

# エマルジョンチェンバーによる一次電子の観測

西村 純・三雲 瑛子\*・水戸 巖\*  
丹生 潔\*・太田 周\*・平良 俊雄\*

## 要 約

新しく開発した高エネルギー一次電子観測用エマルジョンチェンバーを用いて 30 GeV 以上の一次電子を観測した。このエマルジョンチェンバーは面積 25 cm×20 cm, 厚さ 8 c.u よりなっており, 気球上昇中にうつる空中で作られた電子を見分けるために気球が水平浮遊に入った状態でリモートコントロールにより上下を逆転し 180° 回転するようになっている。

観測は 1968 年 9 月 16 日, 福島県原町大気球実験場より放球された B<sub>30</sub> 型気球によって行なわれたが, この気球は高度 6 gr/cm<sup>2</sup> 水平浮遊に入り以後 380.5 分間にわたって同高度に滞空した。装置は回収後直ちに現像され, その結果バックグラウンド飛跡はきわめて少ない状態で顕微鏡による調査を行なうことができた。

チェンバー中に観測された電子シャワーは, 電子,  $\gamma$  線, 核子成分により作られたものであるが, これらは注意深くその特徴に応じて分類し, また分類の結果については別な方式によるチェックを行なった。

この結果 450 GeV 以上の一次電子は 2160 m<sup>2</sup> sec str の有効面積中 1 個観測されたのみである。このように 100 GeV 以上のエネルギーを持つ電子の入射強度は, 従来観測された Daniel らの値に比較すると数倍少ない。一方 50 GeV 近傍では従来他のグループで観測された値とよく一致している。したがって得られたスペクトラムは 50 GeV 近傍において折曲りが存在している。50 GeV から 300 GeV のエネルギー範囲でのスペクトラムは次の式で近似され,

$$\frac{dN}{dE} = 1.8 \cdot 10^4 \times \left(\frac{100}{E}\right)^{3.6 \pm 0.5} / \text{m}^2 \text{ sec str.}$$

この値はプタペスト国際学会で報告された Daniel らの新しいデータと比較して, 入射強度と折曲との位置についてかなり食違っている。

グループ相互間の結果の相違についてもその原因と思われる事柄を本文中に述べることにした。

## 1. 序

宇宙に存在する磁場とふく射場, 宇宙線の起源, およびその銀河内での寿命について重要な情報をもたらすものとして一次電子の観測は最近特に注目をあつめ, 多くの研究室で実験が行なわれてきた。

---

\* 東京大学原子核研究所

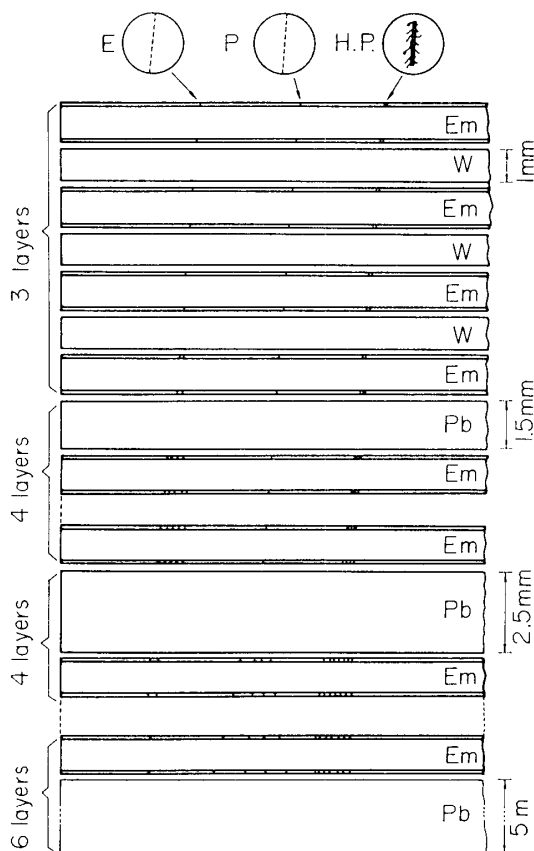
10 GeV 以下の一次電子のエネルギースペクトラムについては、いくつかのグループで観測が行なわれ、そのデータの信頼性はほとんど確定しているが、高エネルギーではその入射強度が少ないこと測定法がむずかしいことなどと相まって実験データの数はすくない。

オランダ[1]と名古屋の[2]グループは、鉛ガラスチレンコフカウンタを用いて数+GeVまでの電子を観測した。また Rubtsov ら[3]はシンチレーションカウンタを用いて、このエネルギー領域の観測を行なっている。インドグループは原子核乾板を用いて数回にわたって実験を行ない[4]、また最近ではペリクルとエマルジョンチェンバーを組合せて高エネルギー領域での測定を行なって、その結果スペクトラムは 200 GeV 附近から折曲っている。[5]

この折曲りは一次電子が銀河空間を走る際に磁場によるシンクロトロンふく射、逆コンプトン効果によるエネルギー損失にもとづくもので、折曲りのエネルギーは、電磁場のエネルギー密度と一次電子の銀河中滞在寿命によって決定されると考えられる。

この高いエネルギー領域での一次電子のスペクトラムをくわしく測定するために、エマルジョンチェンバーを特別に設計し、高空に露出した。その結果はスペクトラムは 50 GeV 附近で折曲り、一次電子強度もインドのデータと比較して低い値を示している。

なおこの内容は 1969 年ブタペストで行なわれた国際学会に報告したが、インドグループでの 200 GeV での折曲りはその際同時に報告されたものである。



第 1 図 チェンバーのデザイン

## 2. 実験装置

エマルジョンチェンバーは原子核乾板と金属板を交互に重さねたもので、高エネルギージェット現象を観測するためわが国で開発されてきたものであるが、高エネルギー一次電子観測器としてもきわめて有効に使用することができる。すなわち一次電子が入射するとチェンバー中に電子シャワーをおこす。この電子シャワーの大きさからエネルギーを推定することができると同時に、各層の原子核乾板中の飛跡を追跡しシャワーの出発点をとらえ、シャワーをおこした親を分類することができる。また適当な金属板を組合せることにより、電子シャワーを十分に発達させることができこのようにしてエネルギー測定精度のよい、かつ比較的軽量大面積の測定器を作り上げることができる。

電子の飛跡の追跡を容易にするため次の様な方針で設計されている。

1) 強化現象を行なって銀粒子密度をあげ追跡を容易にすること。

2) 乾板相互の間隔をへらすため、特にシャワー発達初期の部分にはタングステン板 1 mm 厚を使用する。

3) Spacing effect [5] を少なくするため乾板をできるだけ薄くする。実際には 1 mm 厚のガラスに Fuji ET 7 A を 100  $\mu$  両面塗布したものをを用いた。

実際に使用したチェンバーは第 1 図に示したが、面積  $20 \times 25 \text{ cm}^2$ 、34 層の原子核乾板と金属板よりなっている。原子核乾板の層には N タイプフィルムをかさね、特にエネルギーの高い電子シャワー (450 GeV 以上) については顕微鏡を用いずに直ちに見出すことができるようにした。

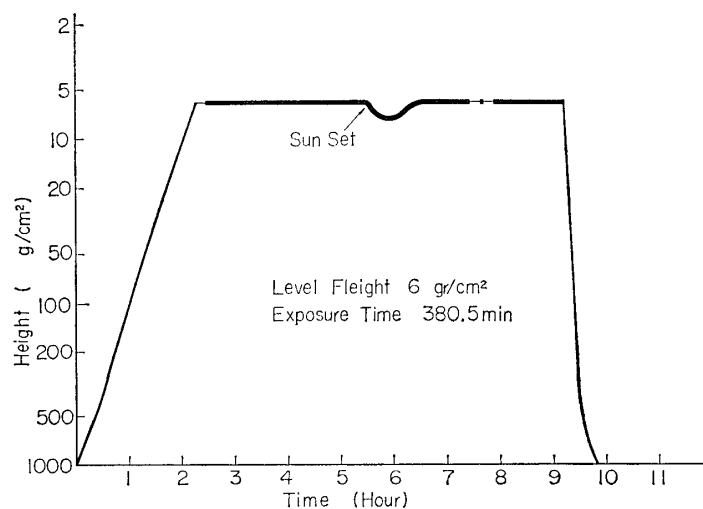
前に述べたように追跡を容易ならしめるように上部 3 枚は 1 mm 厚のタングステン板、次の 4 層は 1.5 mm 厚の鉛板とし、次に 2.5 mm 厚の鉛板を 4 層重ね、最後に 5 mm 厚の鉛板 6 層を用いた。したがって全体の厚さはカスケード単位で測って 8 カスケードであり電子としては  $10^{12} \text{ ev}$  程度までのものを測定することができる。このようにして乾板と金属板を交互に重ねて組立てたエマルジョンチェンバーは、ずれないように pack して X 線により空間座標を入れる。また防水のため 1 mm 厚のゴム布で減圧下でシールし海上回収を可能ならしめるようにした。

気球の上昇中および下降時におけるバックグラウンドの高エネルギー電子を識別するために、上記のチェンバーを回転式のわくにとりつける。上昇中はチェンバーを下向きにとりつけ、水平浮遊に入った状態でラジオコントロールによりチェンバーを上向きにする。下降時にはまたチェンバーを下向きにして水平浮遊中上方から入射した電子のみを取出せるようにした。チェンバーの回転角はテレメータで送信し、地上で受信して常時監視できるようにした。

### 3. 実験経過

#### 3.1 放球と現像

組上げられたチェンバーは 1968 年 9 月 16 日福島県原町大気球実験場から B<sub>30</sub> 型気球によ



第 2 図 上昇曲線 B<sub>30</sub>-3 (昭 43) 昭 43. 9. 16 放球 昭 43. 9. 17 回収

り上空に浮遊させた。

飛しょう状況は第2図に示したとおりであるが、 $6 \text{ gr/cm}^2$ の高度に達した後水平浮遊状態に入り380.5分の観測ののち気球から切離して落下傘で降下させた。測距および方位角の測定から降下地点を予想し、同地に出張して翌17日に回収することができた。現像は19日に行なった。

電子の追跡を容易ならしめるためには原子核乾板中のバックグラウンドをできるだけ少なくする必要がある。具体的にはこのチェンバーに使用した乾板としては、飛しょう直前に製作(9月7日)したものを洗い直ちにチェンバーをくみため、放球直前まで鉄製の箱に保存し、バックグラウンドをふせいだ。結局製造から現像までの期間は12日間という短期間であり、バックグラウンドは $(100 \mu)^2$ あたり1個程度というきわめて低い値におさえることができた。

現像としては強化現像を行なった結果、電子線に対して $35 \text{ grain}/100 \mu$ であり、全く支障なく各乾板を追跡することができた。

### 3.2 スキャンニング

電子シャワーを見出すにあたってそのエネルギーに応じて最も有効な方式をとることとした。すなわち450 GeV以上のものについてはNタイプフィルムで肉眼で検出する。60 GeV以上のシャワーについては3.8カスケード、30 GeV以上のシャワーについては2.0, 2.4カスケードの二層で顕微鏡スキャンを行なった。

その詳細については第1表に示したが、いずれの場合についても、採用する条件として以下の基準

1. シャワーの親がチェンバーの最上段を通過していること
2. 天頂角 $45^\circ$ 以下のもの、ただしNタイプフィルムスキャンのものに限って天頂角を $60^\circ$ まで広げる。

を満すものとした。

スキャン効率については部分的に2層のスキャンを行ない、かつ異なる観測者による結果との比較から60 GeV以上では95%、30 GeV領域で90%と推定され、大幅なスキャンロスがあることは考えられない。

### 3.3 電子シャワーの分類

発見された電子シャワーは、親が電子であるもの、 $\gamma$ 線によるもの核現象によるものにと

第1表 スキャン面積とその深さ

エネルギー領域	スキャン面積 ( $\text{cm}^2$ )	有効面積 $S\Omega T$ ( $\text{m}^2 \text{ sec. str.}$ )	スキャンの深さ ( <i>c. u.</i> )	スキャン基準
$\geq 450 \text{ GeV}$	500	2160	全チェンバー	天頂角 $60^\circ$ 以内 Nタイプフィルムスキャン
$\geq 150 \text{ GeV}$	378	1280	3.8	天頂角 $45^\circ$ 以内 原子核乾板で顕微鏡スキャン
$\geq 60 \text{ GeV}$	204	682	3.8	"
$\geq 25 \text{ GeV}$	20	69.8	2.0 2.4	"

分類する必要がある。電子シャワーを追跡して上段に至るにつれてシャワーの発生点の様相を見ることができる。一般的に $\gamma$ 線によるものはシャワーの発生点より上段では飛跡が見出せない。核現象によるものは、電子シャワーが多重構造をもつと同時に発生点では放射状の多数の粒子がその上段で消滅する。このような分類はバックグラウンドが少ないこと、問題となる上部 1c.u 領域では原子核乾板が 1mm 間隔に存在しているので不確さなしに行なうことができたが、後に示すような分類結果についての別方式によるチェックを行ないその分類の正当さを調べることにした。

### 3.4 エネルギー決定

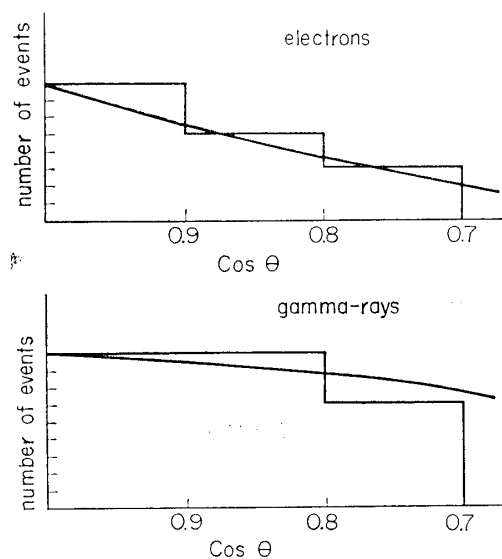
エマルジョンチェンバー中に入射した電子は電子シャワーをおこすが、このシャワー粒子の数の消長からエネルギーを推定することができる。実際には乾板や金属板が相互にそう入されているため、純粹の鉛中のカスケードシャワーと比較すると、その広がりや幾分異なっている。われわれの使用したチェンバーの場合には spacing factor [6] は 1.86 であり、この場合の電子によるシャワー遷移曲線を新たに計算して、実験値との比較からエネルギーを決定した。具体的には顕微鏡下半径  $100\mu$  の円内にあるシャワー粒子数を各層ごとに数え、理論的遷移曲線と比較してエネルギーを決定する。この様にしてきめられたエネルギーの絶対値の誤差は 20~30% であり、相対誤差は 10% 程度であることが知られている [6]。大気入射直前のエネルギーに換算するために、大気中での損失の補正を行なう必要があり、その手続については付録 1 に示した。

### 3.5 入射粒子分類についてのチェック

3.3 節で入射粒子をシャワーの出発点の様相から分類したが、この分類の正当性を確かめるために次の様なチェックを行なった。

#### (a) 角分布

$\gamma$  線は空中で作られたものが大部分であるので空気層に比例してその量が増加する。一方電子は大気頂上から入射し、この様な高エネルギー領域でかつ気球が水平浮遊した高度 ( $6\text{gr}/\text{cm}^2$ ) では空中で作られたものはきわめて少ないと推定される (数%)。したがっておのおの天頂角分布は $\gamma$ 線は電子に比較して大角度に多いことが期待される。

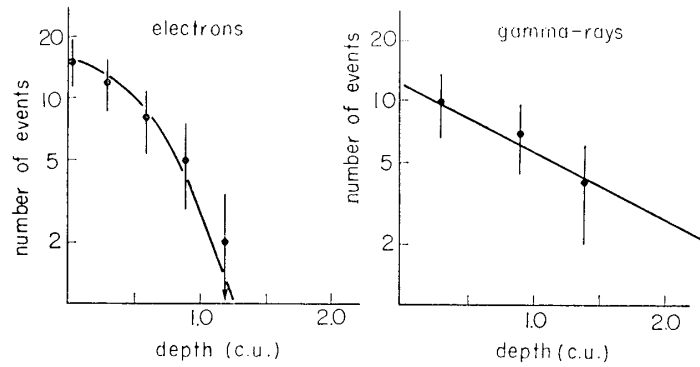


第 3 図 角 分 布

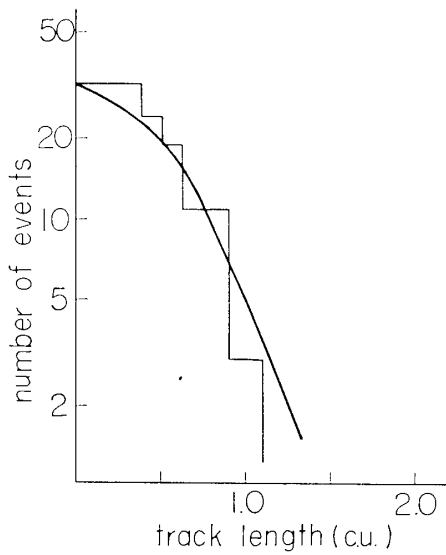
第 3 図に期待される角分布と実験との比較を示したが、おのおの特徴と実験の結果とがよく一致しており、最初の分類がよいことを示している。

#### (b) シャワー発生位置分布

シャワーが発生する位置の分布は $\gamma$ 線では深さをカスケード単位ではかったとき  $e^{-0.7733t} dt$  で表わされる。一方電子は最初の電子対発生位置分布はモンテカルロ法で計算され、 $\gamma$  線に比較して急な分布を示している。



第4図 出発点分布



第5図 電子対の走った距離の分布

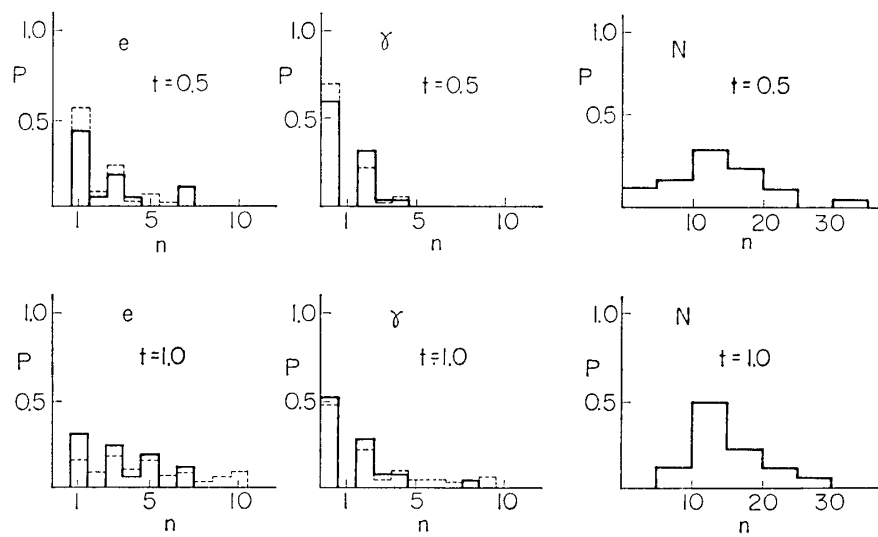
第4図に理論と実験との比較を行なったが一致はよい。

(c) 電子対走行距離分布

発生した電子対が次の電子対発生までに走る距離の分布はモンテカルロ法で計算されるが、理論と実験の比較は第5図に示したが、この場合もよい一致を示している。

(d) 粒子数分布

電子、 $\gamma$ 線、および核現象によるシャワーの各深さでの粒子数分布は、おのその親の粒子の特徴を反映していることが期待される。すなわち浅いところでは電子によるものに奇数粒子数が多く、これに反して $\gamma$ 線によるものは偶数粒子数であることが



第6図 シャワー粒子分布 (実線は実験値, 点線は計算値)

期待され、モンテカルロによる結果もそのとおりになっている。核現象の場合には発生点から測った深さに対する分布をとることとしたが、この場合には粒子数分布は広い範囲に分散することが期待される、第 6 図におおのこの分布をとったが、電子、 $\gamma$  線についてはモンテカルロの結果との一致はよく、一方核現象のものについては粒子分布は前二者と全くことなる様相を示している。

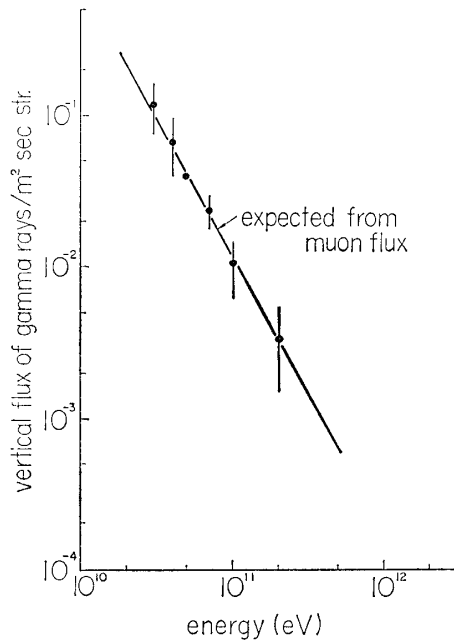
以上 4 方式によるチェックからも最初の分類は正しかったものと推定できる。

#### 4. 実験結果

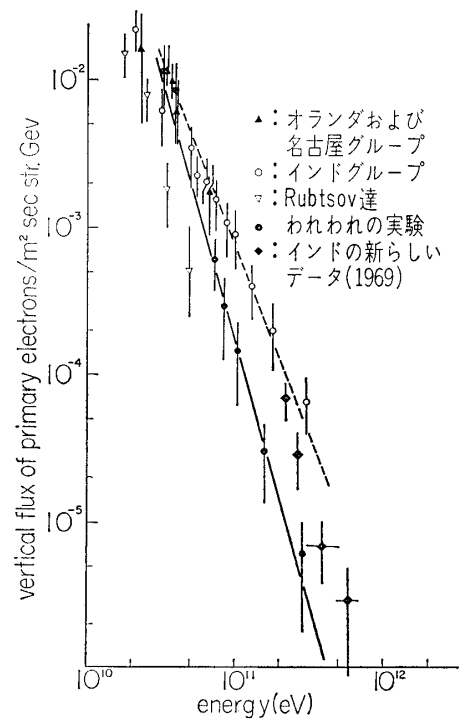
われわれの実験は  $6 \text{ gr/cm}^2$  の高度で約  $2000 \text{ m}^2 \text{ sec str.}$  の有効面積をもっているので  $\gamma$  線および一次電子についてかなりの精度で高エネルギー部分でのスペクトラムを求めることができた。

##### 4.1 $\gamma$ 線スペクトラム

観測した高エネルギー  $\gamma$  線は空中で宇宙線がおこす核現象にもとづいている。高エネルギー宇宙線が空気核と衝突して中間子を発生し、このうち  $\pi^0$  中間子が 2 個の  $\gamma$  線に崩壊したものがそのおもな源である。 $\pi^0$  中間子と同じく  $\pi^\pm$  中間子も発生し、これは崩壊して  $\mu$  中間子として地上、地下で観測されている。このようなわけで観測された  $\mu$  中間子の値から上空の  $\gamma$  線の強度を推定することができる。実際には  $K$  中間子の寄与を考える必要があり、このようにして推定された値は  $\gamma$  線スペクトラムの上限を与えるものと考えられる。またこの推定値は上空での直接観測の値ともよく一致している。[7]



第 7 図  $\gamma$  線エネルギースペクトラム



第 8 図 一次電子の微分エネルギースペクトラム

さてこの実験で観測された  $\gamma$  線の値は第 7 図に示したが、上の推定値との一致はかなりよく、近似的に

$$N = 1.1 \times 10^{-2} \left( \frac{100}{E} \right)^{1.8 \pm 0.4} / \text{m}^2 \text{ sec str.}$$

であらわすことができる。

実験値と推定値との一致は、われわれの実験における入射粒子の分離、エネルギー推定、およびスキャン効率がよいことの一証拠と考えることができる。

#### 4.2 電子スペクトラム

第 8 図に観測された一次電子のスペクトラムと他の実験データとの比較を示した。統計は未だ不十分であるが 40 GeV 付近では他のデータとの一致はよい。しかしより高エネルギー領域では、インドのデータに比較すると低い値を示しており近似的に

$$\frac{dN}{dE} = 1.8 \cdot 10^{-4} \times \left( \frac{100}{E} \right)^{3.6 \pm 0.5} / \text{m}^2 \text{ sec str.}$$

であらわされる。50 GeV 付近以上では微分スペクトラムの指数は  $3.6 \pm 0.5$  であらわされ、それより低エネルギー領域での指数 2.8 に比較して約 1 だけ増加していることを示している。

### 5. 他の実験データとの比較

我々が以上の結果を得た時期にはこの様な高エネルギー領域でのデータはインドグループのもの [4] のみであった。彼らのスペクトラムは、その指数は 2.8 で 300 GeV 近傍までべき関数的に延長しており、銀河電磁場によるスペクトラムによる曲りは観測されていないと主張していた。彼らの観測強度に比較して我々のデータはいちじるしく低い値を示していた。

ブタペスト会議では彼らの新しいデータは従来より低い値を示しているので、不一致の度合いは幾分改善されたが、第 2 表に示すようにまだファクタ 3 程度の強度差がのこっている。またスペクトラムの折曲りの点については我々のデータは 50 GeV 近傍であるのに彼らは 200 GeV 近傍に折曲りがあると主張している。

この食違いの原因についてはさらにデータの統計をあげてから議論すべきものであろう。

第 2 表 観測された一次電子の数とインド・グループの結果から期待される数の比較

エネルギー領域	この実験で観測された一次電子の数	インドグループの観測値から我々のスキャン面積で、期待される数
$\geq 100$ GeV	8	$51 \pm 14$
$\geq 200$ GeV	4	$24 \pm 6$ (12)
$\geq 450$ GeV	1	$11 \pm 3$ (3)
$\geq 600$ GeV	0	$6 \pm 2$ (1)

( ) 内の数字は、ブタペスト会議でインドグループが報告した結果に基づいて、200 GeV で折れ曲りがあるとしたときの値



現にインドグループのデータは 100 GeV 以上について、1965 年以來毎回強度が低下して、ブタペスト国際学会前とあとでは第 2 表に示されるように約 2 倍程低下している。

次に考えられるのは、スキャンロスである。インドグループは我々の観測強度が低いのはスキャンロスにもとづくものであるとの見解をもっているようであるが、スキャンロスそのものはチェックすることができ、その結果によれば高エネルギー領域で 10% 以上おとしていると考えることはきわめてむづかしい。さらに傍証として、

a) 第 7 図に示した  $\gamma$  線観測値が期待値とよく一致していること。もし彼らのデータとの差をスキャンロスにもとめるとこの様な一致は得られない。

b) 450 GeV 以上では  $N$  タイプフィルムで肉眼スキャンを行なうことができる。この領域においても彼らの値と約 3 倍違っている。参考のために 1969 年に新たに行なわれ我々の実験 (8 mb, 10 hr) によれば、450 GeV 以上の電子は観測されなかった。SQT はこの実験と略同じ値をもっている。

c) 40 GeV 付近では従来のデータと略同じ強度の電子が観測されており、低エネルギー領域でのスキャンロスはないと考えられ、高エネルギー領域でスキャン効率がおちることはきわめて考えにくい。

d) 観測された電子と  $\gamma$  線の強度比をエネルギー別にみると、

$$\frac{e}{\gamma}(E \geq 30 \text{ GeV}) = 1.3 \pm 0.4$$

$$\frac{e}{\gamma}(E \geq 70 \text{ GeV}) = 0.7 \pm 0.2$$

であり、電子スペクトラムの傾斜がガンマ線に比較して大きいことを示している。電子および  $\gamma$  線によるシャワーは同じスキャン効率で観測されるので、この比はスキャン効率に関係しないはずのものである。

等々をあげることができる。

データの差をスキャン効率にもとめることができないとすれば、他の原因としては電子シャワーのエネルギー決定の差を考えてみる必要がある。電子シャワーのエネルギー決定には両者とも  $N-K$  関数による理論値との比較を使っているが、この理論値は  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  による検定から 20~30% の精度をもつとされているものである。[6] 同じ理論曲線を使っているのと同じ結果が得られるべきものであるが、考えられる差としては、

a) 現在まで発表されている理論曲線 [6] は  $\gamma$  線または電子対によるシャワーに対してであり、電子によるシャワーは発表されていない。したがって彼らは  $\gamma$  線または電子対によるシャワー曲線を転用したことが考えられる。電子、 $\gamma$  線、電子対のいずれの場合にもその差はあまりいちじるしいものではないが、同じ極大値に対して数%の差が存在している。

b) インドグループの装置ではエマルジョンチェンバーの上に 3 cm 厚程度の原子核乾枚をおいたため、Spacing effect がきわめて複雑になり、10% 程度の誤差をとまなうことは十分考えられる。

c) 観測された電子のエネルギーは大気頂上に換算するため、空中でのエネルギー損失を補正する必要がある。我々の場合には高度 6 gr/cm<sup>2</sup> で天頂 45° まで採用しており、最大の

空気透過量は  $8.4 \text{ gr/cm}^2$  ( $0.23 \text{ c.u.}$ ) にすぎない、一方インドの場合は高度  $10.3 \text{ gr/cm}^2$  で天頂角  $20^\circ \sim 50^\circ$  である。透過空気量は  $11 \text{ gr/cm}^2 \sim 18 \text{ gr/cm}^2$  ( $0.3 \sim 0.5 \text{ c.u.}$ ) で補正量も大きい。ことにスペクトラムの傾斜が 3.8 のように大きいときには、エネルギー損失を平均的にとりあつかう場合と、正確にとりあつかう場合とではかなりの差を生じてくる(付録 1)。これはスペクトラムの傾斜がはげしいためにふく射損失で、損失の少ないものが大きい影響をあたえるためである。平均して彼らの空気透過量を  $0.4 \text{ c.u.}$  とすれば、平均のふく射損失を使うと 10% 程度大きいエネルギーを与えることになる。

以上エネルギー決定について彼らの値が 20~30% 大きく推定されている可能性を示したが、これは強度に換算して、約 2 倍大きく推定していることに対応している。

以上食違いについての解釈の可能性を示したが、さらに両者の実験をすすめることによってこの差が縮まり、正確な値が求められることになろう。

必要なことはさらに統計をあげることであり、前述したように 1969 年に行なわれた同規模のチェンバーの解析は進行中である。さらに数倍の規模の実験を計画中であり、数百 GeV 領域にわたる原子スペクトラムの性質を明らかにし、従来の疑問点を明らかにして宇宙線の加速機構、銀河構造を明らかにする手がかりを得たいと考えている。

### 付録 1 電子の空中におけるエネルギー損失

電子が空中を通過する際、平均のエネルギー損失は深さをカスケード単位ではかると

$$-\frac{dE}{dt} = E$$

であらわされ、はじめ  $E_0$  のエネルギーのものは深さ  $t$  で

$$E = E_0 e^{-t}$$

の値をもつことになる。したがって観測されたエネルギー  $E$  に対して大気入射前のエネルギー  $-E_0$  は

$$E_0 = E e^t \quad (1)$$

で表わされる。

実際には電子の制動ふく射によるエネルギー損失は、かなりスペクトラムをもっているのので、電子がスペクトラムをもっているときには平均的な取扱いは誤差をまねくことになる。

いま電子がスペクトラム  $\frac{dE}{E^{S+1}}$  の形で入射すると、深さ  $t$  でエネルギー損失の結果

$$\frac{e^{-A(S)t}}{E^{S+1}} dE \quad (2)$$

の形をもつことになる [6]。実際にはさらに発生した  $\gamma$  線からできた電子対の寄与も加えねばならず、正確には (2) 式のかわりに

$$[H_1(S)e^{\lambda(S)t} + H_2(S)e^{\lambda_2(S)t}] \frac{dE}{E^{S+1}} \quad (3)$$

となる。しかしこの場合のように  $S$  が 2 以上、 $t$  が  $0.5 (18 \text{ gr/cm})$  以下の場合には電子対の寄与はあまりきかないので (2) 式と (3) 式の数値は 1% 以下の差しかない。  $A(S)$  の値

は数値的に文献に与えられているが、 $2 \leq S \leq 3$  の範囲では近似的に

$$A(S) = 0.75 + 0.4S$$

と書くことができる。したがって深さ  $t$  における電子のスペクトラムに (2) 式から

$$\frac{e^{-(0.75+0.4S)t}}{E^{S+1}} dE$$

と書くことができ、エネルギーの損失に換算すると、 $E_0$  の電子は

$$E = E_0 e^{-0.4t - (0.75/S)t}$$

になったことを示している。つまり (1) 式の推定は

$$e^{(0.6 - (0.7/S)t)t}$$

だけ損失を過大に評価したことになる。インドグループの場合  $t = 0.4$ ,  $S = 2.8$  とすると、この値は 1.15 となり 15% の過大評価となっている。電子強度に換算すれば、その差は

$$e^{(0.65 - 0.7)t}$$

であり、上記の数値を入れると、この値は 1.38 となり、40% 程度の過大評価となっていることがわかる。

## 付録 2 上空における $\gamma$ 線強度の推定

上空における  $\gamma$  線はおもに  $\pi^0$  中間子の崩壊によるものであり、一方地下深く貫通する  $\mu$  中間子はおもに  $\pi^+$  中間子に起因しているので、 $\mu$  中間子の強度から  $\gamma$  線強度を推定できる [7].

ここにその要点をしるしておきたい。

エネルギー  $E_\pi$  の  $\pi^{\pm}$  中間子が深さ  $x$ ,  $x+dx$  で発生する量を

$$g_\pi(E, x) dE dx = \frac{1}{E_\pi^{S+1}} dE e^{-(x/L)} \frac{dx}{l} \quad (\text{A } 1)$$

とすれば同じ深さで発生する  $\pi^0$  中間子は

$$g_{\pi^0}(E, x) dE dx = \frac{1}{2} g_{\pi^{\pm}}(E, x) dE dx$$

であり、崩壊の結果発生する  $\gamma$  線は

$$\gamma(E, x) dE dx = 2 \int_E^\infty \frac{1}{E} g_{\pi^0} dE dx = \frac{1}{S+1} g_\pi(E, x) dE dx \quad (\text{A } 2)$$

で与えられる。

さて発生した  $\pi$  中間子がすべて崩壊し、崩壊後も前と同じエネルギーをもった  $\mu$  中間子となるとすれば、地上における  $\mu$  中間子のスペクトラムは

$$\mu dE = \int_0^x g(E, x) dx dE = \frac{L}{l} \frac{dE}{E^{S+1}}$$

となり積分スペクトラム  $M$  は

$$M = \frac{1}{S} \frac{L}{l} \frac{1}{E^S} \quad (\text{A } 3)$$

となる。一方深さ  $x$  が浅い所での  $\gamma$  線の積分スペクトラムは (A 2) から

$$\Gamma = \frac{1}{S+1} \frac{1}{S} \frac{x}{l} \frac{1}{E^s} \quad (\text{A } 4)$$

で与えられ、(A 4) と (A 3) の比較から  $x/l$  が小さい所では、

$$\Gamma = \frac{x}{L} \frac{1}{S+1} M \quad (\text{A } 5)$$

となる。

実際には  $\pi$  が崩壊する前に核作用をおこす影響、 $K$  中間子の影響等々で  $\mu$  中間子の数は上の計算値を下まわっている。その因子として考えられるものは以下に述べるものである。

イ)  $f_m$ :  $\pi$  中間子が  $\mu$  中間子に崩壊した際ニュートリノがエネルギーを持って行く。その際  $Q$  値は小さいので  $E$  のエネルギーをもつ  $\pi$  は平均として  $(m_\mu/m_\pi)E$  のエネルギーの  $\mu$  中間子となる。 $\mu$  の積分スペクトラムはこの結果因子

$$f_m = \left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^S$$

だけ小さい値となる

ロ)  $f_0$ :  $\pi$  中間子のうち  $\mu$  に崩壊する前に核作用で失われるものがある。エネルギーの大きいものほど平均寿命は長くなるのでこの影響は大きい、 $S=2$  について計算すると (A 3) の結果に対して次の因子を掛ける必要がある。

表 A・1  $\pi$  中間子の核作用による影響

$E_\mu$ (GeV)	8.8	29.3	88	293	880	$\infty$
$f_D$	0.848	0.641	0.388	0.178	0.06	0

表 A・2  $\pi$  中間子の平均自由行程による影響

$L/\Lambda$	1.0	1.2	1.4
$f_A$	1	0.9	0.85

ハ)  $f_A$ :  $\pi$  の平均自由行程  $\Lambda$  を  $L$  と等しくおいたが、実際にはこれより短いことが期待される。 $\pi$  の平均自由行程が減れば核作用の確率もますので、 $\mu$  の期待値は減る。その結果は次の表のようになる。

ニ)  $f_\epsilon$ :  $\mu$  中間子の電離損失による影響で大気頂上から地上まで約 2 GeV の損失があるので、積分スペクトラムは (A 3) に比較して  $(E/E+2)^S$  だけ小さくなる。

ホ)  $f_K$ :  $K$  中間子の影響を考慮に入れると、 $\gamma$  線の数  $\mu$  と比較して相対的に減る。 $K$  中間子の  $\pi$  中間子に対する割合を 0.4 とすると、 $\mu$  の数を相対的に 1.2 倍程度する必要がある。

ヘ)  $f_a$ :  $\mu$  中間子が地上に到達するまでに崩壊する量で、エネルギーによってきまる。その量は近似的に

$$\Gamma \left(1 + \frac{b}{E}\right) \left(\frac{L}{x_0}\right)^{b/E}$$

でここで  $b \approx 1$  GeV,  $x_0$  は地上の気圧である。

以上総括して  $\gamma$  線の 1 gr/cm<sup>2</sup> あたりの発生量を推定したのが表 A.3 の結果である。この

$\gamma$  線から発生する二次電子の量は簡単に計算されるが、この量は深さ  $x$  の 2 乗に比例している。この結果についても表 A.3 にまとめておいた。

表 A.3  $\mu$  中間子から推定される  $\gamma$  線, およびこの  $\gamma$  線から発生する二次電子の量  
( $S=1.8$ ,  $L=100 \text{ gr./cm}^2$  とおいた)

$E$ (GeV)	30	100	300	100
$M$ (/m <sup>2</sup> sec str)	1.1	$10^{-1}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$
$\Gamma/M$	$1.04 \cdot 10^{-2}$	$1.62 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$9.4 \cdot 10^{-2}$
$\Gamma$ (/m <sup>2</sup> sec str gr/cm <sup>2</sup> )*	$1.15 \cdot 10^{-2}$	$1.62 \cdot 10^{-3}$	$3.05 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$
$e$ (/m <sup>2</sup> sec str gr/cm <sup>2</sup> )*	$8.8 \cdot 10^{-5}$	$1.23 \cdot 10^{-6}$	$2.33 \cdot 10^{-7}$	$3.6 \cdot 10^{-8}$

\* 深さ  $x$  の値は  $\Gamma$ ,  $e$  のおのおのについて  $x$ ,  $x^2$  を掛けて得られる。

1970 年 2 月 19 日 宇宙工学

#### 参 考 文 献

- [1] J. A. M. Bleeker, J. J. Burger, J. M. Deerenberg, A. Scheepmarker, B. N. Swanenberg and Y. Tanaka: Canadian Jour. Phys., **46**, 522 (1968)
- [2] A. Danjo, S. Hayakawa, F. Makino, H. Obayashi and Y. Tanaka: Canadian Jour. Phys. **46**, s 530 (1968)
- [3] V. I. Rubtsov and V. I. Zatzepin: Canadian Jour. Phys., **46**, s 540 (1968)
- [4] R. R. Daniel and S. A. Stephens: Proc Ind. Acad. Sci., 319 (1967)
- [5] K. C. Anand, R. R. Daniel and S. A. Stephens: Proc. Intr. Conf. on Cosmic Rays, Budapest, 1969, (to be published)
- [6] J. Nishimura: Suppl. Prog. Theor. Phys, **32**, 72, (1964) Hand bd. Physik 46, II, 1 (1967) (Springer Verlag)
- [7] S. Hayakawa, J. Nishimura and Y. Yamamoto: Prog. Theor. Phys., **32**, 104 (1967)