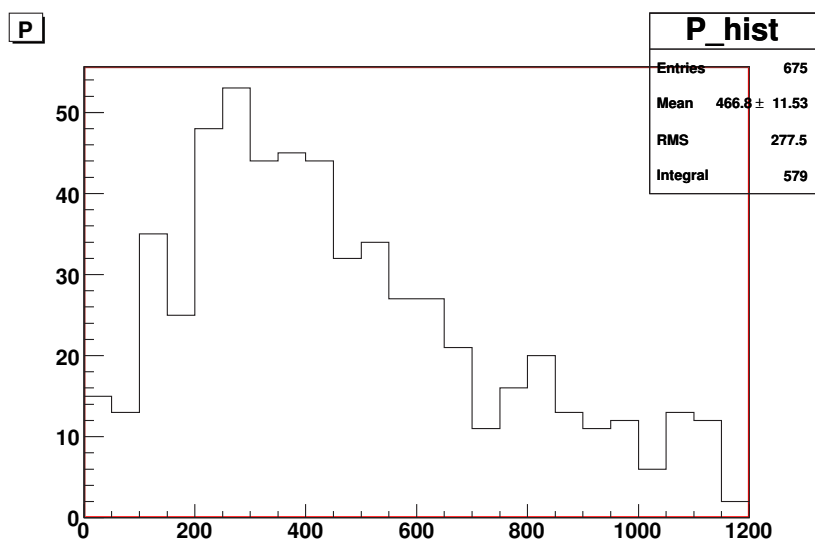


図 5.2: 運動量分布

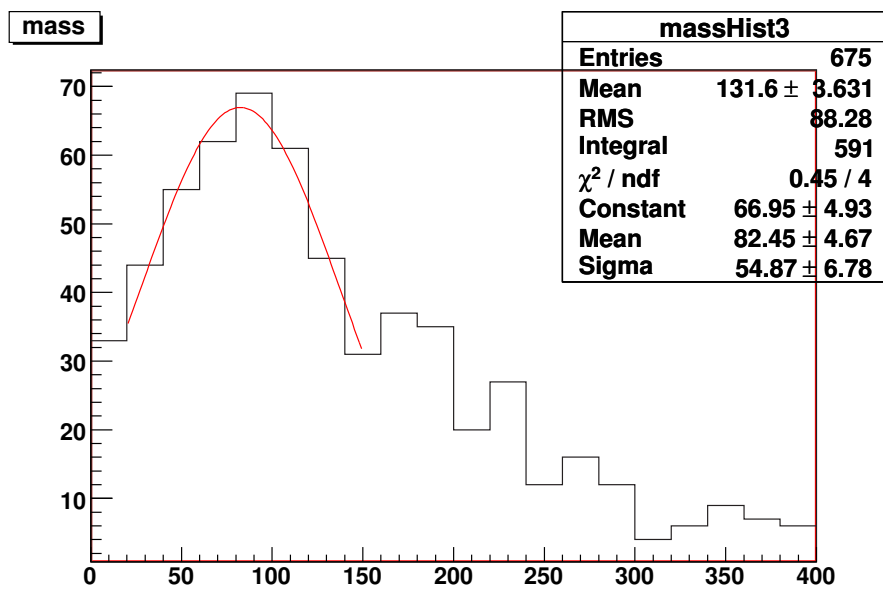


図 5.3: 質量分布

5.2 時間と運動エネルギーを用いた質量測定

この節では底部シンチレーションカウンタで測定した運動エネルギーと、上部と底部を合わせて測定した速度を用いて質量を計算する。

5.2.1 運動エネルギーの測定

イベント条件の設定

今回の実験では、シンチレーションカウンタ内で運動エネルギーを全て失ったミュオンを利用する。「シンチレーションカウンタ内で運動エネルギーを全て失う」という条件をあてはめるため次のような条件をつけた。

1. ミュオンが通過したかどうかを知らせる TDC(以下これを fastTDC と呼ぶ)が、ある層までは信号を出しているが、ある層以降は信号を出していない(その層で静止したと考えられる)
2. 静止したと考えられる層までの ADC が信号を出している
3. ミュオンが崩壊したかどうかを知らせる TDC(以下これを slowTDC と呼ぶ)が、信号を出している
4. ミュオンの崩壊により発生した電子が、静止したと考えられる層の上下いずれかのシンチレータを通過し、上下いずれかの層の slowTDC が、静止したと思われる slowTDC と等しい

これらの条件をつけることにより、シンチレータ内で確実に静止したミュオンのデータを選択しようと考えた。実際に上記の条件にあてはまるイベントは 527758 イベント中 336 イベント存在した。

イベントの確認

実際にこれらの 336 イベントがミュオンだと考えうるかをチェックする。slowTDC のデータを時間に直し、ヒストグラムにとると 5.4 のようになる。

また、fitting に使用した式は

$$y = \exp(P_1 + P_2 x) + P_3 \quad (P_1, P_2, P_3 \text{は変数})$$

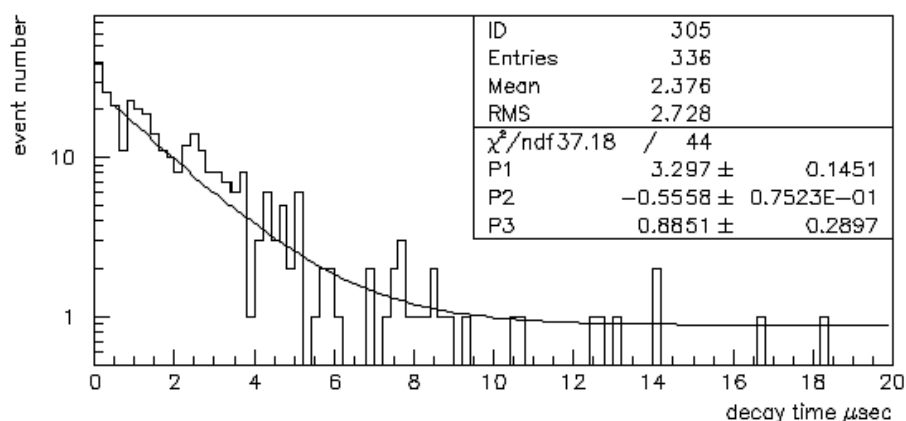


図 5.4: 選択したミュオンが崩壊した時間のヒストグラム

である。このパラメータを用いてミュオンの寿命 τ を表わすと、

$$\tau = \frac{1}{-P_2}$$

と表せる。この式より $\tau = 1.8 \pm 0.14 [\mu\text{sec}]$ となる。文献によるとミュオンの寿命は $2.197 [\mu\text{sec}]$ とある。誤差範囲内には含まれていないが χ^2 乗検定による 3σ 内に含まれているのでこのイベント選択は妥当であると考えた。

シンチレータに静止したミュオンの持っていた運動エネルギー

これらの 336 イベントについて、それぞれの静止するまでに失ったエネルギーを求め、ヒストグラムにした。そのヒストグラムは図 5.5 に記す。

失ったエネルギーの平均値は 18MeV となり、これはシンチレーションカウンターのエネルギー較正であてはめたシンチレーションカウンター 1 枚あたり 2.3MeV 、全てのシンチレータ層をミュオンが通過した場合は 6 枚で 13.8MeV の運動エネルギーを失うことになるが、その値よりも大きい。これは、Bethe-Bloch の式より導かれる「粒子が物質中で静止する直前には運動エネルギーを大きく失う」ことに一致する。

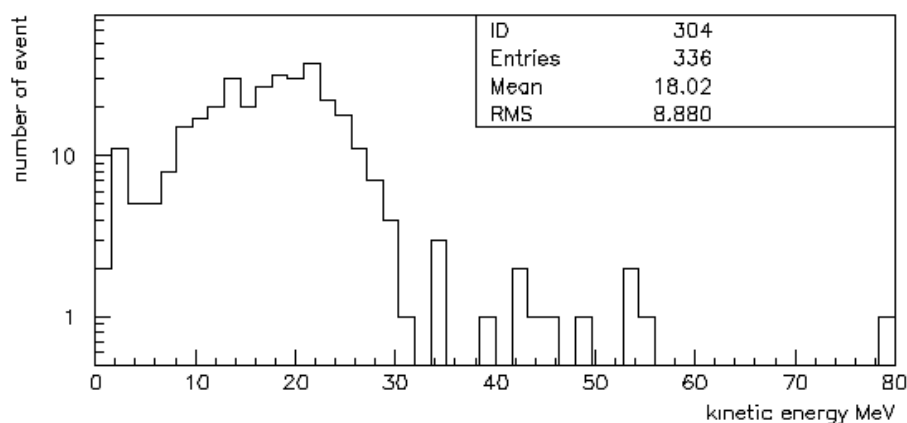


図 5.5: 選択したミュオンがシンチレータ中で失った運動エネルギーのヒストグラム

5.2.2 ミューオンの質量の測定

これら 336 イベントの中で、速度のデータがありかつ $0 \leq \beta \leq 1$ のものは 133 イベント存在した。この 133 イベントについて

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (5.3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (5.4)$$

$$m = \frac{K}{\gamma^2 - 1} \quad (K \text{ は運動エネルギー}) \quad (5.5)$$

より、質量 m を各イベント毎に求め、ヒストグラムにしたものが図 5.6 である。

この質量値の分布がガウス分布に基づいていると考えると、質量は $46.0 \pm 1.9 \text{ MeV}/c^2$ になり、文献値の $105.6 \text{ MeV}/c^2$ よりも小さくなった。

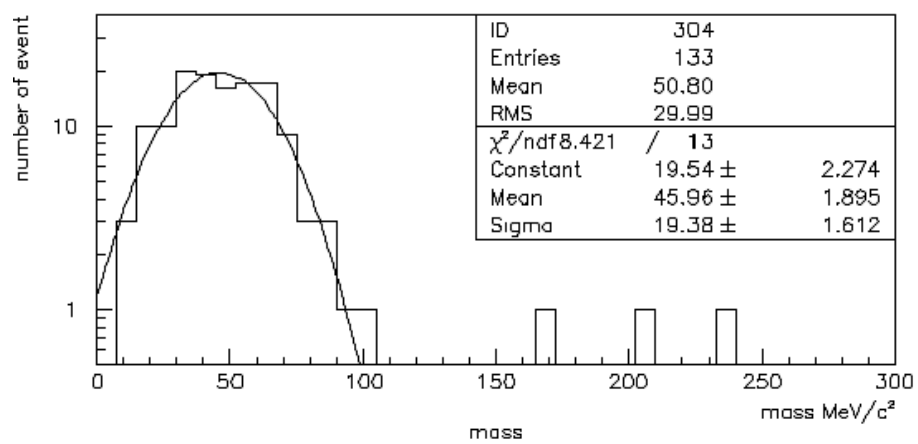


図 5.6: ミューオンの質量のヒストグラム

第6章 結論・考察

6.1 実験結果

本実験は図のような装置で行った。運動量の測定期間はおよそ 120 万 sec である。この間に合計 371649 トリガーあった。

質量測定の結果としては

用いた測定量	mass[MeV/c ²]
時間と運動量	82.45 ± 4.6
時間と運動エネルギー	46.0 ± 1.9

を得た。

どちらも測定値を用いても質量は文献値の 105.6[MeV/c²] よりも小さく測定された。これは第 2.3 章で説明したとおり、TOF 検出器の間に検出器を挟んだため、その検出器で失うエネルギーだけ運動量とエネルギーが小さくなり、その結果質量が小さく測定されたものと考えられる。改善点としては、

- 速度の分解能を良くするために TOF 検出器間の距離を広げる、時間分解能を上げる。
- 運動量分解能を上げるために多重散乱の影響を受けにくい位置検出器を用いる。

磁場を細かく測定し、運動量の計算のための計算回数を増やす。

などが考えられる。

6.2 時間と運動エネルギーから質量を求める場合 における考察

運動エネルギーと TOF から質量を求める側では、文献値 105.6[MeV/c²] と実験値 46.0±1.9[MeV/c²] が大きく異なっていることについて、その原

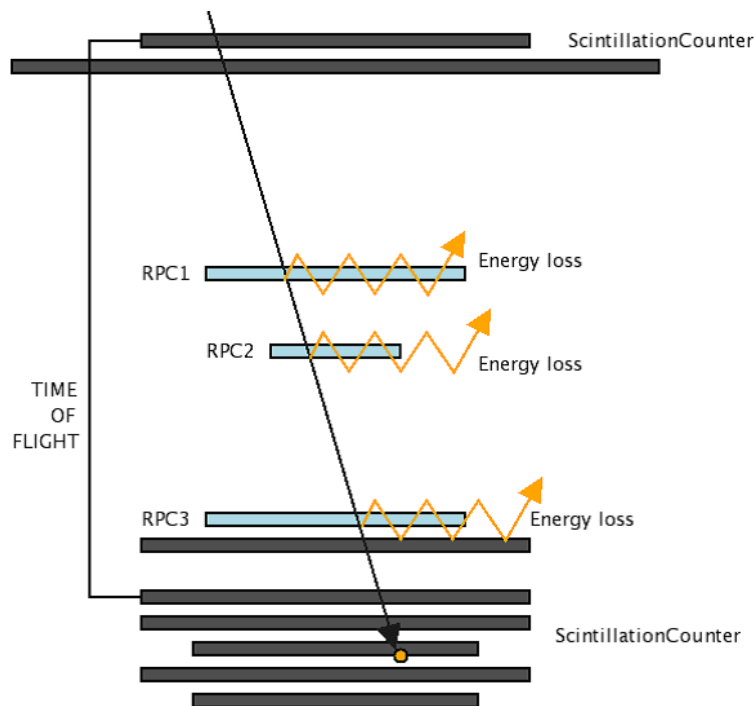


図 6.1: RPC 検出器を通過することで運動エネルギーを失うミューオンの模式図

因はミューオンがRPC 検出器を通過している点にあると考えそのことについて考察をおこなった。

質量が小さく観測される理由

RPC 検出器が TOF 検出器の間に存在する場合、RPC 検出器に使用されているガラス板を通過する際に 6.2 のように運動エネルギーを失う。すると、ミューオンはRPC 検出器を通過するごとに速度が小さくなっていく。実際の質量計算に使用すべき値は、この小さくなった後の速度なのであるが、TOF 検出には小さくなる前の速度で通過する空間も含まれている。この空間も加えて計算しているために、実際の値よりも速度が大きく観測されていると考えられる。そして、速度が大きく観測されると、質量は小さく観測されてしまうため今回の結論のような値になったものと考えられる。

計算方法

ミューオンが文献値どおりの $105.6[\text{MeV}/c^2]$ であった場合、RPC 検出器を通過することにより、質量計算にどのような影響を与えるかを計算してみる。

まず、RPC 検出器の中でもっとも運動エネルギーを失わせているのはガラス板である。よって、RPC 検出器はガラス板でできているものと考えさまざまな運動エネルギーのミューオンが RPC 検出器を通過することによって失った運動エネルギーを求め、速度を求め、TOF 検出器ではどのような値が観測されるかを計算しどのような質量の値に観測されるかを計算した。

運動エネルギーの損失

簡略化して、ミューオンがガラス通過時に失うエネルギーは Bethe-Broch の式の最小エネルギーだと仮定すると、RPC 検出器を全て通過した場合に失うエネルギーは

$$\begin{aligned}\int_0^1 \frac{dE}{dx} dx &\simeq \frac{dE}{dx} \times x \\ &= 1.7\text{MeVg}^{-1}\text{cm}^2 \times 2.2\text{g/cm} \times 1.0\text{cm} \\ &= 3.7\text{MeV}\end{aligned}\tag{6.1}$$

となり、TOF を測定し始めてから 3.7MeV のエネルギーを失っていることが分かる。

さらに、RPC1 と RPC3 は 2mm 、RPC2 は 1mm のガラス板が使用されているのでそれぞれを通過した際に失うエネルギーは

失う運動エネルギー [MeV]	
RPC1	1.5
RPC2	0.7
RPC3	1.5
計	3.7

となる。

運動エネルギーと観測されるミューオンの質量

前節の値を使用して、ミューオンの質量が $105.6[\text{MeV}/c^2]$ と仮定し、それぞれの運動エネルギーを持つ場合に質量がどのように観測されるかをプロットしたものが図 6.2 である。

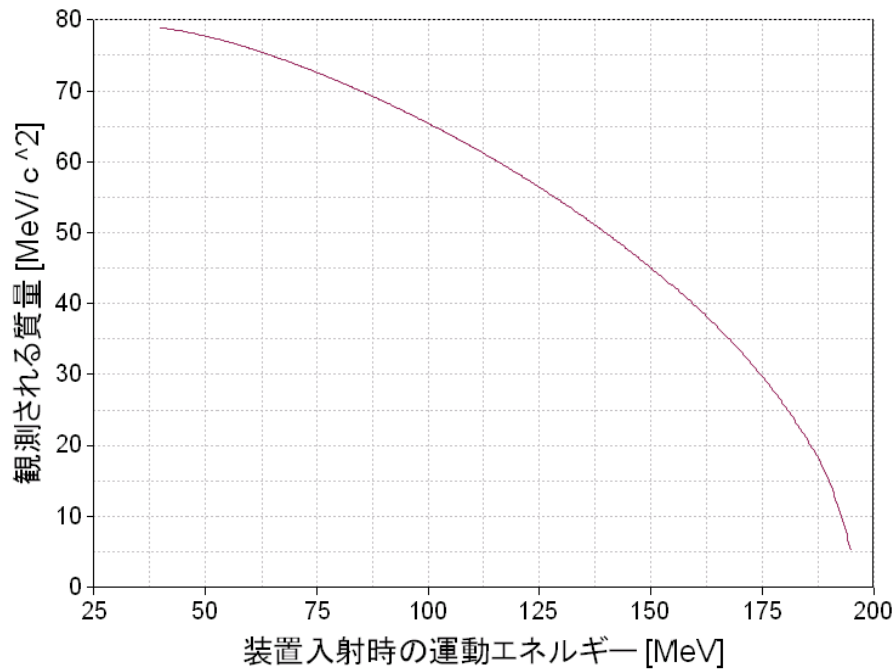


図 6.2: 装置入射時に持っていた運動エネルギーと速度が大きくなることにより観測される質量の値

このグラフから $150[\text{MeV}]$ 程度の運動エネルギーを持ったミューオンが装置に入射してきた場合質量が今回観測された $45[\text{MeV}/c^2]$ 程度に観測されることが分かる。