

宇宙線カウンターを用いた
KASKA 実験用プロトタイプ検出器の性能評価

宮城教育大学
学校教育教員養成課程
理科教育専攻
D4152 秋山和士

平成 18 年 2 月 8 日

要約

KASKA 実験は原子炉から生成される反電子ニュートリノのニュートリノ振動を観測し、ニュートリノ振動の混合角 θ_{13} を測定する実験である。系統誤差を評価するために、現在プロトタイプ検出器を用いて本実験の基礎データを測定している。

本論文では、宇宙線カウンターを作成し、宇宙線カウンターの性能評価した。そして、プロトタイプ検出器のガンマ線に対する応答、また宇宙線カウンターを用いた宇宙線ミュオンに対する応答を測定評価した。その結果、プロトタイプ検出器の分解能は約 1.5 % 1 であり、場所により大きな位置依存性が見られないという結論を得た。また、ガンマ線に対する応答により、低いエネルギーの領域でエネルギー換算の直線性を得ることができ、ガンマ線によるプロトタイプ検出器の分解能の関係式を求めた。

目次

第1章	はじめに	3
1.1	ニュートリノとは	3
1.2	ニュートリノ振動	4
1.3	原子炉 θ_{13} 実験	6
1.3.1	原子炉ニュートリノとその検出	6
1.3.2	KASKA 実験	8
1.4	KASKA 実験用プロトタイプ検出器	9
第2章	宇宙線カウンター	11
2.1	宇宙線	11
2.2	宇宙線カウンターの概要	11
2.3	性能評価	14
2.3.1	エアライトガイドの決定	14
2.3.2	位置依存性の評価	15
第3章	プロトタイプ検出器による測定	19
3.1	プロトタイプ検出器セットアップ	19
3.2	γ 線による応答性	21
3.3	宇宙線ミュオンによる応答性	23
3.3.1	プロトタイプ検出器での宇宙線ミュオンのエネルギー損失	23
3.3.2	宇宙線の飛跡の計算	24
3.3.3	宇宙線の測定	27
第4章	考察	30
4.1	ガンマ線による分解能	30
4.2	宇宙線ミュオンによる分解能の測定	31
4.2.1	計算での値と比較	31
4.2.2	測定データによる比較	33
第5章	結論	35

第1章 はじめに

1.1 ニュートリノとは

ニュートリノはベータ崩壊現象から、1933年にパウリによって予言された。それまで、中性子が陽子と電子に崩壊する現象は

$$n \longrightarrow p + e^{-} \quad (1.1)$$

のように考えられていた。しかし、この反応の前後ではエネルギー保存則も角運動量保存則も成り立たない。パウリはこれらの保存則をベータ崩壊で成り立たせるには、電子とともにスピン $1/2$ を持つ、未知の粒子が放出されていると仮定すればよい、と主張したのである。この未知の粒子は電気を帯びていない中性の粒子で、また質量は非常に小さいか 0 であるが、エネルギーと角運動量は運べる粒子であると考えer必要がある。そこで、この粒子は、中性の小さいものという意味のニュートリノという名前と呼ばれるようになった。

ワインバーグ-サラムの標準理論によれば、ニュートリノの質量は 0 と仮定されており、弱い相互作用のみをする素粒子と言われている。ニュートリノを導入すると、ベータ崩壊では中性子は次の 3 個の粒子に崩壊することになる。

$$n \longrightarrow p + e^{-} + \nu \quad (1.2)$$

その後、この予言は1956年にライネスとコーワンの実験で確認された。ライネスらは大量のベータ崩壊を起こしニュートリノを発生させている原子炉に着目した。彼らは原子炉付近にカドミウム水溶液を設置し、観測を行った。原子炉から大量に放出されるニュートリノが水溶液中の陽子とぶつかり逆ベータ崩壊 ($\nu + p \rightarrow e^{-} + n$) が起こり中性子と陽電子ができる。この中性子がカドミウム原子核に吸収されガンマ線を放ち、また陽電子と電子が反応してもガンマ線を発生するため、これらのガンマ線を検出することによって間接的にニュートリノの存在を確認することができた。

また、電子 (e) やニュートリノ (ν) はレプトンと呼ばれ、弱い相互作用を行い、強い相互作用は行わない (e は電磁相互作用も行う)。レプトンの種類には電荷が -1 のものには e, μ, τ 、電荷が 0 のものにはそれぞれ ν_e, ν_μ, ν_τ の 3 世代が存在し、これをフレーバーと呼ぶ。また、素粒子にはそれと電荷、また核子数が逆符号で絶対値が等しい反粒子が存在し、それぞれ $\bar{e}, \bar{\nu}_e$ として示される。先ほどのライネス

世代	粒子	反粒子	スピン	質量 [MeV/c ²]	平均寿命 [s]	磁気能率
第 1	e^-	e^+	1/2	0.510998902	安定	$1.0011596524 \times e\hbar/2m_e c$
	ν_e^0	$\bar{\nu}_e^0$	1/2	$< 3 \times 10^{-6}$	安定	$< 1.5 \times 10^{-10} e\hbar/2m_e c$
第 2	μ^-	μ^+	1/2	105.658357	2.19703×10^{-6}	$1.001165922 \times e\hbar/2m_\mu c$
	ν_μ^0	$\bar{\nu}_\mu^0$	1/2	< 0.19	安定	$< 3.9 \times 10^{-10} e\hbar/2m_\mu c$
第 3	τ^-	τ^+	1/2	1776.99	2.906×10^{-13}	> -0.052 and < 0.058
	ν_τ^0	$\bar{\nu}_\tau^0$	1/2	< 18.2	安定	$< 3.9 \times 10^{-7} e\hbar/2m_e c$

表 1.1: レプトンの分類表

とコーワンの実験での原子炉からのニュートリノはこの反電子ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ である。

1.2 ニュートリノ振動

もし、ニュートリノに質量があれば、それぞれのニュートリノ間で弱い相互作用で媒介する W ボソンの吸収や放出によって、それぞれの世代間で混合が生じることになる。質量があると、あるフレーバーのニュートリノが、飛行している間に別のフレーバーに変換される可能性が出てくる。これをニュートリノ振動という。

ν_e, ν_μ, ν_τ は弱い相互作用の固有状態を示しており、これと質量の固有状態 ν_1, ν_2, ν_3 を与えることにより、ニュートリノ振動を説明することができる。

ここでは簡単のため 2 世代 (ν_e, ν_μ) のみを考える。質量の固有状態を ν_1, ν_2 とすると、 ν_e, ν_μ 、また ν_1, ν_2 は

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

と表すことができる。今、 ν_e がつくられた時間 $t = 0$ においては $\nu_e(0) = 1, \nu_\mu(0) = 0$ である。

これに対し、粒子の状態の時間的変化は質量の固有状態 ν_1, ν_2 によって記述される。ニュートリノのエネルギー、運動量を E, p 、運動の方向を x として、2 つの状態 ν_1, ν_2 、すなわち量子力学での波動関数、の時間変化は

$$\nu_i(t) = \nu_i(0) \cdot e^{i(px - Et)/\hbar} \quad (1.4)$$

である。ところが、状態 ν_1, ν_2 では同じ運動量 p に対しては質量 m_i の違いのためにエネルギー E_i (ただし、 $i = 1$ または 2) が互いに異なることになる。そのため、 ν_e や ν_μ 成分位相 $(px - Et)$ に時間とともに変化するずれが生じる。このために、ニュートリノ振動が起こる。

生成されてから t 秒後の ν_μ の波動関数 $\nu_e(t), \nu_\mu(t), \nu_e(t)$ は、式 (1.3) から、 $t = 0$ では $\nu_1(0) = \cos \theta, \nu_2(0) = \sin \theta$ であるから、

$$\begin{aligned}\nu_\mu(t) &= -\nu_1(t) \sin \theta + \nu_2(t) \cos \theta \\ &= -\nu_1(0) \sin \theta \cdot e^{i(px-E_1t)/\hbar} + \nu_2(0) \cos \theta \cdot e^{i(px-E_2t)/\hbar} \\ &= \cos \theta \sin \theta \cdot (e^{i(px-E_2t)/\hbar} - e^{i(px-E_1t)/\hbar})\end{aligned}\quad (1.5)$$

$$\text{同様に、}\nu_e(t) = \nu_1(t) \cos \theta + \nu_2(t) \sin \theta \quad (1.6)$$

ここで、 $E = pc$ とおき、 $pc \gg m_i c^2$ のときの近似式

$$E_i = \sqrt{p^2 c^2 + m_i^2 c^4} \approx pc + \frac{m_i^2 c^4}{2E} \quad (1.7)$$

を適用すると、 t 秒後の状態がミューオンニュートリノである確率 $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = |\nu_\mu(t)|^2$ が

$$\begin{aligned}P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= 2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cdot \left(1 - \cos \frac{(E_2 - E_1)t}{\hbar}\right) \\ &= \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \frac{\Delta m^2 c^4 \cdot t}{4E\hbar} \equiv \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \frac{\pi L}{L_0}\end{aligned}\quad (1.8)$$

と求まる。ただし、 $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ とおき、ニュートリノの走行距離を $L = ct$ とした。振動が起こるために必要な距離は

$$L_0 = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (1.9)$$

で与えられる。

式 (1.8) と同様の計算により、最初につくられた電子ニュートリノ ν_e が ν_e のままとどまっている確率は

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \cdot \sin^2 \frac{\pi L}{L_0} \quad (1.10)$$

である。このとき、 $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ とし、固有状態の混合角 θ を θ_{ij} とする。

このように考えると、同様に反電子ニュートリノについても考えることができる。原子炉からの反電子ニュートリノのニュートリノ振動には、50km 以上で顕著になる電子型ニュートリノとミュー型ニュートリノ間の振動と数 km 以上で顕著になる電子型ニュートリノとタウ型ニュートリノ間の振動の 2 種類がある。そのため、数 km 以上の地点では 2 世代 $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\tau$ を考える。これらは相互作用の固有状態であり、質量固有状態はそれぞれ ν_1, ν_3 と表すことができる。そのため、このとき $\Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2$ となり、混合角 θ を θ_{13} とすることができる。今、 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ の時、反電子ニュートリノの振動の様子を図 1.1 に示す。KASKA 実験では $L = 1.8\text{km}$ で、 Δm_{13}^2 による振動を測定する。 $L = 1.8\text{km}$ では三世代を考慮したとしても、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \cdot \sin^2 \frac{\Delta m_{13}^2}{4E} + O(10^{-3}) \quad (1.11)$$

となり、純粋な $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定できることになる。

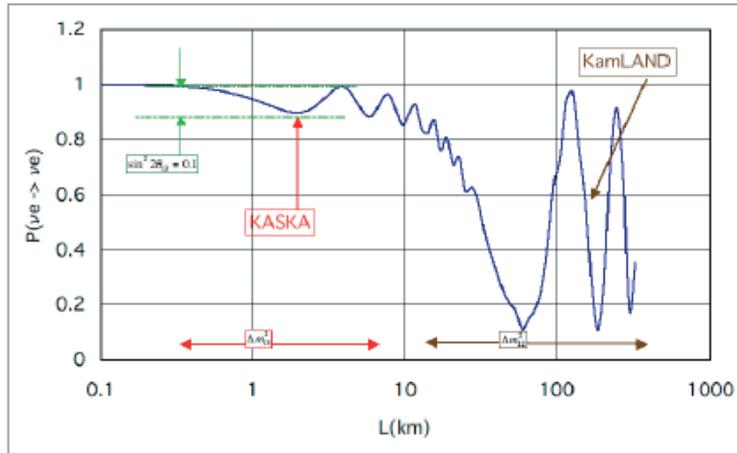
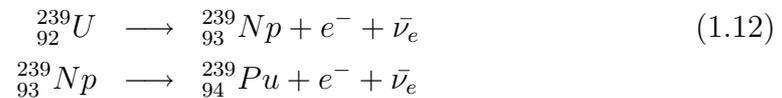


図 1.1: 電子型ニュートリノ振動

1.3 原子炉 θ_{13} 実験

1.3.1 原子炉ニュートリノとその検出

原子炉内では、ウランやプルトニウムが中性子を吸収し、2つの原子核に分裂することで、エネルギーを発生している。核分裂により生じた原子核は、一般に中性子過剰なので、ベータ崩壊を繰り返して安定な原子核になっていく。例えば次のような反応により、このベータ崩壊1回当たり1個の反電子ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が生じることとなる。



核分裂によって生じた核分裂片原子核は安定になるまで、合わせて平均6回程度のベータ崩壊を起こすため、核分裂1回当たり平均6個の $\bar{\nu}_e$ が生じることとなる。一方、1回の核分裂当たり約200MeVのエネルギーを放出し、熱出力が3GWで電気出力1GWの原子炉の一般的な原子炉の場合、

$$\begin{aligned} 3(\text{GW}) &= 3 \times 10^9 (\text{J/s}) = \frac{3 \times 10^{22}}{1.60219} (\text{MeV/s}) \\ \frac{3 \times 10^{22}}{1.60219} (\text{MeV/s}) &\times \frac{1}{200 (\text{MeV/回})} = 0.9362 \times 10^{20} (\text{回/s}) \end{aligned} \quad (1.13)$$

より、1秒間に約 1.0×10^{20} 回崩壊している。そのため、毎秒 6×10^{20} 個の $\bar{\nu}_e$ が生じていることとなる。原子炉ニュートリノの検出を液体シンチレーターで行うとすると、次のような反応が起こる。液体シンチレーターは有機溶媒からなっており、水素原子を豊富に含んでいるので、原子炉からの $\bar{\nu}_e$ が液体シンチレーター内の、陽子と反応すると逆ベータ崩壊反応を起こして陽電子 (e_+) と中性子を発生する。



この反応を起こすニュートリノのエネルギースペクトルを図 1.2 に示す。

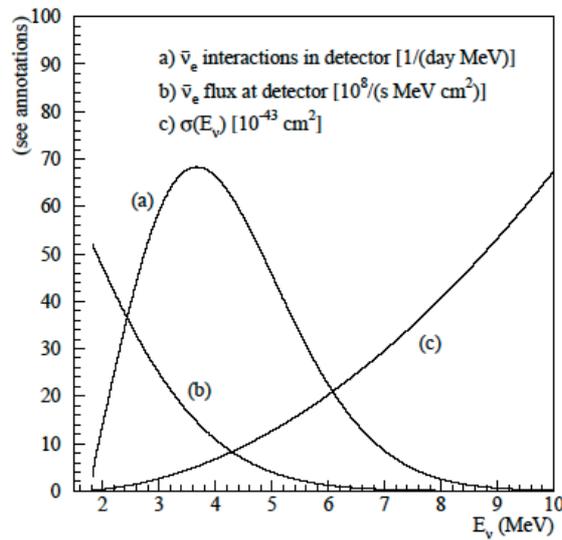
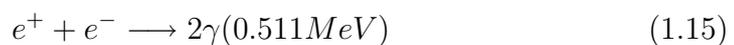


図 1.2: ニュートリノのエネルギースペクトル

この図から、検出されるニュートリノのエネルギーは (b) 原子炉ニュートリノのエネルギーと (c) 逆崩壊反応断面積の積である。そのため、観測されるニュートリノのエネルギースペクトルは、ほとんどが 4MeV に相当することがわかる。また、この反応の際陽子の質量は反応するニュートリノに比べ桁違いに大きいため、この反跳の陽子によるエネルギーの吸収はほとんどなく、生じた陽電子の運動エネルギーは、元の $\bar{\nu}_e$ のエネルギーからこの反応が生じるためのエネルギー 1.8MeV を引いたものになる。さらにこの時の、陽電子は、周りの電子と対消滅反応



を起こす。そのため、信号としてのエネルギーは陽子の運動エネルギーに、対消滅のエネルギー約 1.0MeV を加えたものとなる。

$$E_{\text{signal}} = E_{\nu} - 0.8\text{MeV} > 1.022\text{MeV} \quad (1.16)$$

つまり、陽電子の対消滅反応によりニュートリノ信号のエネルギーは 1.022MeV より大きくなる。

1.3.2 KASKA 実験

KASKA とは、「微か」なニュートリノの変化を捉えるという意味と、本実験で使用する柏崎刈羽 (KAShiwazaki-KAriwa) 原子力発電所名を含意している。KASKA 実験では、世界最大の原子力発電所である柏崎刈羽原子力発電所 (熱出力 24.3GW) から、振動が最大になる 1.8km 付近の距離で原子炉ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) の欠損を測定する。

図 1.3 に柏崎刈羽原子力発電所の原子炉と検出器の相対位置を示す。柏崎刈羽原子力発電所には 7 基の原子炉があり、それらが 4 基のグループと 3 基のグループからなる二つのクラスターからなっている。二つのクラスター間の距離は 1.5km 程度あるため、後置検出器 (FAR) ではその二つのクラスターからの $\bar{\nu}_e$ が検出される。そのため、前置検出器はそれぞれのクラスターの前に二つ (NEAR-A、NEAR-B) 必要となり、FAR と合わせて合計三台必要となる。

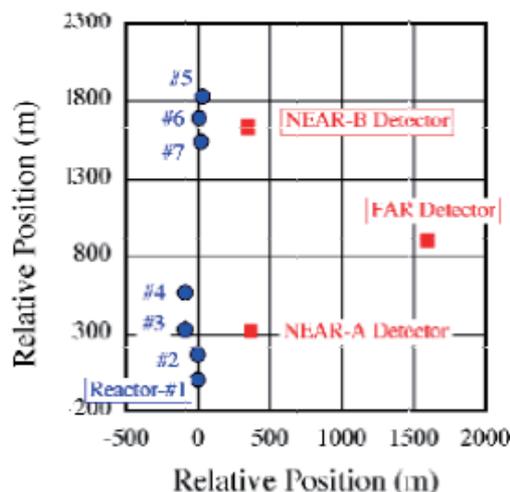


図 1.3: 柏崎刈羽原子力発電所原子炉の位置とニュートリノ検出器の位置

このNEARとFARでの反電子ニュートリノのイベント数の違いにより、ニュートリノの欠損を測定する。

この際、KASKA 検出器でのニュートリノターゲットは 0.1 % のガドリニウム (Gd) 入りの液体シンチレーター (Gd-LS) である。Gd は熱中性子の吸収断面積が 49700barn と、吸収断面積が安定な元素中最大である。、原子炉ニュートリノと液体シンチレーター中の陽子との逆 β 崩壊反応; $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ で生成された中性子は、周囲の陽子と衝突しながら減速し、熱中性子化した後 Gd に吸収される。Gd は吸収後全エネルギー約 8MeV の何本かの γ 線を発生する。図 1.4 にこの反応の模式図を示す。

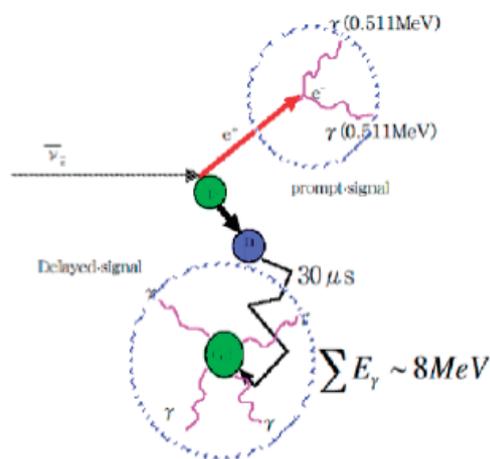


図 1.4: 原子炉ニュートリノ反応の模式図

発生した陽電子は逆 β 崩壊反応後すぐに近傍の電子と対消滅を起こす。また、中性子は平均約 30 μ s で熱中性子化されて吸収される。そのため、陽電子信号とこの中性子信号は時間的に区別することができ、この二種類の信号を要求することで、ニュートリノのイベントとしている。

1.4 KASKA 実験用プロトタイプ検出器

現在、約 1 トンの液体シンチレーターを用いたプロトタイプ検出器を用いて、性能評価している。プロトタイプ検出器では、液体シンチレーターの厚みを本番の Gd の入っていない液体シンチレーター層と同じ厚みの 60cm にしている。また内部に Gd 入り液体シンチレーターを封入した小型のアクリル箱を導入して、Gd の中性子信号のエネルギースペクトルを測定することができる。これをシミュレー

シヨンの基礎データとすると共に、系統誤差の評価などを行うことができる。

プロトタイプ検出器の液体シンチレーターでは芳香物化合物のプロソイドクメン（13.5%）に、ブタン、ブテンなどを主原料としたパラオール850（86.5%）の溶液に発光剤のPPOとbis-MSBを混ぜたものとしている。プロトタイプ検出器は検出器の外側に合計16本の光電子増倍管を据え付けており、上から4本ずつ計4段で互い違いに取り付けられている。光電子増倍管は磁場に弱いため、上から2段目と3段目を地磁気に合わせて、取り付けられている。更に、地磁気防止コイルで検出器を囲み、南北方向と鉛直方向に磁場をかけることで、地磁気の影響を減らしている。また、光電子増倍管は8inchの半球状光電面のものを使用している。

プロトタイプ検出器で測定することにより、実際の本実験での基礎データとすることができ、さらに宇宙線などのバックグラウンドや検出器の検出効率などの系統誤差に対する評価なども行うことができる。

図1.5にプロトタイプ検出器の写真と光電子増倍管の写真を示す。

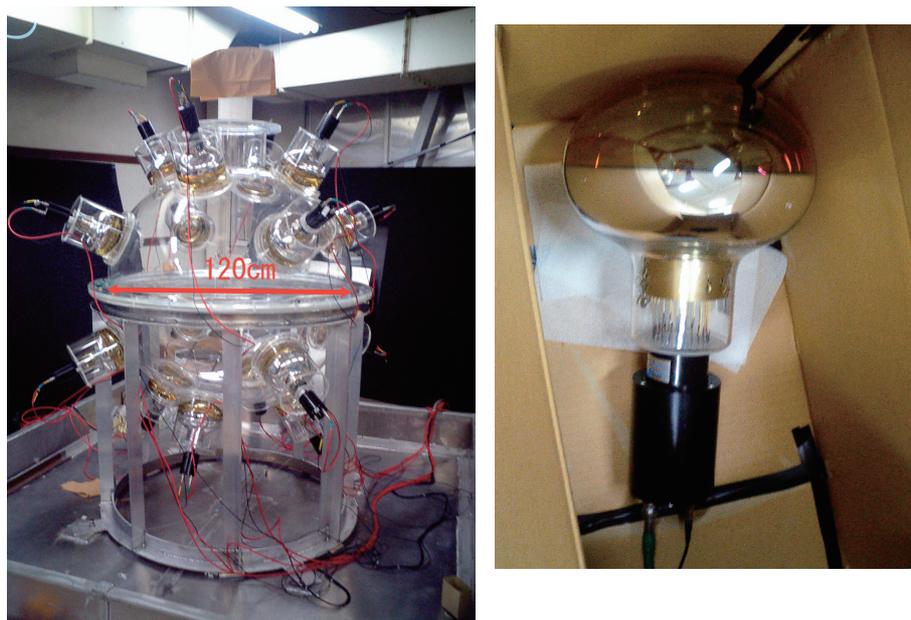


図 1.5: プロトタイプ検出器と光電子増倍管

第2章 宇宙線カウンター

2.1 宇宙線

宇宙線を大別して1次宇宙線と2次宇宙線とに分ける。1次宇宙線は大気圏外から地球にぶつかってくる放射線の総称である。1次宇宙線が大気に突入すると、大気中の原子核と衝突して原子核を破壊したり、中間子を生み出したりする。高エネルギーの中間子はさらに他の原子と衝突し、また粒子を発生する。この反応を各粒子のエネルギーが充分低くなるまで繰り返し、最終的には多数の粒子を生じる。このように大気圏内から降り注ぐ宇宙線を2次宇宙線という。また、このように多数の粒子を発生することからこの現象を宇宙線シャワーという。このシャワー中の核子(陽子、中性子)、中間子、電子及び陽電子は大気中の原子と反応してエネルギーを失う力が強いいため地表まで辿りつく確率は小さいが、中間子の崩壊で生じるミュオン(μ)は物質の貫通力が大きく、地表まで達する確率は比較的大きい。そして、ミュオンは2次宇宙線中の荷電粒子の約3/4を占める。地表面にはそのような粒子が1平方センチメートル当たり1分間に約1個の割合で空から降り注いでいる。

2.2 宇宙線カウンターの概要

プロトタイプ検出器では液体シンチレーター内に、Gd入りの液体シンチレーターを導入することで、本実験の宇宙線ミュオンによるバックグラウンドの見積もりを行っている。このとき、宇宙線ミュオンがGd入り液体シンチレーター容器を通過することが求められる。そのため、宇宙線カウンターを用いることで、宇宙線ミュオン通過時のGd入り液体シンチレーター容器の反応を測定することができる。宇宙線カウンターの大きさを小さくし、この容器の上下に設置することにより、このカウンターを通過した宇宙線はより高い確率で容器を通過する。しかし、宇宙線カウンターの大きさを小さくしすぎてしまうと、宇宙線通過の割合が下がってしまい、測定に非常に時間がかかってしまう。今回、宇宙線カウンターの大きさを25cm四方とし、プロトタイプ検出器の上下に設置したとして、この2枚のカウンターを通過する宇宙線の割合は約0.1Hzとなる。

ライトガイドとプラスチックシンチレータ、光電子増倍管を合わせることでシンチレーションカウンターを作成し、このシンチレーションカウンターを2枚用い

ることにより、宇宙線カウンターを製作した。。又、厚さ2cmのプラスチックシンチレータ、2inchの光電子増倍管用い、エアライトガイドを作成し、使用した。エアライトガイドを利用する利点は、加工しやすく、安価で作成でき、また設置しやすいという点である。作成した、宇宙線カウンターの外観とその内部を図2.1に示す。

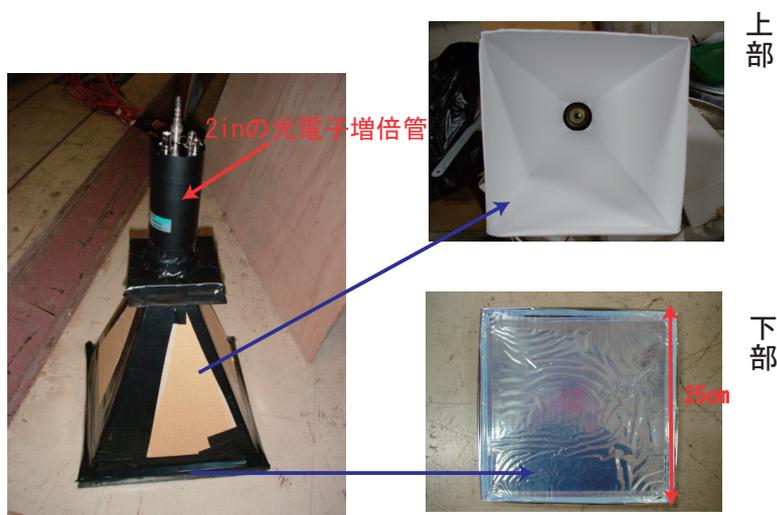


図 2.1: 宇宙線カウンターの外観とその内部

25cm四方のプラスチックシンチレータの大きさで、それによるカウンターの設計図を示す。

また、図2.3に今回の宇宙線カウンターの論理図を示す。宇宙線カウンターからの信号はまず、減衰器に入り、増幅器に送られる。この二つを組み合わせることで様々な大きさの信号を測定することができる。その後、分岐し一方が弁別器に入り、もう一方が遅延回路に入る。遅延回路では、分岐して弁別器側に送られた信号とADCでタイミングをそろえる。弁別器では、信号の大きさが基準電圧よりも大きい場合決まった波高を持つ矩形波を出す。この回路の役割は、基準電圧つまりある閾値を雑音より大きくすることで、雑音の信号を取り除き、それと共にアナログ信号をデジタル信号に変換し、これ以後の信号処理を簡単にするのである。その後、同時計測回路では二つの宇宙線カウンターからの信号が同時に来た時だけ信号を出す。宇宙線による信号は同時に来る一方、熱雑音などの雑音は不規則なタイミングで来るので同時になる確率は小さい。そしてゲート発生器で

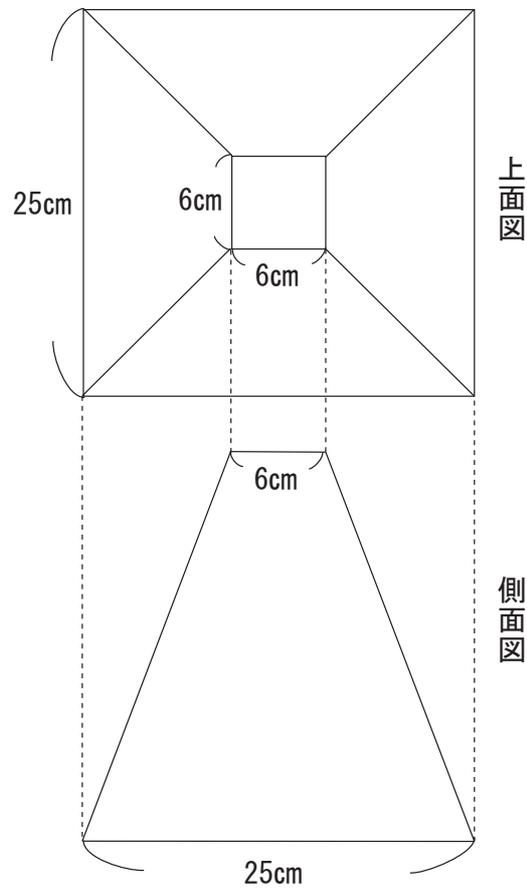


図 2.2: 宇宙線カウンター設計図

は、論理信号を整形し、ADC に矩形波を送る。そして、ADC では遅延回路からの信号、またゲート発生器からの信号を受け取り、矩形波内での遅延回路からの信号をアナログ信号からデジタル信号に変換し出力する。

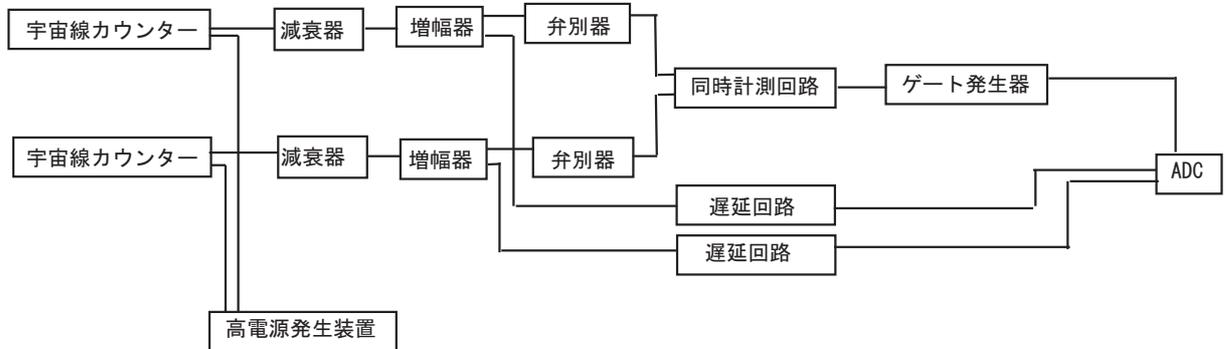


図 2.3: 宇宙線カウンター論理図

2.3 性能評価

2.3.1 エアライトガイドの決定

エアライトガイド部には反射材として Goretex もしくはアルミナイズドマイラを選択し、どちらがより光電子増倍管に対しよい集光を示すかを測定した。Goretex は PTFE (ポリテトラフルオロエチレン) と呼ばれるフッ素樹脂を加工した、薄くて白いフィルムである。PTFE を多孔質構造に加工することで広範囲の光を拡散、反射することができる。また、アルミナイズドマイラは薄いフィルムにアルミを蒸着したものであり、Goretex とは違い光を拡散はせず、反射することができる。測定においてはエアライトガイド部の内壁のみを、Goretex またアルミナイズドマイラに変更し、他の部分はそのままの状態と比較を行った。測定にはそれぞれのエアライトガイドを通過した宇宙線を利用し、カウンターにはそれぞれ 1900V の電圧をかけて測定した。

このとき得られる図を図 2.4 に示す。上が Goretex による測定、下がアルミナイズドマイラによる測定である。2 つを比べてみると、それぞれのピークの違いが読み取れる。同じ条件下で Goretex ではピークが約 450ch、アルミナイズドマイラでは約 300ch となっているのが分かる。つまり今回のエアライトガイドにおいて Goretex の方が光電子増倍管への集光率が高いと分かる。これにより、これ以降の測定ではエアライトガイドに Goretex を採用して測定した。

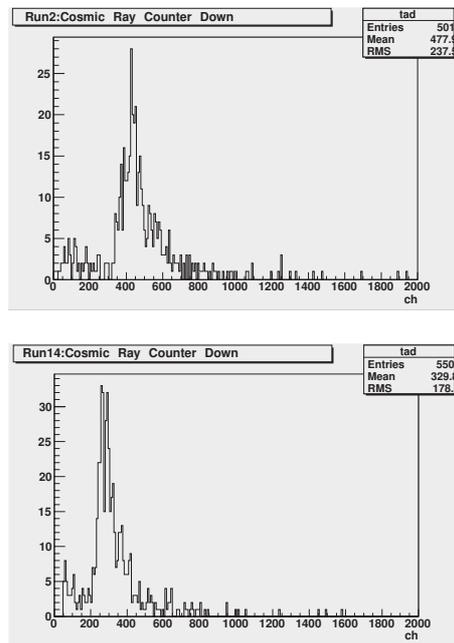


図 2.4: エアライトガイドにおける、goretex 使用時とアルミナイズドマイラ使用時の違い：上段が goretex 使用時、下段がアルミナイズドマイラ使用時

2.3.2 位置依存性の評価

宇宙線の測定を行う際、カウンターの有効領域を測定する必要がある。仮に、カウンターの宇宙線通過点により、測定される値に偏りが見られるならば、最も値の低い点で宇宙線の信号がノイズに埋もれてしまうために、宇宙線の信号として認識できない可能性がある。

そうすると、実際の大きさよりも、カウンターとして利用できる面積が小さくなってしまいます。測定は宇宙線カウンターの底面で線源の位置を変え、それぞれの点を点について行った。また、線源は ^{60}Co を使用した。 ^{60}Co は 2 本の γ 線 1.17MeV、1.33MeV を放出し、今回は 288KBq (2003 年 3 月 11 日時点) のもので測定した。しかし、線源を直接カウンターの底面に設置すると、線源からは様々な方向に γ 線が放出されるために、ある点を決めても広がりをもった測定になってしまう。そのため、コリメータを用いた。コリメータは鉛などで放射線の広がりを押さえ、一定方向に放射線を出すようにするものである。使用したコリメータは厚さ 5cm の鉛ブロックに直径 1cm ほどの穴をあけ、その鉛ブロックから線源を離して設置し、線源の周囲を鉛で囲ったものとした。図 2.5 に使用したコリメータの断面図と使用した鉛ブロック、 ^{60}Co を示す。シンチレーターの厚さが 2cm のため、ほとんどの γ 線の相互作用で発生した電子は、シンチレーター外へ逃散してしまうために光電



図 2.5: コリメータに使用した鉛と ^{60}Co 線源

ピークが観測されない。今回、宇宙線カウンターの分解能の影響を除くため、図 2.6 のようにコンプトン端のピークの半分の高さになる位置を基準にし、その時の ADC の値の変化より測定した。図 2.6 に測定の基準の設定を示す。この時、コンプトン端は約 1300ch とする。測定は図 2.7 の 9 点を行った。中心 (1)(0,0) と、そこから 3 cm ずつ縦に 4 点 (2)(0,-3) から (5)(0,-12) とり、さらに中心から縦、横に 3 cm ずつ斜めに 4 点 (6)(3,3) から (9)(12,12) の位置で測定を行った。測定結果を図 2.8 に示す。図 2.7 は (1)(0,0) から (5)(0,-12) までの縦に移動していったものと、図 2.8(6)(0,0) から (9)(12,12) の斜めに移動していった時の測定結果である。測定した 9 点において、最も高い ADC の値を示した点は (3)(0,-6) で約 1315ch、逆に最も低い値を示した点は (2)(0,-3) で約 1290ch であった。そのためこの 9 点では最大で、 $(1315 - 1290)/1315 \sim 0.02$ より、2%以内で光量は一定である。2%での変化の時、宇宙線カウンターを通過した宇宙線は threshold level より小さくなることはなく、宇宙線カウンターの有効領域を 25cm × 25cm とすることができる。以降宇宙線カウンターの面積を 25cm × 25cm としている。

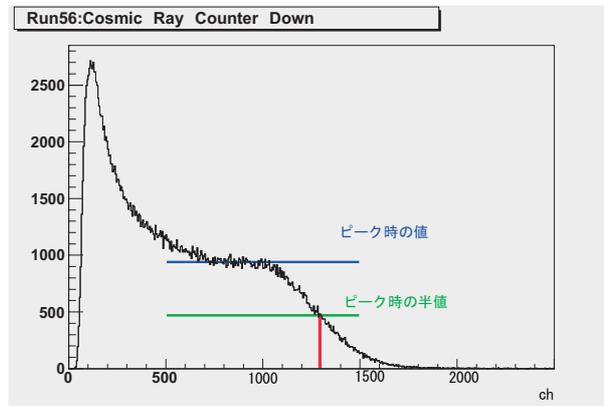


図 2.6: 測定の基準の設定

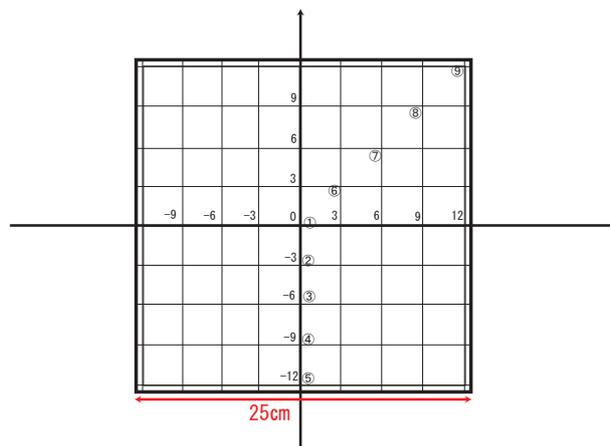


図 2.7: 位置依存性測定に用いた9点

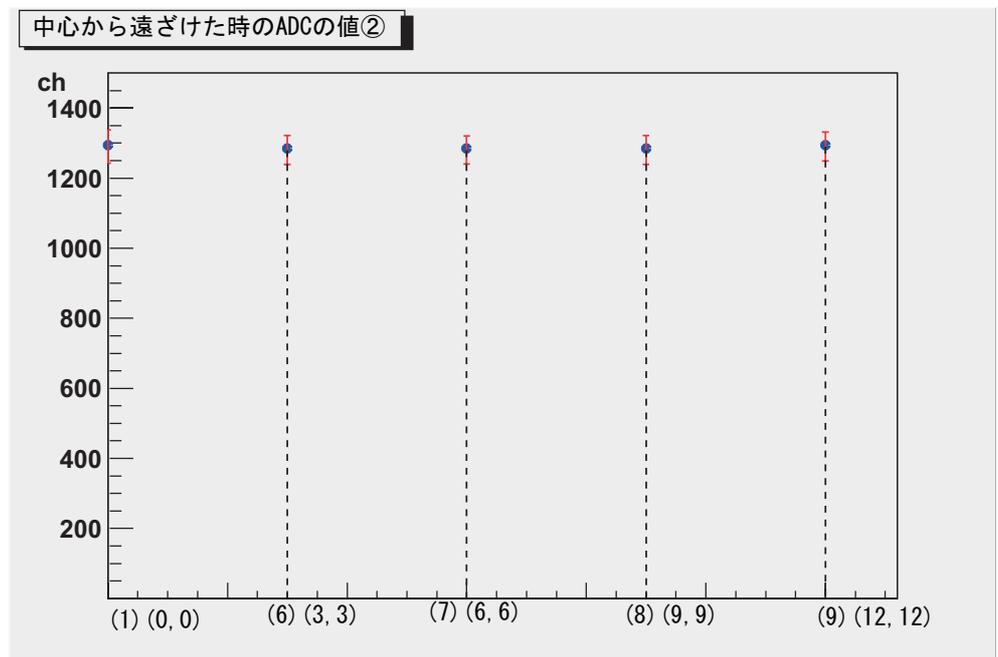
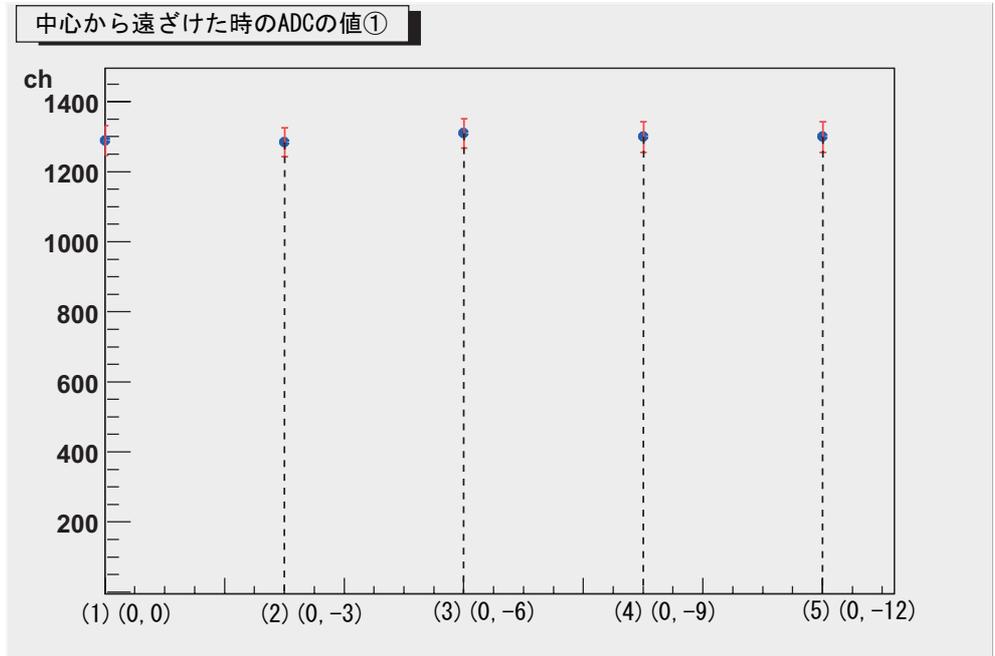


図 2.8: 宇宙線カウンターの位置依存性の測定：上段が中心から縦に遠ざけた時の変化、下段が中心から斜めに遠ざけた時の変化（(1)～(9)は図 2.7での測定位置）

第3章 プロトタイプ検出器による測定

3.1 プロトタイプ検出器セットアップ

宇宙線カウンターを利用し、プロトタイプ検出器を通過した宇宙線の通過時のエネルギー量を見積もることができる。プロトタイプ検出器の上部及び、下部に宇宙線カウンターを設置し、上下の宇宙線カウンターからの同時計測によりプロトタイプ検出器を貫いた宇宙線の測定を行った。この写真を図 3.1 をまた、論理図を図 3.2 示す。

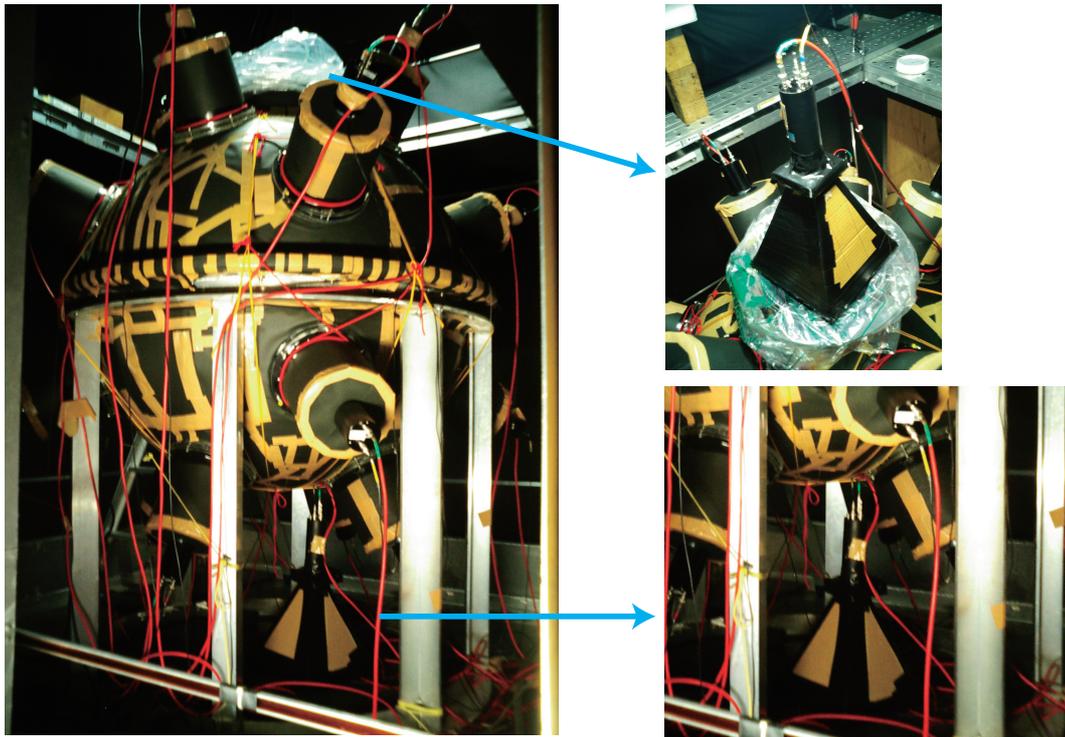


図 3.1: プロトタイプ検出器での宇宙線カウンターの配置

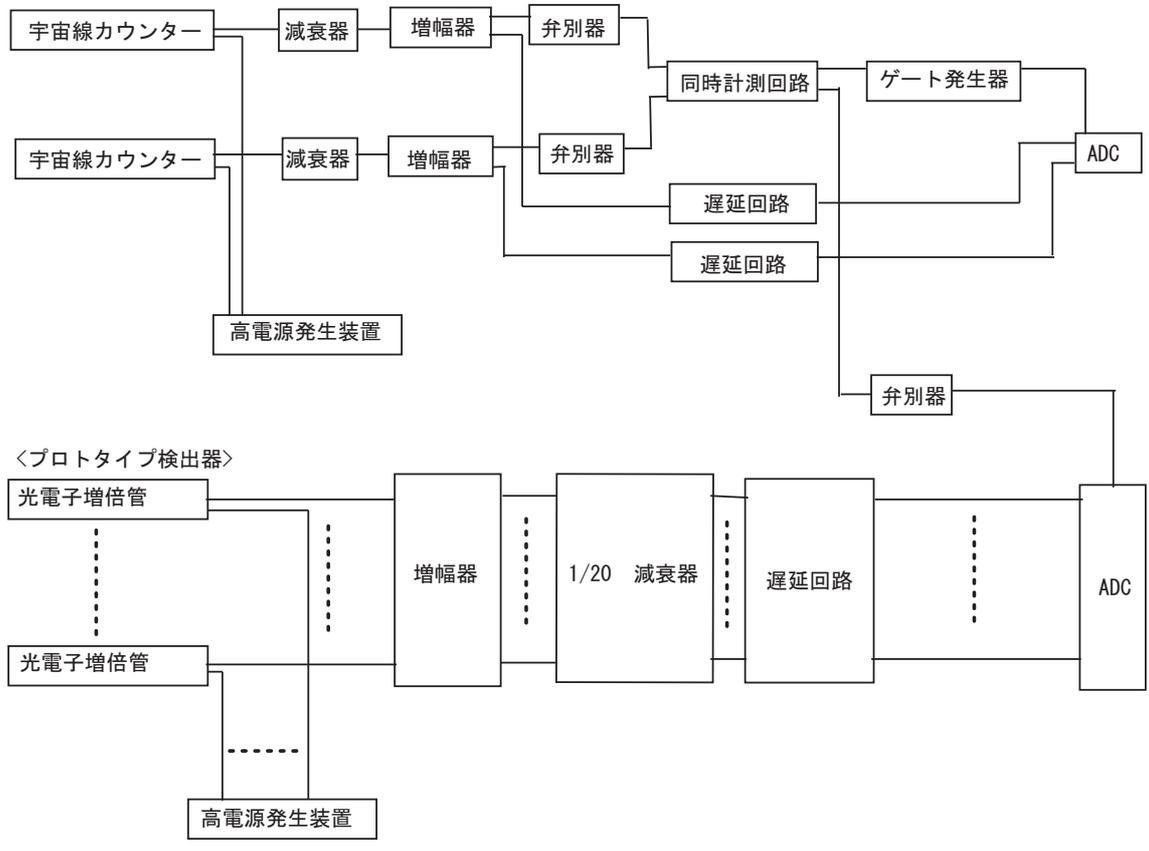


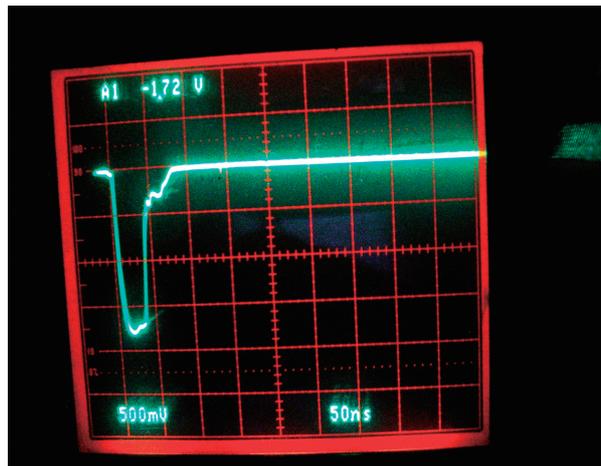
図 3.2: プロトタイプ検出器の論理図

プロトタイプ検出器の光電子増倍管 16 本からの信号は、増幅器で増幅された後、信号の大きさを約 1/20 にする減衰器に送られる。この減衰器には切り替えスイッチがついており、信号の大きさを 1/20 にすること、そのままの 1/20 にしないで信号を送ることができる。宇宙線測定の場合、宇宙線は高いエネルギーをプロトタイプ検出器に落とすため、得られた信号をいったん小さくしなければならない。放射線源などの測定の場合、宇宙線に比べエネルギーが低いので、得られた信号は小さくせずにそのまま測定する必要がある。図 3.3 にこの 1/20 減衰器を入れた場合の波高と、入れない場合のパルス高をオシロスコープで観測した図をのせる。

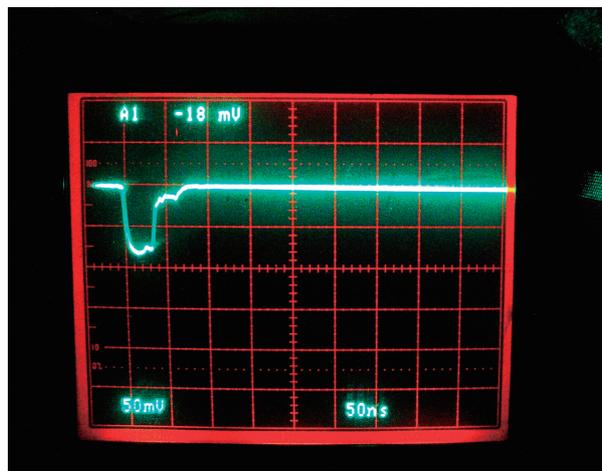
図 3.3 上が減衰器を入れてない場合であり、縦軸 1 目盛り当たり 500mV 示しており、今約 1800mV 示している。また、下が減衰器を入れているときの図である。この時は、縦軸 1 目盛り当たり 50mV を示しており、約 90mV を示しており、1/20

にパルスが減衰していることが分かる。

減衰器から出力後、プロトタイプ検出器からの信号は、遅延回路で宇宙線カウンターからの信号とタイミングを合わせて、ADC に送られ、アナログ信号をデジタル信号に変換され、計測される。



① 1/20 アテネーター未使用時



② 1/20 アテネーター使用時

図 3.3: オシロスコープによる 1/20 アテネーター使用時の違い

3.2 ガンマ線による応答性

プロトタイプ検出器を通過した、宇宙線のエネルギー損失を知るには、ADC のチャンネルをエネルギーの値に変換する必要がある。そのためには既知のエネル

ギーの放射線を放出する、線源を用いてキャリブレーションを行う必要がある。今回キャリブレーションを行うために、 ^{60}Co と ^{137}Cs による測定を行った。それぞれの線源をアクリルの容器に密閉し、それを、プロトタイプ検出器の中心に位置させることにより、エネルギーを測定した。 ^{60}Co は宇宙線カウンター位置依存性の測定時に利用したものを使用、 ^{137}Cs は0.662MeVの γ 線を放出し、37KBq(2003年3月11日時点)のものを使用した。この測定結果を図3.4に示す。 ^{60}Co は β^- 崩壊を起こし、100%で1.17MeVと1.33MeVの γ 線を放出する。そのため、2本の γ 線を合わせたエネルギーの2.5MeVのピークを観測することができる。また、 ^{137}Cs も β^- 崩壊を起こし、それにより85%で0.662MeVの γ 線を放出する。そのため、0.662MeVのピークのみを観測することができる。

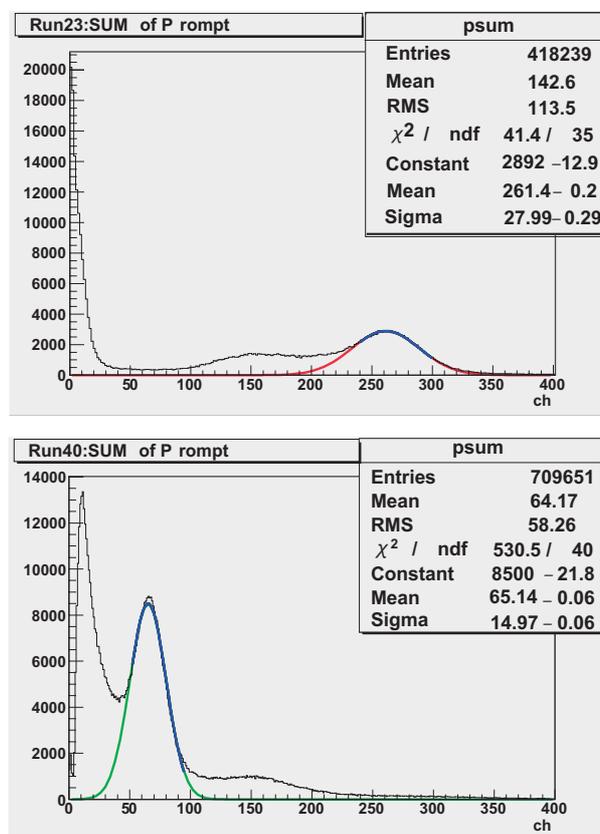


図 3.4: キャリブレーションデータ：上段が ^{60}Co を用いた測定、下段が ^{137}Cs を用いた測定

それぞれのピークを正規関数で適合させると、 ^{60}Co の2.5MeVのピークが261.4ch、また ^{137}Cs の0.662MeVのピークが65chに位置していると分かる。この二つのデータを用い、エネルギーとADCの値でプロットすると、原点とそれぞれの2点を

フィッティングすることができる。この図を図 3.5 に示す。これにより、光量とエネルギーとが比例関係であると言える。

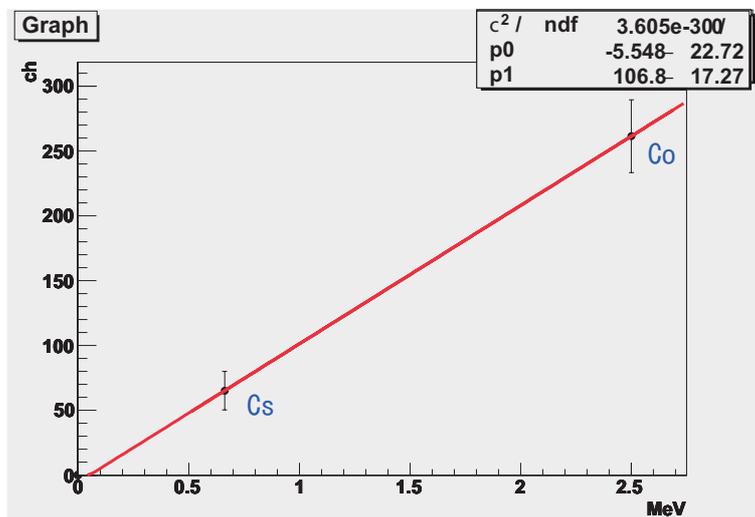


図 3.5: 光量とエネルギーの関係

3.3 宇宙線ミュオンによる応答性

3.3.1 プロトタイプ検出器での宇宙線ミュオンのエネルギー損失

プロトタイプ検出器の上下にある宇宙線カウンターを通過した、宇宙線がプロトタイプ検出器にどの程度エネルギーを落とすか、またどのように通過するかを知ることができると、プロトタイプ検出器での宇宙線の測定を再現できるはずである。

まず、プロトタイプ検出器で、どの程度エネルギーを落とすかを考える。与えられた吸収物質中での荷電粒子の阻止能 S は、その物質中における飛跡の単位長当りのエネルギー損失で定義される。

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3.1)$$

与えられた荷電状態の粒子については、粒子の速度が減少すると S が増加する。阻止能を記述する表現式は Bethe-Bloch の式として知られ、次式のように書ける。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left\{ \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right\} \quad (3.2)$$

v : 1 次粒子の速度
 ze : 1 次粒子の電荷
 N : 単位体積中の吸収物質原子の個数
 Z : 吸収物質の原子番号
 m_0 : 電子の静止質量
 e : 電子の電荷
 I : 吸収物質原子の平均イオン化ポテンシャル

吸収物質としていろいろな材料を比べると、 dE/dx は主として対数項の外にある NZ に依存する。この積 NZ は吸収物質中の電子の数を表している。また、

$$NZ = N_0 \frac{m Z}{A V} = N_0 \rho \frac{Z}{A} \quad (3.3)$$

N_0 : アボガドロ定数
 A : 吸収物質の原子量
 m : 吸収物質の質量
 ρ : 吸収物質の密度

となるため、したがって密度が大きくて、原子番号と原子量の比が大きい物質が大きな阻止能を示すことになる。

今回、プロトタイプ検出器の液体シンチレーターではプソイドクメンを 13.5 % と、パラオール 850 を 86.5 % を使用している。密度はそれぞれ、 $0.880g/cm^3$ と $0.828g/cm^3$ であり、平均すると $0.835g/cm^3$ となる。また、プソイドクメンは 1,2,4-トリメチルベンゼンであり、その組成が分かっている。しかし、パラオール 850 はブタンやブテンを主原料とした合成系特殊低粘度加工油であり、その詳しい組成は公表されていない。

そのため今回は、液体シンチレーターの阻止能を、組成の近い物質での阻止能とした。図 4.1 に様々な物質での阻止能を示す。

液体シンチレーターの阻止能を $-dE/dx=1.8(MeVg^{-1}cm^2)$ と設定した。上で述べた通り、液体シンチレーターの密度は $0.835g/cm^3$ より、液体シンチレーターでは $1.8 \times 0.835=1.503MeV/cm$ エネルギーを落とすと設定した。

3.3.2 宇宙線ミュオンの飛跡の計算

宇宙線の飛跡は上下の宇宙線カウンターを通過し、プロトタイプ検出器ものとする。はじめに宇宙線カウンター上部の、ある地点 A に入射してきた宇宙線に対

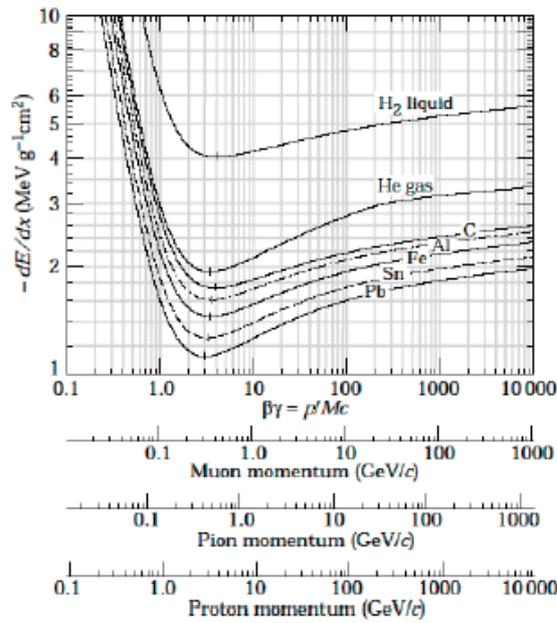


図 3.6: 様々な物質に対する宇宙線ミューオンの阻止能

し、宇宙線カウンターに対して水平方向に角度 ϕ を 0 から 2π の範囲で振り、鉛直方向に角度 θ で振った。角度 θ は天頂角であり、ミューオンの強度によっている。今、ミューオンの全方向に対する強度を J 、天頂角 θ に対する強度を j_θ とすると

$$J = \int j_\theta d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi/2} j_{\theta=0} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta \quad (3.4)$$

また、このときカウンターの大きさを $25\text{cm} \times 25\text{cm}$ 、プロトタイプ検出器を 60cm の球体、カウンター間の距離を 200cm としている。これにより宇宙線がプロトタイプ検出器を通った時の飛跡を求め、先ほどのエネルギー損失を量に換算すると、図 3.8 のようになる。

エネルギー損失を適用すると、図 3.8 のようになる。

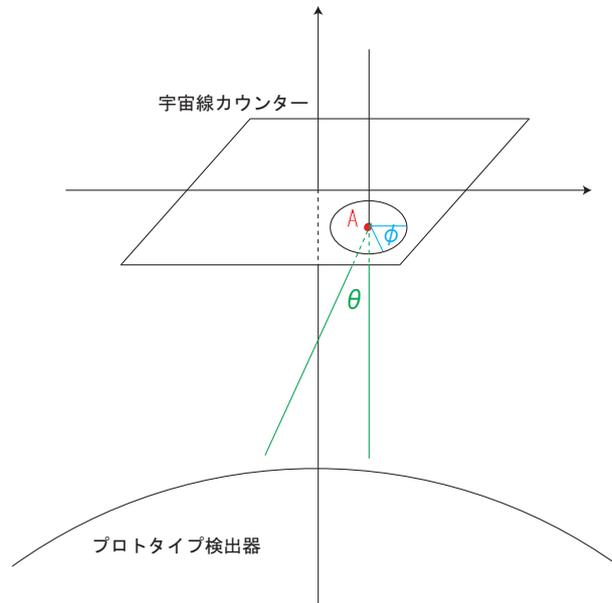


図 3.7: 計算での設定 : A は宇宙線カウンター上のある点、 ϕ は水平面での角度、 θ は天頂角

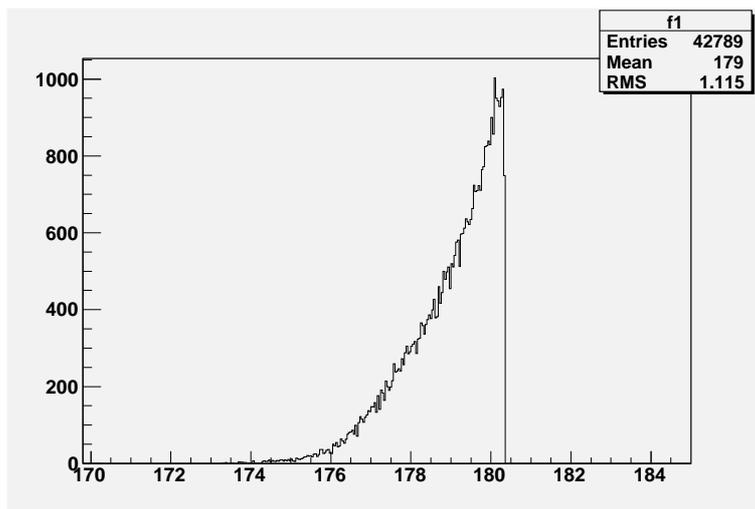


図 3.8: 計算で求めた宇宙線ミュオンがプロトタイプ検出器に落とすエネルギー量

3.3.3 宇宙線ミュオンの測定

宇宙線カウンターを用いた宇宙線通過後の、プロトタイプ検出器で得られた測定値を示す。上の二つの図はそれぞれ、宇宙線カウンター上下での測定、下図がプロトタイプ検出器での測定結果である。プロトタイプ検出器の測定結果は、キャリアレーションにより横軸をエネルギーに換算している。

プロトタイプ検出器の測定結果を見ると、80MeV 付近と 105MeV 付近にピークが二つ存在することが分かる。これらのピークが宇宙線起源であるかを調べるために、それぞれのピークの範囲（70MeV から 90MeV、90MeV から 115MeV）での上下の宇宙線カウンターの対応を図 3.10 に示す。

70MeV から 90MeV の範囲では、上部宇宙線カウンター 1800ch から 2800ch、下部宇宙線カウンター 1600ch から 2800ch の範囲に集中している。つまり、ほぼ同じエネルギーを落としているために、宇宙線ミュオンが通過した事象である。また、宇宙線カウンター上部で 1500ch から 3000ch、宇宙線カウンター下部で 0ch から 1000ch の付近、逆に宇宙線カウンター上部で 0ch から 500ch、宇宙線カウンター下部で 1000ch から 3000ch の付近にも少なくではあるが、事象が見られる。これは宇宙線カウンターの一方を通過し、もう一方はかすってしまっていると考えられる。そのために、プロトタイプ検出器では 70MeV から 90MeV の事象となっている。

一方、90MeV から 115MeV では逆に集中している点が見られない。このために、この事象は上下の宇宙線カウンター通過の宇宙線ミュオンによるものではないと分かる。

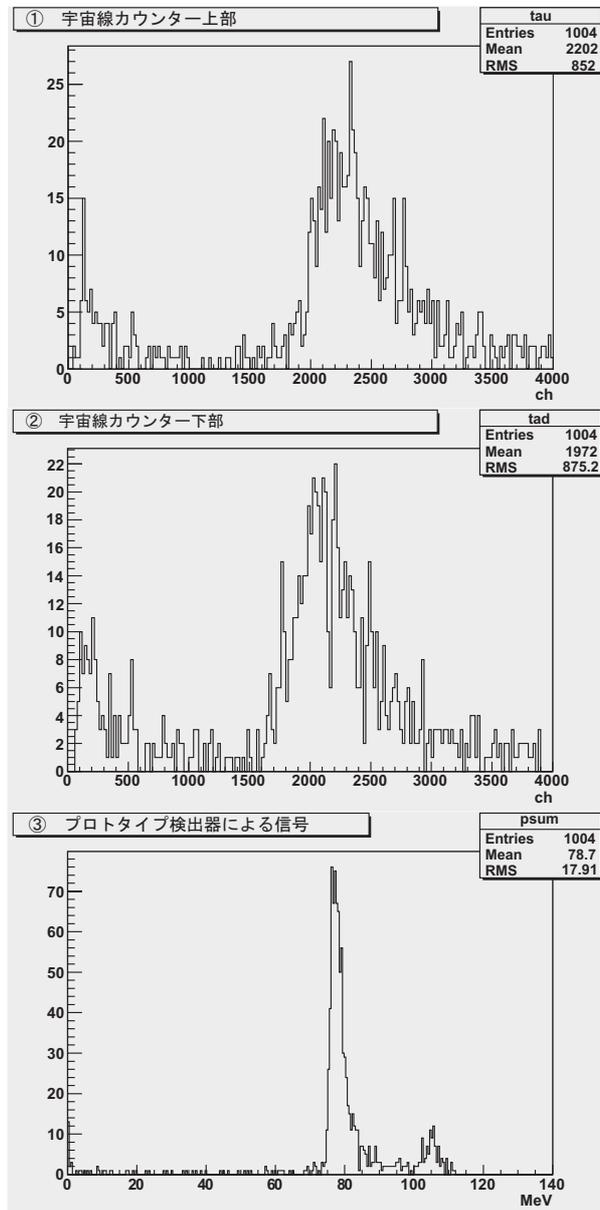


図 3.9: 宇宙線カウンターを用いたプロトタイプ検出器での宇宙線の測定：上段が宇宙線カウンター上部、中段が宇宙線カウンター下部、下段がプロトタイプ検出器による測定 (キャリブレーションにより横軸をエネルギーに換算している)

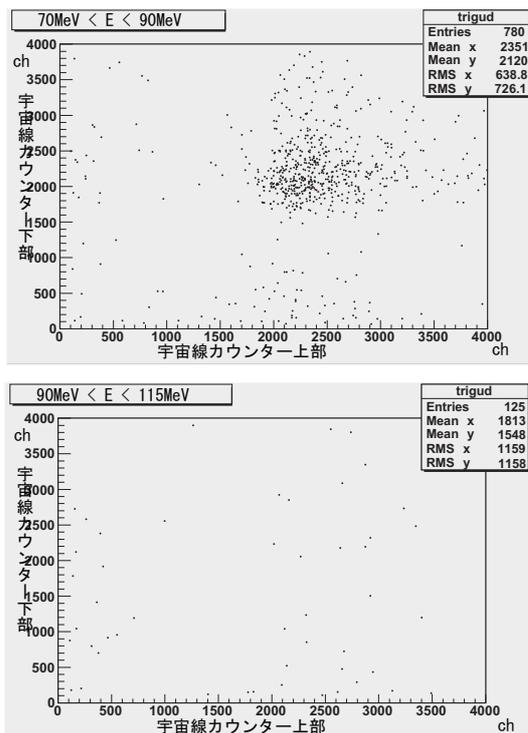


図 3.10: プロトタイプ検出器のエネルギー範囲による上下の宇宙線カウンターの値；上段が 70MeV から 90MeV の間での測定、下段が 90MeV から 105MeV の間での測定 (今、横軸を宇宙線カウンター上部、縦軸を宇宙線カウンター下部としている)

第4章 考察

4.1 ガンマ線による分解能

プロトタイプ検出器での、ガンマ線での応答性より分解能を比較する。今回、放射線源によるガンマ線の応答性は2種類の線源で行っているため、それぞれの線源の場合と違った分解能である可能性がある。そのためガンマ線での応答性を比較することで、ガンマ線での分解能を知ることができる。

今、ガンマ線での応答性より、

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_{Co}}{\mu_{Co}} &= \frac{27.99}{261.4} = 0.107 \\ \frac{\sigma_{Cs}}{\mu_{Cs}} &= \frac{14.97}{65.14} = 0.230\end{aligned}\quad (4.1)$$

となる。それぞれのピークは線源のエネルギーより、

$$\begin{aligned}0.107 \times 2.5(\text{MeV}) &= 0.268(\text{MeV}) = \sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_{E_{Co}}^2} \\ 0.230 \times 0.662(\text{MeV}) &= 0.152(\text{MeV}) = \sqrt{\sigma_N^2 + \sigma_{E_{Cs}}^2}\end{aligned}\quad (4.2)$$

となり、実際の半値幅が分かる。 ^{60}Co 、 ^{137}Cs とともに同じノイズの幅 σ_N も含まれている。そのため、式(4.3)は

$$\sigma_{E_{Co}}^2 - \sigma_{E_{Cs}}^2 = 0.04872 \quad (4.3)$$

とまとめることができる。さらに、 $\frac{\sigma}{\mu} = \frac{\sigma'}{\mu'} / \sqrt{E/E'}$ より、

$$\frac{\sigma_{E_{Co}}}{2.5} = \frac{\sigma_{E_{Cs}}}{0.662} / \sqrt{2.5/0.662} \quad (4.4)$$

より、式(4.4)、(4.3)から $\sigma_{E_{Co}} = 0.257\text{MeV}$ 、 $\sigma_{E_{Cs}} = 0.132\text{MeV}$ 、 $\sigma_N = 0.0750(\text{MeV})$ となる。

これより、ガンマ線ではエネルギー E と E' の間には

$$\frac{\sigma}{E} = 0.20 / \sqrt{E/0.662} \quad (4.5)$$

の関係が成り立つことが分かる。

4.2 宇宙線ミュオンによる分解能の測定

4.2.1 計算での値と比較

実際の実験データ図 3.9 と計算で求めた値の図 3.8 とを比較すると、実験で測定された光量は約 80MeV 付近であるのに対し、飛跡の計算では約 120cm である。これらから、エネルギーを求めると明らかに違いが見られる。

これは計算時の阻止能の設定が正確でないことが原因であると思われる。そのため、計算時のエネルギー値を実験でのデータ値に合わせる。

また、エネルギーの広がり、プロトタイプ検出器を通過した宇宙線の飛跡の違いのために起こる。しかし、実際はこれにさらに検出器の分解能を考慮する必要がある。そのために、計算で求めた値ごとに精度の幅をつけて振り、各精度で比較する必要がある。それぞれの値ごとに正規分布で、分解能を 1%、2%、3%、4%、5%、10% と、宇宙線の実験データから可能性が高いと思われる 2% 前後で幅をもたせた。

この各精度での分布、また宇宙線の実験データを図 4.1、図 4.2 に示す。

実験データと計算での値を比較するには χ^2 検定を用いた。比較する際、同じエネルギーに対してカウント数に差があるのでパラメータ α を用いて χ^2 検定を行い、このとき、実験データと計算での値の、75MeV から 77MeV の範囲で 0.2MeV 間隔にデータを抜き出し、検定を行った。

このとき使用した計算式は

$$\chi^2 = \sum_{i=n}^{\Delta n} \frac{(Data_i - \alpha n_i)^2}{\sigma_{Data_i}^2 + \alpha \sigma_{n_i}^2} \quad (4.6)$$

上式において、 $Data_i$ は実際に測定したデータの値、 n_i は計算により得られる値であり、 α は χ^2 を最も小さく取る値とした。

これにより、得られた χ^2 と精度による関係を図 4.3 に示す。

これにより、宇宙線のプロトタイプ検出器のエネルギー分解能は約 1.5% 付近であることが分かる。

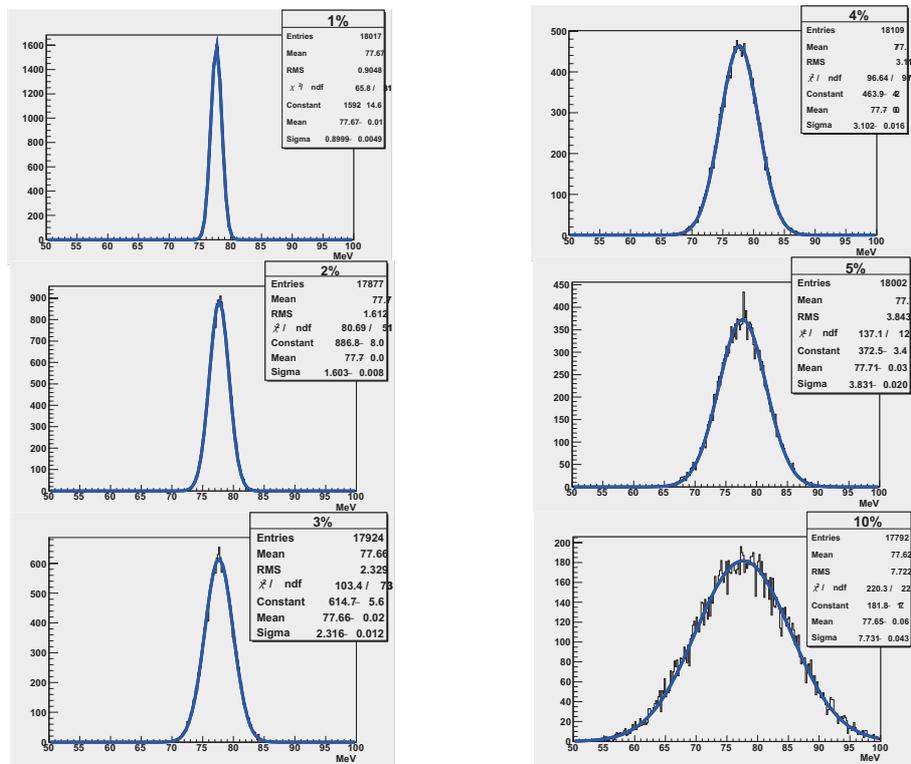


図 4.1: 図 3.8 の計算でのエネルギーに検出器の分解能を変えていった図 ; 左上から順に分解能 1 %, 2 %, 3 %, 4 %, 5 %, 6 %となっている

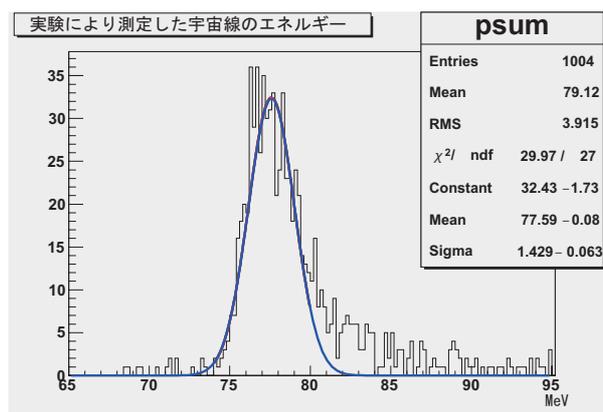


図 4.2: 図 3.9 から 65MeV から 95MeV の範囲におけるプロトタイプ検出器による信号

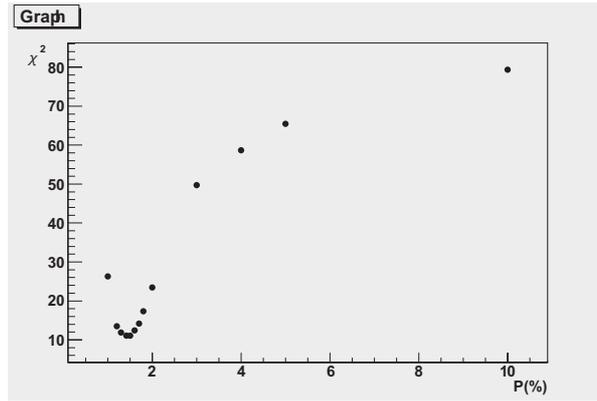


図 4.3: 分解能を変えていった時の χ^2 の値

4.2.2 測定データによる比較

シミュレーションデータでの比較では、宇宙線カウンターの全領域を用いて、全ての飛跡のエネルギーの大きさにより分解能を求めた。宇宙線測定の際、図 4.4 のように、上下の宇宙線カウンターでほぼ同じ ADC の値を取っている範囲でイベントを選ぶと、上下のカウンターで近い飛跡の宇宙線を選んでいることになる。つまり宇宙線カウンターにおいて同じ程度エネルギーを落とした現象について、取り上げた。図 4.5 に上下の宇宙線カウンター 1800ch から 2800ch、1600ch から 2800ch の範囲において、その事象による、プロトタイプ検出器での測定を示す。この事象が宇宙線がプロトタイプ検出器に落としたエネルギーと分かる。このとき、測定される宇宙線ミュオンは上下のカウンターで同じ程度エネルギーを落としているので、近い飛跡を辿っているはずである。そのため測定される宇宙線ミュオンのデータは飛跡によらず、プロトタイプ検出器の宇宙線ミュオンの分解能として言える。

図より、この時 $\sigma = 1.182$ 、ピークでのエネルギー $\mu = 75.31$ より、このときの分解能は

$$\frac{\sigma}{\mu} \times 100 = 1.57(\%) \quad (4.7)$$

となる。

約 1.6 % と分かる。

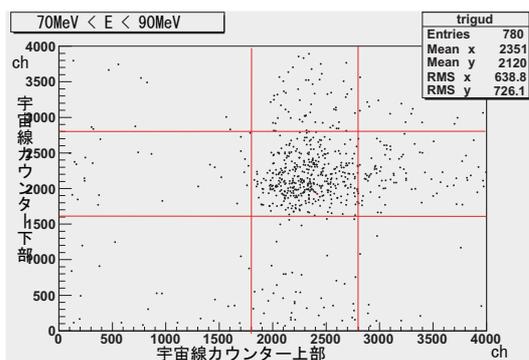


図 4.4: 上下の宇宙線カウンターによる、宇宙線ミュオンの測定範囲の選択

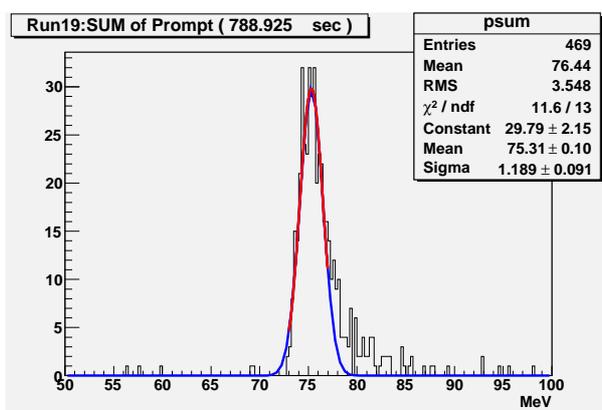


図 4.5: 図 4.4 の宇宙線カウンターによる測定範囲におけるプロトタイプ検出器でのエネルギー ; 宇宙線カウンター上部を 1800ch から 2800ch、宇宙線カウンター下部を 1600ch から 2800ch のときの測定、正規関数で適合している

第5章 結論

プロトタイプ検出器で2種類の線源 ^{60}Co 、 ^{137}Cs によるガンマ線の応答性より、ガンマ線ではプロトタイプ検出器は光量とエネルギーには比例関係があることが分かった。さらに、これらの分解能を求めることによりガンマ線でのプロトタイプ検出器での分解能の関係式 $\frac{\sigma}{E} = 0.20/\sqrt{E/0.662}$ が成り立つことが分かった。

そして、宇宙線カウンターを作成し、より正確に宇宙線ミュオンを測定することができた。

その宇宙線カウンターを用いることにより、宇宙線ミュオンによるプロトタイプ検出器での応答性を測定した。これにより、宇宙線による分解能の測定は図4.3から計算との比較では約1.5%、実験のデータのイベントセレクションでは式(4.2)から約1.6%であった。

しかし、今回の測定では放射線源によるガンマ線による応答性と、宇宙線による測定には大きな違いが見られた。図3.5より、 ^{60}Co 、 ^{137}Cs を用いたガンマ線による応答性では、ADCの値とエネルギーの関係に直線性が現れており、低いエネルギーの領域でエネルギー換算は合っていると見える。しかし、図3.8、図3.9から宇宙線の測定では、ガンマ線での応答性のデータと大きな違いが現れており、高いエネルギーの領域ではエネルギーの換算は正しいとは言えない。

今回、高いエネルギーでのキャリブレーションに宇宙線を用いたが、高いエネルギー領域で宇宙線での測定を用いることは難しいと分かる。

今後、Gdを用いて、宇宙線カウンターを用いた宇宙線ミュオンに対する、プロトタイプ検出器でのバックグラウンド測定を行っていく。

関連図書

- [1] 末包文彦 著、高エネルギーニュース 第23巻3号
『KASKA 原子炉による精密 θ_{13} 測定計画』
- [2] 小林稔 著 『宇宙線』 裳華房
- [3] 木舟正 著 『宇宙高エネルギー粒子の物理学』 倍風館
- [4] グレン F. ノル 著、木村逸郎 阪井英次 訳
『放射線計測ハンドブック』 日刊工業新聞社
- [5] 飯田博美 著 『初級放射線』 通商産業研究社
- [6] 西村純 著 『宇宙放射線』 共立出版株式会社
- [7] C.Bembporad et al., hep-ex/0107277
- [8] F.Suekane for KASKA group, Proceedings for NOON04, hep-ex/0407016
- [9] PHYSICAL REVIEW D,1-I,D 66, 010001-196

謝辞

本論文を作成では、研究テーマの設定や実験の解析、また論文の推敲にまで全てにおいて、多くの助言やご指導をしていただきました福田善之先生に大変感謝いたします。また、実際に実験や解析などに、何度も力を貸していただいた東北大学の未包文彦先生、坂本泰伸さん、土屋泰さん、実験の助言をしてくださったKASKAメンバーの皆様にも大変とお世話になりました。そして、同研究室の佐藤哲也さんにはの作成に当たり多くのことを教えて頂きました。この論文はたくさんの方の手助けの上で成り立っています。皆様には心から感謝しています。ありがとうございました。