

# 電離損失の相対論的増加を利用した高エネルギー宇宙線測定器の開発\*

久下 章\*\*・栗田 寛久\*\*・篠塚 昌述\*\*  
関口 宏之\*\*

## 概 要

10 GeV/n から 1000 GeV/n の荷電粒子が気体中を通過したときの電離損失の相対論的増加を利用して、入射粒子のエネルギーを決定する方法について検討した。またこの方法による高エネルギー宇宙線測定の可能性について検討した。

比例計数管により測定した 500 MeV 電子によるパルスハイト分布は、Landau や Sternheimer の理論に従う電離損失の分布そのものを示すものではなかったが、一定エネルギーの荷電粒子によるパルスハイト分布を他の実験データとわれわれの得たものからつくることができた。これらの分布の重ね合せとして地上宇宙線のエネルギー分布の導出を試み、その結果気球高度にて高エネルギー宇宙線のエネルギー分布を測定できることがわかった。

## 1. 高エネルギー宇宙線測定器

高エネルギー宇宙線の測定は 1950 年頃からはなされてきているが、測定器の精度が向上したのは 1965 年以後である。ここで高エネルギーとは  $10^{10}$  eV -  $10^{12}$  eV のエネルギー範囲をさしている。 $10^{10}$  eV 以下のエネルギーをもつ宇宙線は太陽変調の影響を強く受け [3] [4]  $10^{12}$  eV 以上のものは強度が非常に小さい。したがってこのエネルギー領域の宇宙線を大気上層または大気圏外で、直接測定することが、その源をさぐる [2] 上で重要であると思われる。

1965 年前後から、従来の測定器によるよりも精度のよい測定をした高エネルギー宇宙線測定器として次のようなものがあげられる。

### (1) チェレンコフカウンタ

屈折率の異なる数段のチェレンコフカウンタとシンチレーションカウンタを組合せたもので  $\sim 10^{11}$  eV まで測定可能である。

### (2) カロリメータ [5]

鉄、鉛等の吸収層とシンチレータとからなり、原子核カスケードシャワーの発達過程をみてエネルギーを測定するもので、 $\sim 10^{15}$  eV まで測定可能と思われる。

### (3) 地磁気カットオフを利用したチェレンコフシンチレーションカウンタ

異なるカットオフエネルギーの地点で宇宙線の計数を行うものである。古典的な方法であるが現在もひき続き行われている。

---

\* 宇宙航空研特別事業費による論文

\*\* 立教大学理学部

## (4) 超電導マグネットスペクトロメータ

位置検出器と強い磁場を組合せたものである。位置検出器としてはスパークチェンバが用いられており今のところ $10^{11}$ ev 程度までのエネルギーの測定が可能である。

これらの測定器により宇宙線中の原子核の存在比がエネルギーによって若干かわるというデータが報告されている。これは宇宙線がその源から地球に到来するまでの時間、つまり宇宙線の寿命がエネルギーとともにかわることを示唆するので、宇宙線の源をさぐる上で重要な問題となっている。

ここに掲げた測定器のうち(1), (3)は $10^{11}$ ev まで測定できるというよりはせいぜい10Gev まで測定できるというべきもので、(2)はまだ強い相互作用の物理が明らかでないしエネルギー較正も数10Gev までしかなされていない。原理的に簡単な(4)は理想的な方法といえるが、磁場をさらに強くすること、位置決定の精度をさらによくすることなどは技術的にかなり困難なことと思われる。

この論文では $10^{10}$ ev -  $10^{12}$ ev のエネルギー領域で有効な電離損失の相対論的増加を利用したエネルギー測定法[1]とこの方法を利用した高エネルギー宇宙線測定器の開発について述べる。

この方法の利点は原理的にも技術的にも簡単で、大面積のものができ、手軽にかなりの統計を得ることができるところにある。また現状ではエネルギー決定精度においても他のものに劣らないと考えられる。

## 2. 電離損失の相対論的増加を利用したエネルギー測定法

電離損失の相対論的増加を利用した宇宙線のエネルギー測定は相対論的増加が小さいことゆらぎが大きいことなどのために従来困難であるとされてきた。しかしながらゆらぎの形が知れておれば統計を上げることによって相対論的増加を利用したエネルギー測定が可能である。

測定器としては比例計数管を用いるがこの種の測定法では、Primary Ionization のゆらぎ、Gas Multiplication のゆらぎ、比例計数管の形状によるゆらぎなどが考えられ、一定のエネルギーの粒子による比例計数管からのパルスハイトは相対論的増加が大きくないために、常に最確値を示さないので、宇宙線の測定で一段の比例計数管によって示されたエネルギー分布は真のものからはずれる可能性がある。したがって次のような測定法によってできる限り真のエネルギー分布を見出す必要がある。

### (1) 一段の比例計数管による方法

きまったエネルギーの粒子に対するパルスハイトの分布の形を決定して、それにもとづいて一段の比例計数管で測った宇宙線によるパルスハイト分布を分析する。

このパルスハイトの分布の形は電離損失の分布を反映するものである。またパルスハイトは電離損失に相当するものである。相対論的エネルギー領域でのこれらの量に関して Landau や Sternheimer らの理論的な仕事がある。

Landau [6]によれば、 $m$ を電子の質量、 $e$ を入射粒子及びの電子の電荷、 $v$ を入射粒子の速度、 $N$ をアボガドロ数、 $\rho$ を物質の密度、 $\Sigma Z$ を物質を構成している分子の原子番号の

合計,  $\Sigma A$  を原子量の合計,  $I$  を平均電離ポテンシャル,  $x$  を物質の厚さとし

$$\ln \epsilon' = \ln \frac{(1 - v^2/c^2) I^2}{2 m v^2} + \frac{v^2}{c^2}$$

$$\xi = x \cdot \frac{2 \pi N e^4 \rho \Sigma Z}{m v^2 \Sigma A}$$

とし, 電荷  $e$  の 1 個の粒子が厚さ  $x$  の物質を通過したときの電離損失を  $\Delta$  とすると電離損失のゆらぎ  $f(x, \Delta)$  は

$$f(x, \Delta) = \frac{1}{\xi} \varphi(\lambda)$$

となる. ここで,

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2 \pi i} \int_{-i\infty + \sigma}^{+i\infty + \sigma} e^{u \ln u + \lambda u} \quad (\sigma > 0)$$

$$\lambda = \frac{\Delta - \xi (\ln \xi / \epsilon' + 1 - C)}{\xi} \quad \dots \dots \dots (1)$$

である.

$\varphi(\lambda)$  は  $\lambda = 0.05$  で最大となるので, 電離損失の最確値を  $\Delta_0$  とすると

$$\Delta_0 = \xi \left( \ln \frac{\xi}{\epsilon'} + 0.37 \right) \quad \dots \dots \dots (2)$$

となる. これを使うとゆらぎは

$$f(x, \Delta) d\Delta = \varphi \left( \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi} \right) d \left( \frac{\Delta - \Delta_0}{\xi} \right)$$

となる.

後の比較のために, ミュー中間子及び電子の電離損失を実測した 757mmHg の PR Gas (Ar 90%, CH<sub>4</sub> 10%) を封入した長さ 120cm, 断面 3.4cm × 3.4cm の角パイプ型比例計数管 [7] 中をこれらの粒子が 3.4cm 通過したときの電離損失の相対論的増加とゆらぎを図 1 に示した.

(2) 式は相対論的エネルギー領域で増加し続けるがエネルギーが高くなるに従い, 横方向にのびた電場により媒質が分極され電離損失の増加はにぶり, ついには一定の値に近づく傾向にある [8]. この密度効果のためにこのエネルギー測定法には物質の密度によってきまるエネルギーの上限が存在する. この効果の評価は Sternheimer [9] によってなされているので図 1 では  $-\delta$  として計算に入れてある. また (1) 式中の定数  $C$  に変更があったため 0.37 という数値は 0.198 に変更した. ミュー中間子も電子もその電離損失の最確値は  $\beta = v/c$  のみの関数となるのでエネルギーとの対応もつくようにローレンツファクター  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  の関数として

表わされている。ゆらぎについては Landau によればその半値幅が  $4\xi$  であり、相対論的エネルギー領域で  $4\xi$  は一定となる。  $\Gamma=10$ ,  $\Gamma=100$ ,  $\Gamma=1000$  の荷電粒子が同数入射したときのそれぞれのゆらぎを図1右の部分に示した。陽子でいえば 10 Gev, 100 Gev, 1000 Gev がそれぞれ同数入射した場合、ゆらぎの尾のゆらじよりピークが大きい。尾のゆらぎよりもピークが大きいということは重なって測定されたときにもその影響が現われるということである。これはそこにピークをもつエネルギーの粒子が測定可能であるという判定の条件となる。宇宙線陽子を気球高度で測定する場合、エネルギーのちがいによる強度のちがいを考慮すると図2(b)のようになる。比較をよくするために図1の右の部分を図2(a)に再掲する。

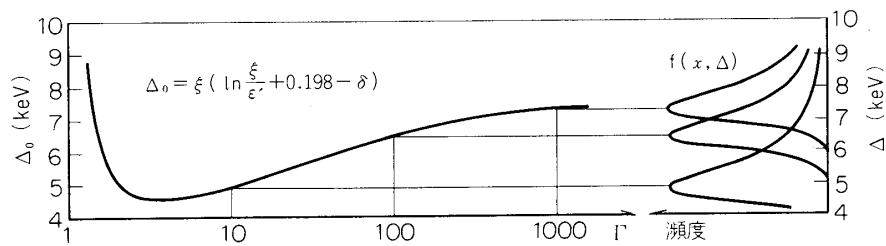


図 1

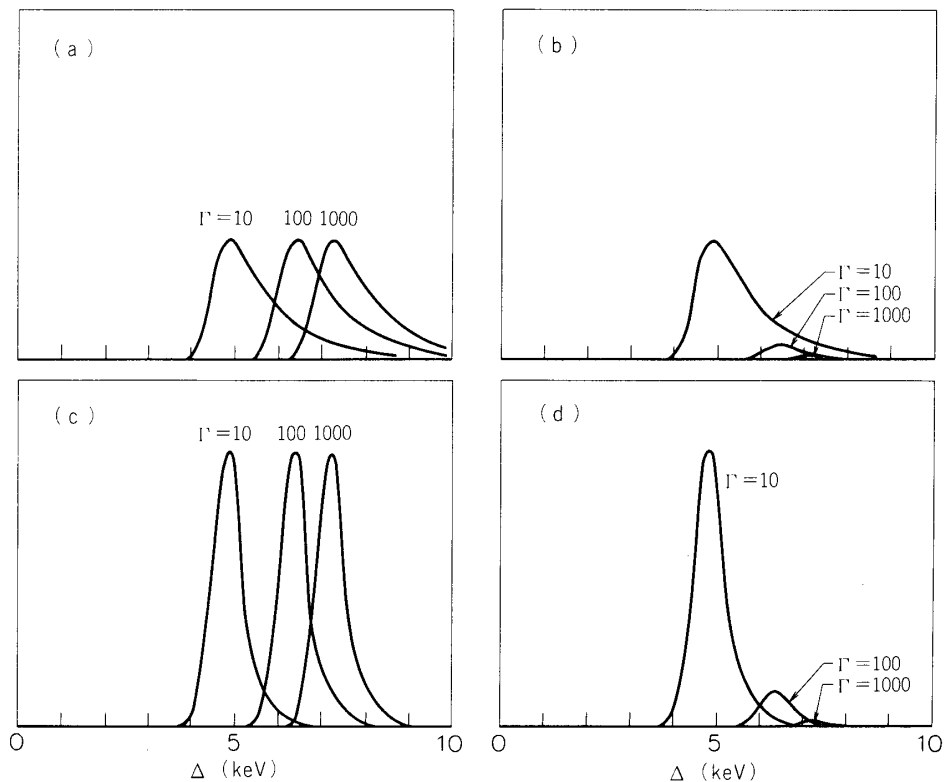


図 2

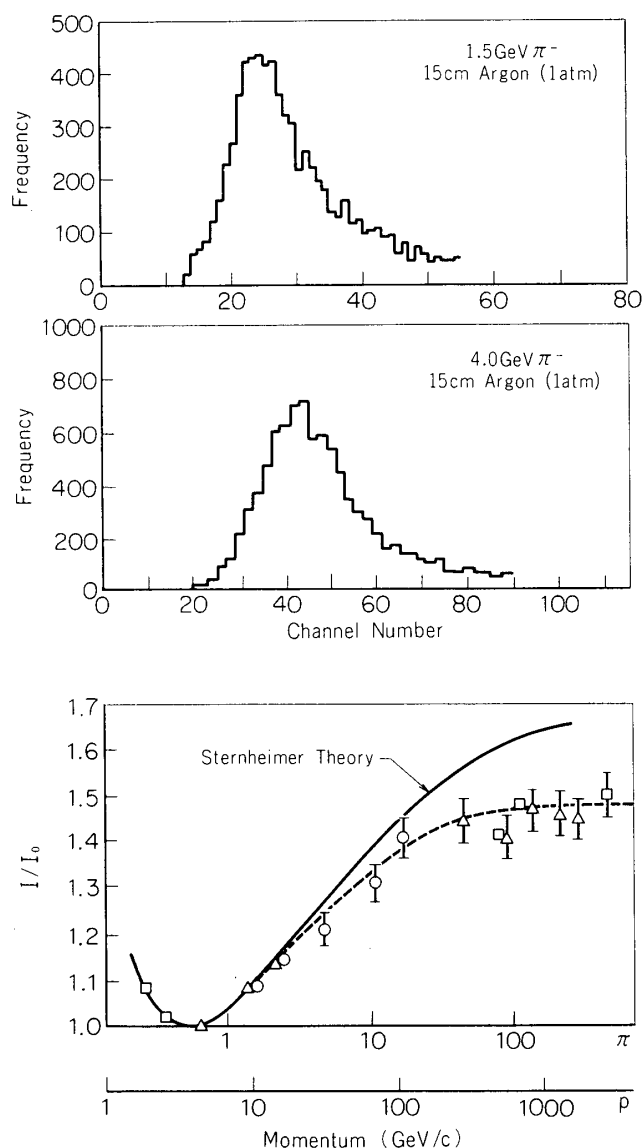


図 3

$\Gamma = 1000$ のピークが $\Gamma = 10$ の尾のゆらぎより大きくなる程度に統計を上げれば測定可能[11]であることがわかる。

しかしながらすでに $\Gamma = 1000$ で $d_0$ は10%低く[12], ゆらぎの半値幅は数倍広い[13], ゆらぎの半値幅はエネルギーによらず一定でない[13], などを示す実験データ[12], [13]がある。これらを図3に示す。

これらの実験データに基づいてエネルギーを測定することが可能である。そのために次の2つの仮定をする。

- ①実験で求めた電離損失の最確値は $\Gamma = 10$ では理論と一致し $\Gamma = 1000$ では10%低い。
- ②(半値幅)/(最確値)は $\Gamma$ によって変わらない。

これらの仮定にもとずいてきまったエネルギーの粒子に対するパルスハイトの分布の形を決定することができる。

#### (2) 多段の比例計数管による方法

ここでは、多数の比例計数管を高エネルギー荷電粒子がつかぬいたときに各比例計数管に生じるパルスのうち最も小さなパルスハイトをもつパルスの分布を測定することによってパルスハイト分布の幅をせばめることのできる最小パルス選択法[10][15]について述べる。

この方法は統計を上げることによって尾のゆらぎよりピークを大きくするものではなく、尾そのものを下げて統計を上げなくてもピークの低いものを測定できるようにするためのものである。例えば比例計数管を5段にしたときの最小パルスの分布を図2(a),(b)に対応させて図2(c),(d)に示す。

#### (3) 超多段の比例計数管による方法

比例計数管を100段以上として、高エネルギー荷電粒子をつらぬかせ、1粒子ごとにそのパルスハイト分布を測定しそのピークを読みとり仮定①によって求めた較正曲線から入射粒子のエネルギーを求めようというものである。このピークの読みとり値の分布からさらに精度よいエネルギー測定が可能となる。

(3)については準備中であるので方法(1),(2)を検討するための基礎データを次に示す。

### 3. 基礎実験

#### (1) 一段の比例計数管による測定

電離損失の相対論的增加とそのゆらぎを核研ESの電子ビームにより測定するために、また、地上宇宙線の電離損失の分布を測定するために、図4に示すような比例計数管を3本製作した。

3本の比例計数管には、535mmHg, 757mmHg, 868mmHgと、いずれも異なる圧力で、PRGas (Ar90%, CH<sub>4</sub>10%)を封入した。各比例計数管の性能は、雲母箔の窓の上に放射線源を置いて調べた。用いた線源はFe<sup>55</sup>, Co<sup>57</sup>である。Fe<sup>55</sup>により得られたパルスハイト分布を図5(d)下, (e)下, (f)下に示す。測定系のBlock Diagramを図4下に示す。2つのピークが見られるが右側の高い山が5.9keV X線によるもので、左側の低い山はそのEscape Peakで3.0keVに相当する。Co<sup>57</sup>によって得られたものを図5(a)下, (b)下, (c)下に示す。ピークが3つ見られるが左から順に3.4keV, 6.4keV, 14.4keVに相当する。これらの比例計数管はGas封入直後、Fe<sup>55</sup>の5.9keVの山の半値幅が17%程度であったが、1ヶ月後には20%程度になった。3ヶ月後には25%となった。これは比例計数管が完全に密閉されていない、out Gasが出た、などのためと考えられる。

#### (a) 一定エネルギーの荷電粒子によるパルスハイト分布の測定と結果の検討

一定のエネルギーの高エネルギー荷電粒子を得るために核研ESの電子ビームを利用した。電子ビームのエネルギーはベンディングマグネットの電流を調節することにより50 MeVから1 GeVまで変化させることができたが、電子によるパルスの時間間隔がパルスの立ち上がり時間1 μsecより充分長くなるようビームを絞ったので測定に時間を要し、また与えられたマシンタイムも~10時間と短かったため、500 MeVのエネルギー一点でしか測定すること

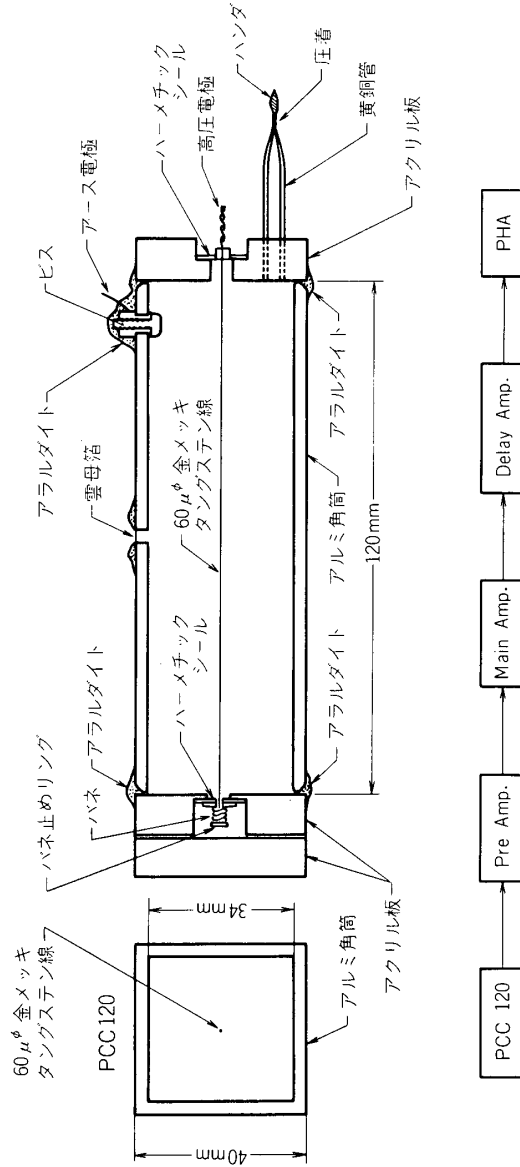
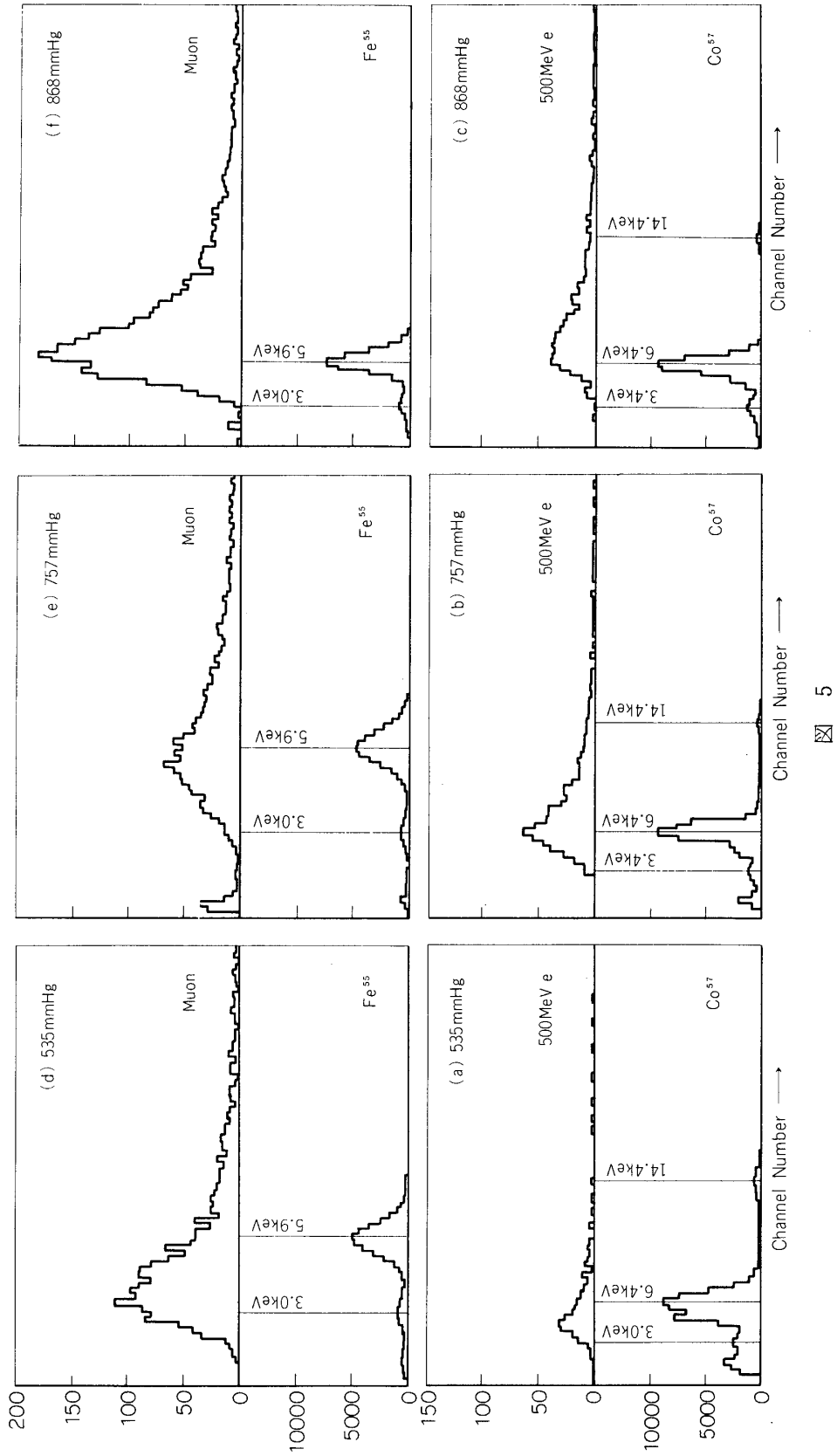


図 4





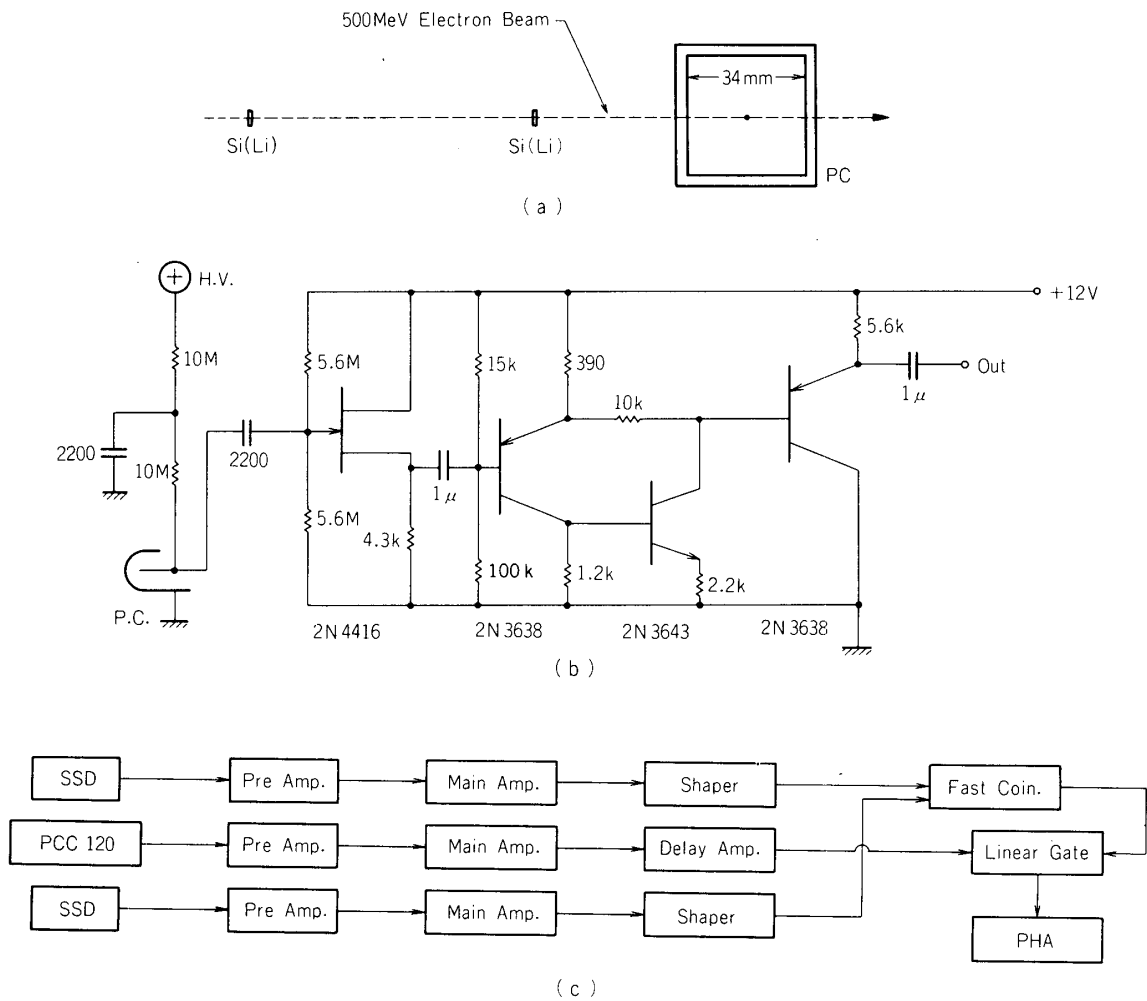


図 6

ができなかった。しかし、 $\Gamma \cong 1000$  に相当する 500 MeV 電子が図 6(a) のように比例計数管をつらぬいたときのパルスハイト分布を測定し、一定エネルギーの荷電粒子による電離損失の最確値とそのゆらぎの形に関する実験値を求めることができた。測定系を図 6(c) に示す。測定結果を図 5(a) 上, (b) 上, (c) 上に示す。この測定は 535 mmHg, 757 mmHg, 868 mmHg の PR Gas が封入された 3 本の比例計数管のそれぞれについて行った。Gas 封入後 3 ヶ月を経過していたため  $Fe^{55}$  の 5.9 keV の山の半値幅は 25% 程度に広がっていたが測定の前後でパルスハイト、半値幅に変化はなかった。また ES 実験では  $Fe^{55}$  ではなく山の 3 つある  $Co^{57}$  を電離損失の校正に用いた。校正をしたものを図 7 上, 図 8 上, 図 9 上に示す。

電離損失の最確値はいずれの圧力の比例計数管による結果も、Sternheimer の理論値より ~10% 低くなっている。ほぼ 1 気圧であった 757 mmHg の場合についていえば § 2 で述べた他の実験結果と同じ傾向を示している。またゆらぎの半値幅は Landau の理論値より 2 倍以上広く、757 mmHg の場合についていえば、これも他の実験結果と同じ傾向を示しているといえる。理論との比較を図 10 に示す。

そこで § 2(1)の仮定①, ②に従うと  $\Gamma = 10$ ,  $\Gamma = 100$ , の荷電粒子が入射したときの電離損失の最確値とゆらぎの形をつくることことができる. これらを実験で得た  $\Gamma = 1000$ のものと共に図11に示す.

$\Gamma = 100$  が  $\Gamma = 10$ の  $1/50$ ,  $\Gamma = 1000$  が  $\Gamma = 100$ の  $1/50$  としたときのものと比較して図12に示す. これは図 2(a), (b)に対応するものである.

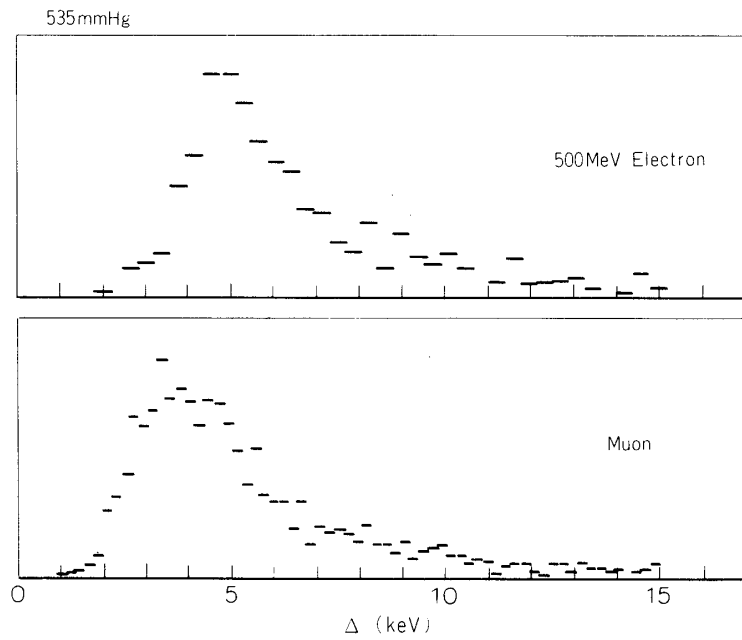


図 7

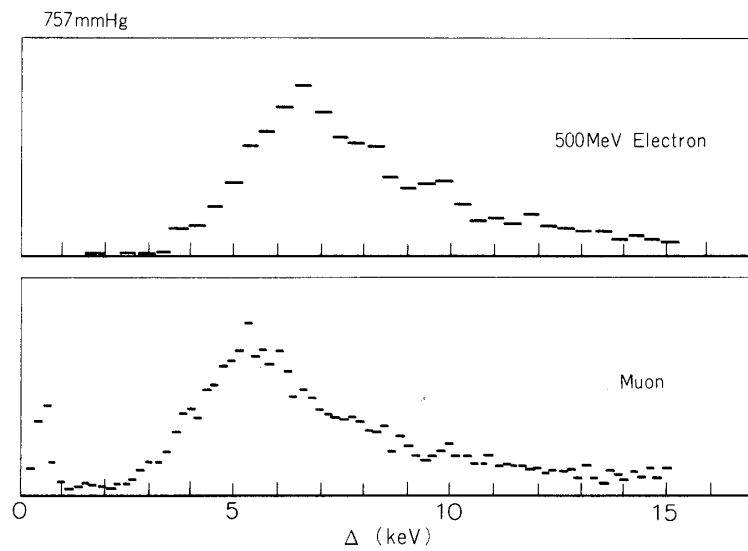


図 8

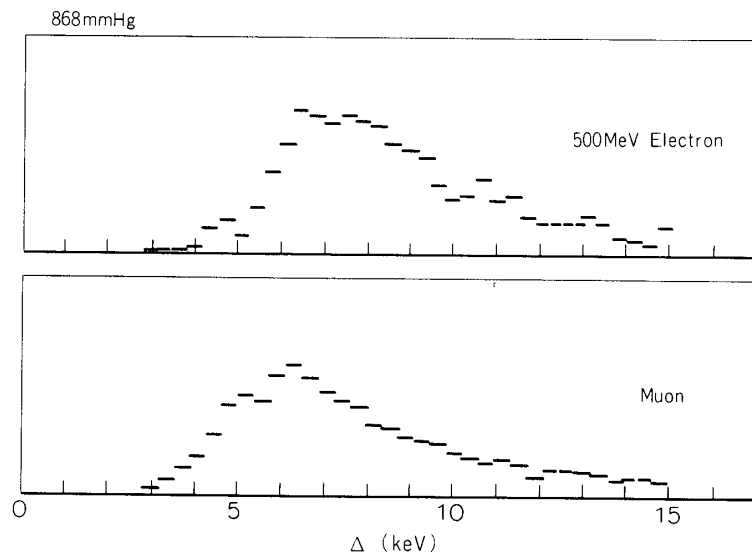


図 9

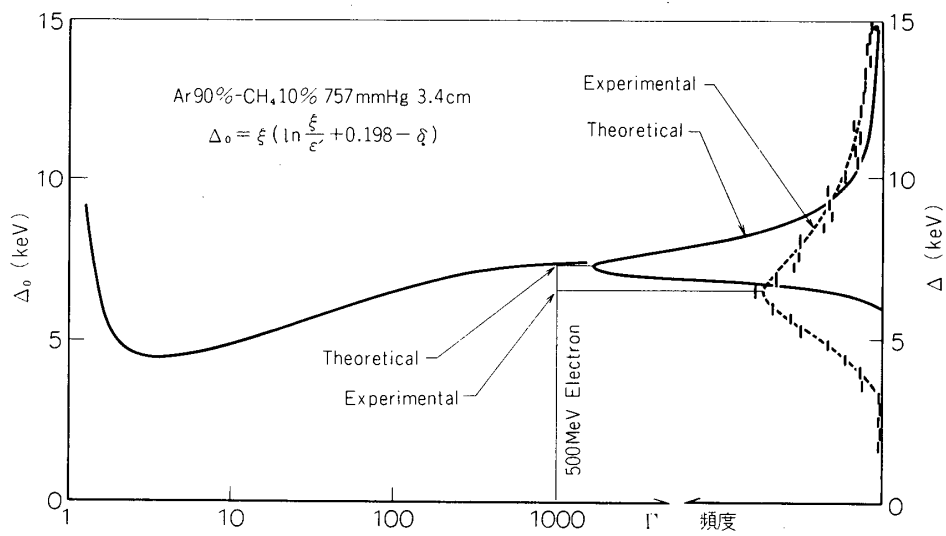


図 10

(b) 地上宇宙線のパルスハイト分布の測定

同じ3本の比例計数管で、図13上のように、地上宇宙線をつらぬかせ、図13下のような測定系で、そのパルスハイト分布を測定した。

測定はGas封入後～1ヶ月を経た時点で行ったのでFe<sup>55</sup>の5.9keVの山の半値幅は～20%となっていた。各比例計数管での測定におよそ1週間を要したが測定の前後でピークチャンネルの移動は1チャンネル以下であった。測定の結果を図5(d)上、(e)上、(f)上に示す。電離損失の較正はFe<sup>55</sup>による。3.0keV、5.9keVの山を利用して行った。較正したものを図7下、図8下、図9下に、電子ビームによる一定エネルギーのものと比較して示す。

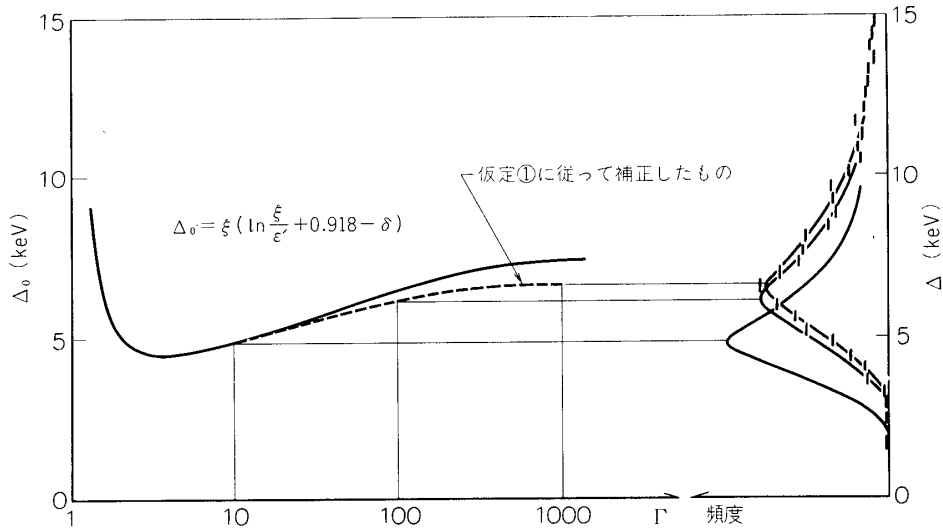


図 11

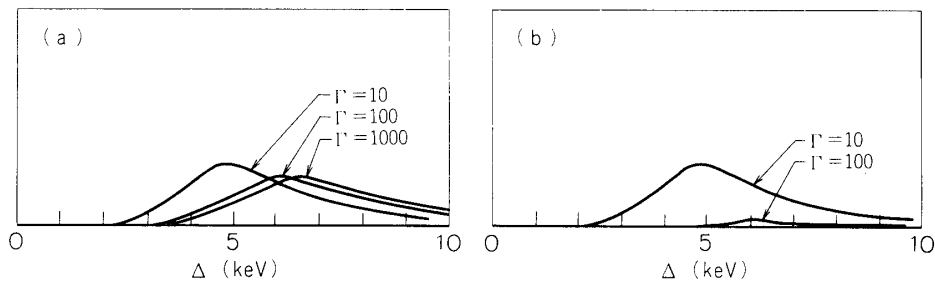


図 12

ここでとくに 757mmHg のものについて検討を加える。この比例計数管は Gas 封入後 3 ヶ月を経た ES 実験直前に地上宇宙線の測定を行ったため ES 実験との比較がより精密にできるからである。

仮定①、②と(1)の実験結果から求めた  $\Gamma=10$ ,  $\Gamma=100$ ,  $\Gamma=1000$  のエネルギー一定の粒子によるゆらぎの形と地上宇宙線のものとを比較して図14に示す。

地上宇宙線の電離損失の分布は  $\Gamma=10$  と  $\Gamma=100$  のピークの間ピークをもつことがわかる。また分布の半値幅はそこにピークをもつエネルギー一定の粒子のものより広いことがわかる。この差が有意であるとして地上宇宙線のエネルギースペクトラムの導出を試みる。地上宇宙線の測定は 4 階建の建物の 2 階で行ったので  $\Gamma \sim 10 - \Gamma \sim 1000$  の電子の寄与は小さいと考えられる。そこで大部分はミュー中間子であるとして解析をすすめることとする。

まず実験的に得られた相対論的增加を図15(a)のように 0.3keV ずつ 7 分割する。各分割にピークをもつ荷電粒子のゆらぎの形を仮定①、②に従って図15(b)のようにつくる。各分割にピークをもつようなエネルギーのミュー中間子の数がこのゆらぎの形の面積に相当することになる。このゆらぎの形も 0.3keV ずつに分割してヒストグラム化し各分割の高さの合計が粒

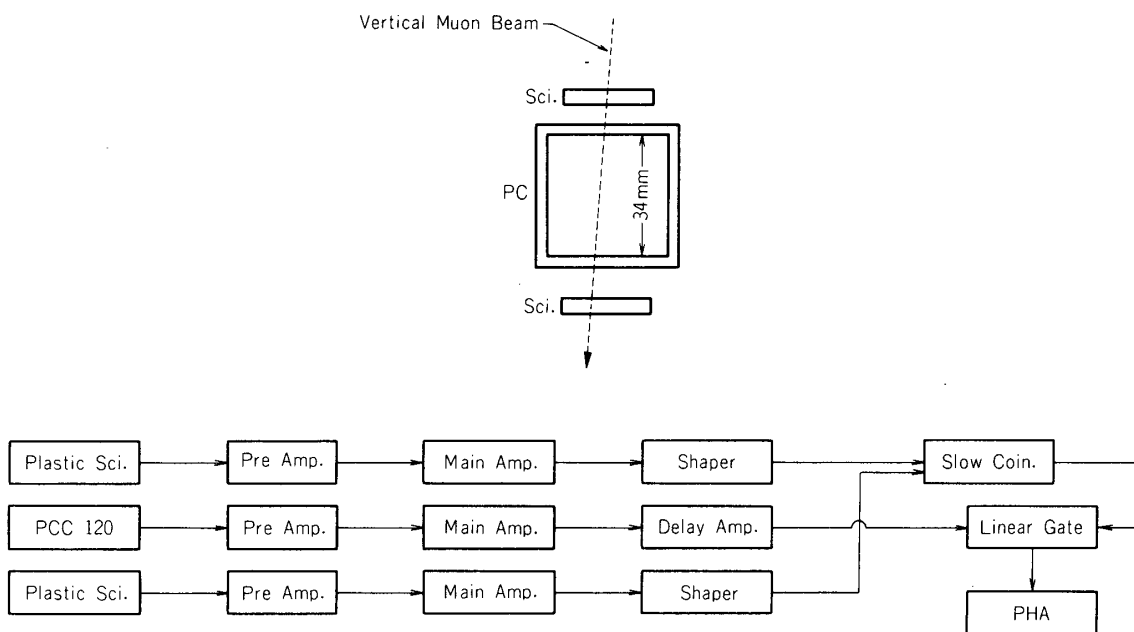


図 13

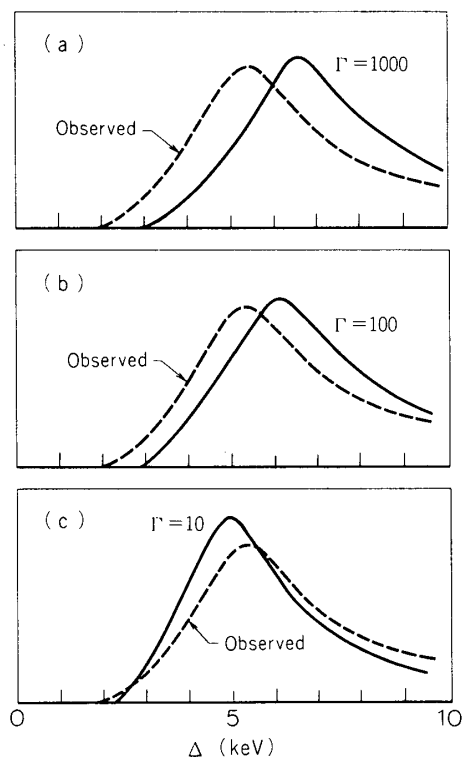


図 14

子の数に相当するようにする。各分割にピークをもつような粒子の数を適当に選び7つのヒストグラムを加え合わせることによって、得られた分布に最も近いヒストグラムを得ることができる。このときの粒子の数からエネルギー分布を導くことができる。

今回の測定では十分な統計精度が得られていないので精密な解析はしないがFitの手順を簡単に述べておく。

7つの区間に対応するエネルギー区間は  $2.2 < \Gamma_1 < 9.1$ 、 $9.1 < \Gamma_2 < 15$ 、 $15 < \Gamma_3 < 27$ 、 $27 < \Gamma_4 < 44$ 、 $44 < \Gamma_5 < 74$ 、 $74 < \Gamma_6 < 138$ 、 $138 < \Gamma_7$  の7区間ある。 $\Gamma_1$  から  $\Gamma_7$  の相対強度を 20 : 14 : 14 : 14 : 11 : 6 として図15(b)のそれぞれのゆらぎにこの重率をかけて重ね合わせて得られる電離損失の分布を地上 Muon による電離損失の分布と比較したものを図16(a)に示す。分布の面積が等しくなるようにして比較されている。

まず電離損失の分布のピークの位置からおよその見当をつける。次に半値幅を合わせるためにはどの程度の  $\Gamma$  の分布を考えればよいか。ピークのところに最確値をもつ  $\Gamma$  だけでは半値幅がせまい。そこで左右両どりの  $\Gamma$  の寄与も同様にあると考えても事情は変わらない。立ちあがりの部分がシャープであること、尾の部分がなかなか落ちないことなどを考慮して、図15(a)のヒストグラフで表わされるような前述の重率を得た。

得られた重率から計算した地上  $\mu$  中間子の積分スペクトルを Allkofer らが Magnet Spectrometer で得たもの [14] と比較して図16(b)に示す。

#### (2) 三段の比例計数管からの最小パルスの測定

最小パルス選択法によりゆらぎの幅がどの程度になるかを測定するために、500 MeV 電子ビームを図17(a)のように、763mmHg の PR Gas をつめた3本の比例計数管を通過させた。図17(c)のような測定系で、1本の比例計数管中での電離損失の分布と3本の比例計数管のうち最小の電離損失を示すものを選んだときの分布を測定した。予想通り分布の幅はせばまった。結果は、 $\text{Co}^{57}$  により電離損失の校正をし、図18に示した。

図18によれば比例計数管が一段のときにはゆらぎの半値幅が $\sim 62\%$ 、3段にし最小パルスの分布をとったときのゆらぎの半値幅が $\sim 39\%$ であることがわかる。5段にすれば半値幅が一段のときの1/2になることが予想される。3段にしたときの図12(a),(b)に対応するものを図19(a),(b)に、5段にしたときに予想されるものを図19(c),(d)に示す。このようにして最小パルス法によれば一段のときより統計が下っても  $\Gamma = 1000$  まで測定可能となることがわかる。

#### 4. 気球搭載用観測器と超多段式比例計数管について

これまでに述べてきたように、近い将来、 $\Gamma = 10 - \Gamma = 1000$  のエネルギー範囲で一次宇宙線陽子をはじめとする荷電粒子成分の測定が、われわれの開発した測定器によって、可能であることがわかる。現在使用しているミュ-中間子測定用の Counter Telescope の次の段階として、測定器の面積化を考えている。また気球観測のために短時間で有意な測定ができるよう多段式にすることを考えている。面積化するために比例計数管は多重線のものにする。そこで図20のような多段式多重線比例計数管の製作を行っている。

一方単線の比例計数管による地上ミュ-中間子のエネルギースペクトラムの導出も完結したわけではなく、はじまったばかりであるので2段式、3段式、4段式、5段式へと段階的

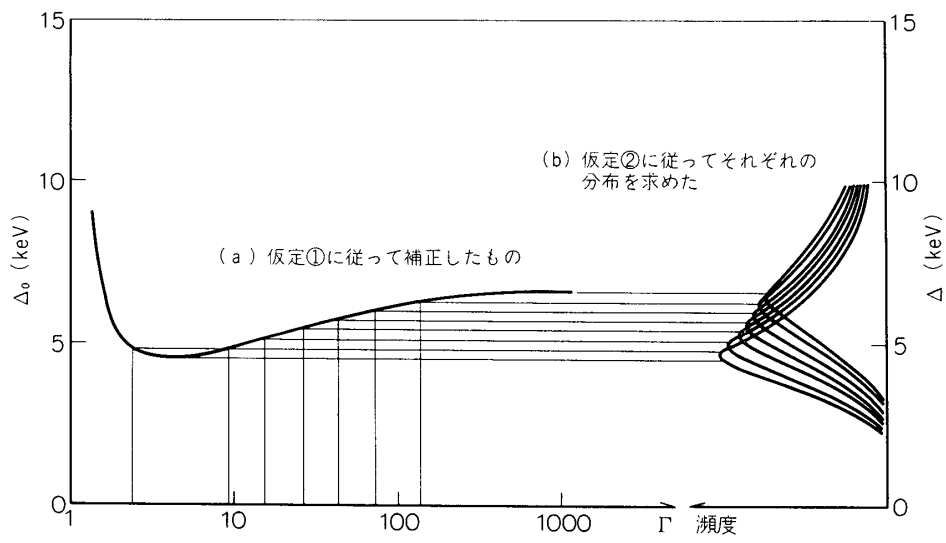


図 15

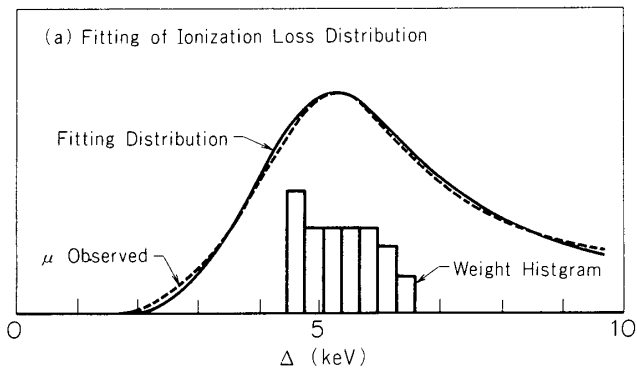


図 16(a)

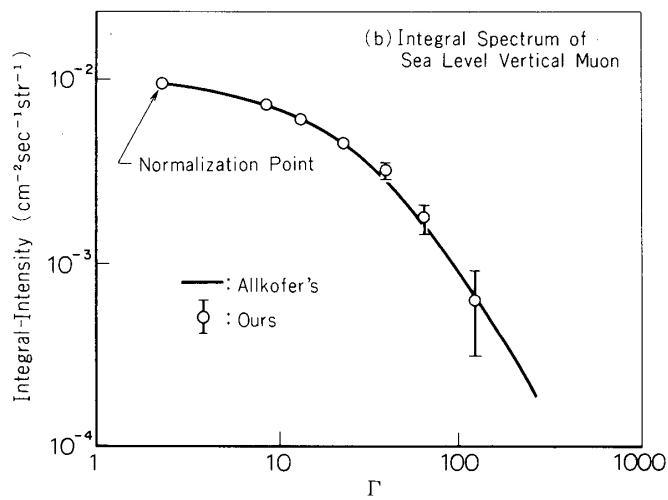


図 16(b)

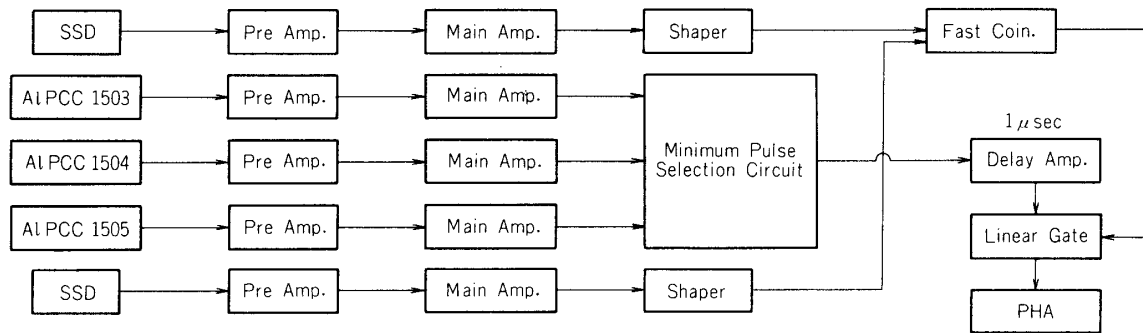
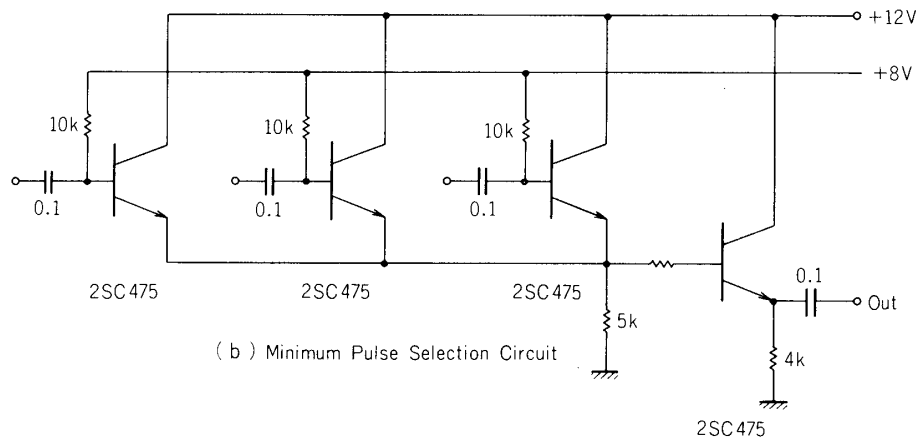
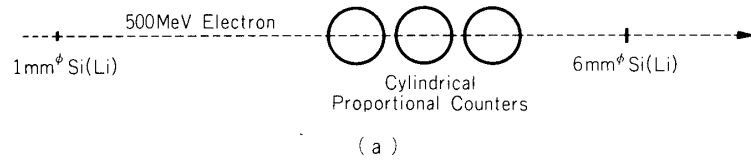
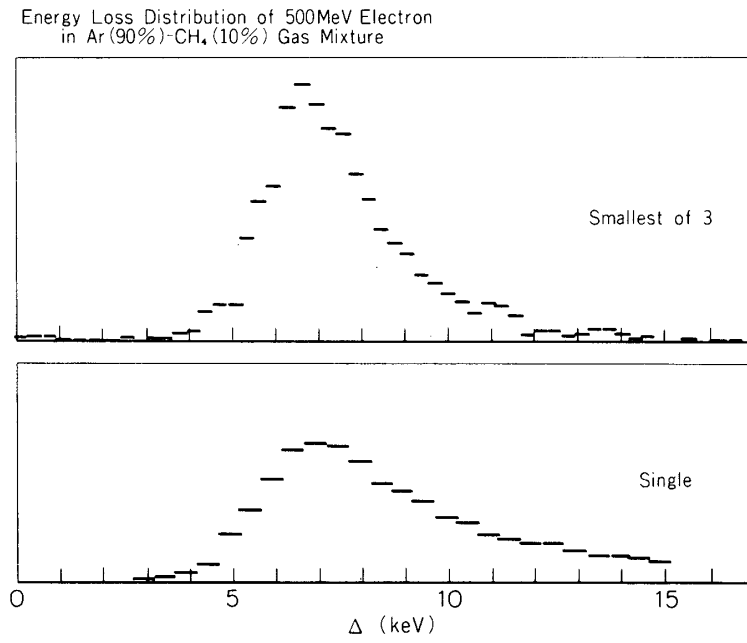
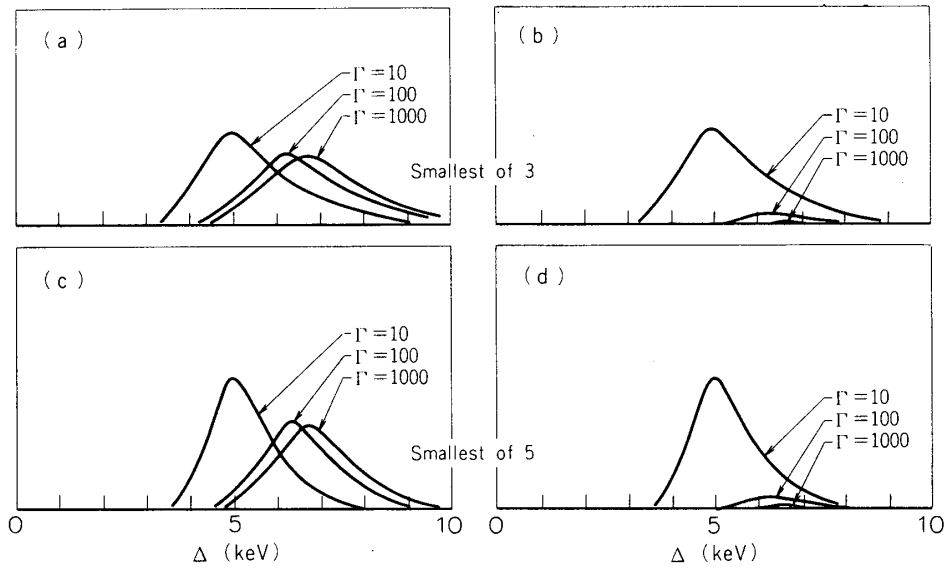


図 17





☒ 18



☒ 19

に測定する予定である。この測定には新しく角パイプ型の比例系数管を10本程度製作し、充分(数ヶ月間)ミュー中間子測定の後、再びESのビームにあててエネルギー較正を行い、ミュー中間子のエネルギー分布の導出を行う予定である。

また多段式多重線比例計数管も1975年夏には完成するので、まず地上ミュー中間子の測定を行い、単線の場合のものと比較する。この結果をふまえて次の段階である気球観測へと進む予定である。

気球高度では低エネルギーの陽子や電子、比較的高エネルギーのアルベドや電子などがバックグラウンドとなるのでガスチェレンコフカウンターとカスケードカウンターを組合せた図20のようなCounter Telescopeで観測する予定である。このCounter Telescopeの $S\Omega$ は $\sim 5\text{cm}^2\text{Str}$ で、気球が10時間レベルフライトした場合 $\Gamma = 100$ 以上の一次宇宙線陽子が $\sim 100$

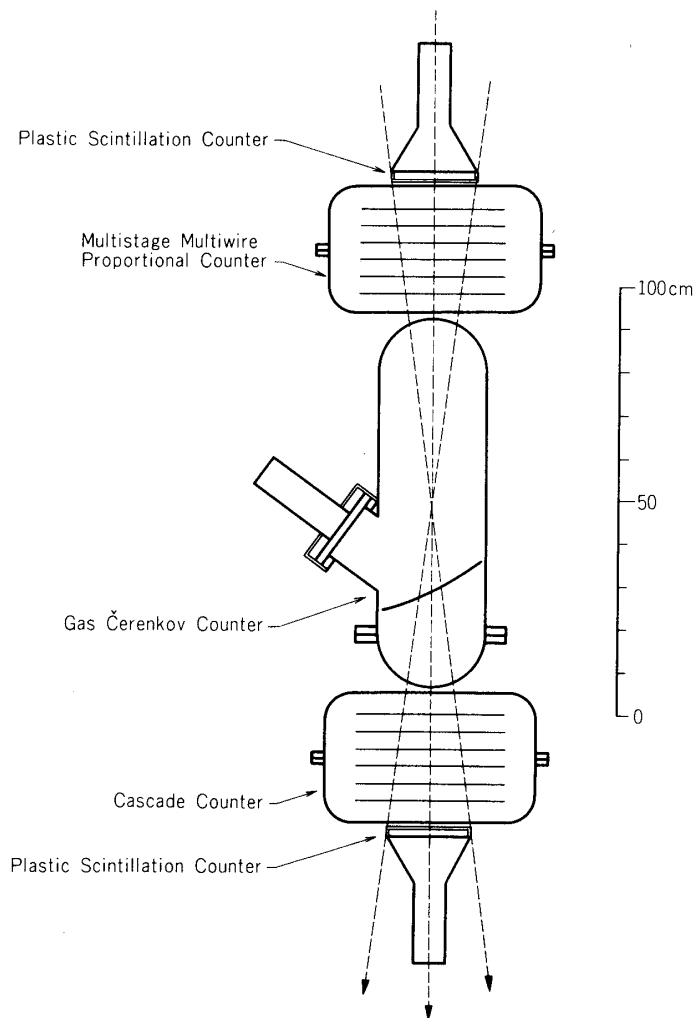


図 20

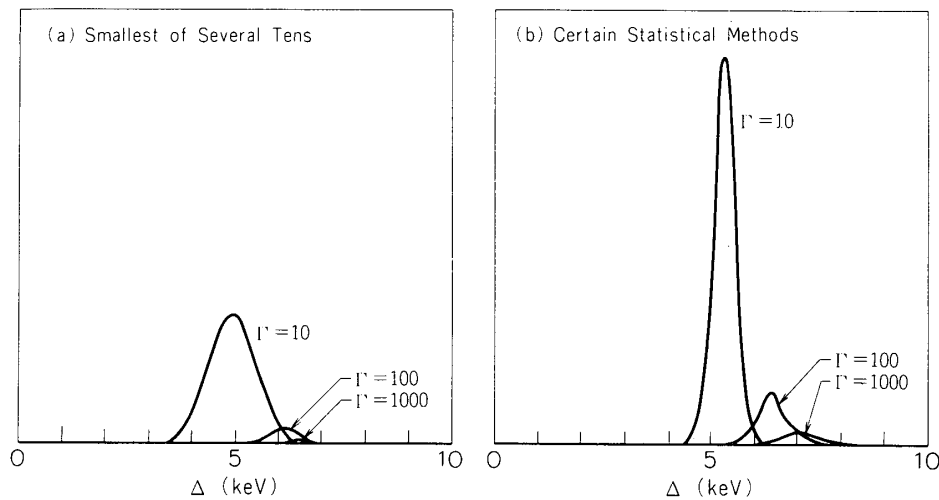


図 21

events 観測されるものと期待される。バックグラウンドの除去にはまだ問題が残されているが  $10 < \Gamma < 1000$  の一次宇宙線陽子及びヘリウム原子核のエネルギースペクトルの導出ができるものと期待している。

またつづいて一桁 S.D の大きい Counter Telescope を開発し p,  $\alpha$ , L 核 ( $3 \leq Z \leq 5$ )・M 核 ( $6 \leq Z \leq 8$ ), H 核 ( $10 \leq Z$ ) の  $\Gamma = 10$  以上のエネルギー分布の同時測定を試みたい。この程度のこと が 1975 年度にできることではないかと考えている。さらに L, M, H のエネルギー分布導出のためには理論の発達と大重量物の飛揚が可能となることが待たれるが 1975 年度中に超多段式の多重線比例計数管の開発にとりかかる予定である。

比例計数管を超多段式にしたときに得られると予想される通過荷電粒子のパルスハイトの最確値の分布を図 21(b) に示す。これは図 12(b) と比較すべきものである。また最小パルス選択をしたときのもも比較のために図 21(a) に示す。

超多段にしたとき最確値を読み取ることがいかに有効かがわかる。図 5(a) 上の電子のゆらぎのデータはわずか 300 events しかないが最確値を  $\sim \pm 5\%$  の精度で読みとることができる。

1976 年度以降は、さらに S.D を大きくするため、大面積の position sensitive な比例計数管が必要となるであろう。1970 年代末には  $\sim 1\text{m}^2$  str の高エネルギー宇宙線望遠鏡を完成させたいと考えている。これは重量数 ton になると思われるが気球で 10 時間飛揚が可能であれば  $100\text{GeV/n}$  以上の鉄の原子核が  $\sim 100$  の events かかるものと思われる。すなわち  $10\text{GeV/n} - 1000\text{GeV/n}$  の p,  $\alpha$ , Li, Be, B, C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe のエネルギー分布の同時測定がわずか 10 時間でできることになる。

1980 年代にスペースシャトルに搭載できれば [16], 時間を 2 桁以上ふやすことができ、他の測定器よりも精度のよい、高エネルギー宇宙線のエネルギー分布を得ることができる。

このようにわれわれが開発している Counter Telescope はその巨大化を実現してはじめてすぐれた性能を発揮するものと考えられる。

1975 年 5 月 26 日

## 参 考 文 献

- [ 1 ] 中川重雄他 大気球シンポジウム
- [ 2 ] R. Cowsik et al., Physics Today/October 1971, 30
- [ 3 ] G. Gloeckler et al., Astrophys. J., **148**, L 41 (1967)
- [ 4 ] J. A. Simpson et al., Astrophys. J., **185** L 149 (1973); B. J. Teegarden et al., Astrophys. J., **185** L 155 (1973)
- [ 5 ] N. L. Grigorov et al., 10th Int. Cosmic Ray Conf. Calgary (1967)  
Proceedings, Part A, Invited and Rapporteur Papers 512  
E. Juliusson et al., Phys. Rev. Letters, **29** 445 (1972)
- [ 6 ] L. D. Landau, J. Phys. USSR, **8**, 201 (1944)
- [ 7 ] 久下章 他, 宇宙観測シンポジウム, 309 (昭和49年度)  
久下章 他, 大気球シンポジウム, 102 (昭和49年度)
- [ 8 ] E. Fermi, Phys. Rev., **57**, 485 (1940)
- [ 9 ] R. M. Sternheimer et al., Phys. Rev., B, **3**, 3681 (1971)
- [ 10 ] G. Igo et al., Rev. Sci. Instr., **25**, 450 (1954)
- [ 11 ] 久下章, 大気球シンポジウム, 187 (昭和47年度)
- [ 12 ] D. Jeanne et al., Nucl. Instr. Meth., **111**, 287 (1973)
- [ 13 ] P. V. Ramana Murthy et al., Nucl. Instr. Meth., **56**, 93 (1967)
- [ 14 ] O. C. Allkofer et al., 12th Int. Cosmic Ray Conf., Hobart (1971), Conference Papers, **4**, 1314
- [ 15 ] K. Nagata, Nucl. Instr. Meth., **77**, 218 (1970)
- [ 16 ] 久下章, 一次宇宙線メインシンポジウム, 23 (1975)  
その他, 宇宙線若手夏の学校 1973, 25; 宇宙線若手夏の学校 1974, 28