

「\*  $10^{12} \sim 10^{15}$  eV 領域での一次宇宙線の“準”直接観測」\*

川村 泰弘\*\*・寺岡 克哉\*\*・戸田 公夫\*\*・南條 宏肇\*\*  
松谷 秀哉\*\*・市村 雅一\*\*\*・桐井 敬祐\*\*\*・小林 正\*\*\*  
柴田 徹\*\*\*・渋谷 一夫\*\*\*・新堀 安男\*\*\*・善積 康子\*\*\*

(1988 年 7 月 15 日受理)

“Quasi-Direct” Observations of Cosmic-Ray  
Primaries in the Energy Region \*  $10^{12} \sim 10^{15}$  eV

By

Yasuhiro KAWAMURA, Katsuya TERAOKA, Kimio TODA, Hirotada NANJŌ  
Hideya MATSUTANI, Masakatsu ICHIMURA, Keisuke KIRII,  
Tadashi KOBAYASHI, Tōru SHIBATA, Kazuo SHIBUTA, Yasuo NIIHORI  
and Yasuko YOSHIZUMI

**Abstract:** We exposed emulsion chambers at the level of 32.8 gr/cm<sup>2</sup> for ~30 hrs, and ~800 showers were detected on X-ray films (Fuji #200-type), among which ~200 primaries ( $\Sigma E_{\gamma} \geq 2$  TeV,  $\theta < 75^\circ$ ) were identified by tracing back each recorded in successive plates of nuclear emulsion.

On the basis of these primaries, we obtained

$$I_p(\geq E_0) = 1.02 \cdot 10^{-5} \times (E_0/\text{TeV})^{-1.82 \pm 0.10} \text{ No./cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str}$$

in the region  $5 \lesssim E_0 \lesssim *100$  TeV for proton primary, and

$$I_\alpha(\geq E_0) = 6.50 \cdot 10^{-7} \times (E_0/\text{TeV} \cdot \text{nucleon})^{-1.75 \pm 0.10} \text{ No./cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str}$$

in the region  $3 \lesssim E_0 \lesssim *10$  TeV/nucleon for alpha primary.

The former is clearly deviated from both data by Grigorov et al.

---

\* 宇宙研特別事業費による研究論文

\*\* 弘前大理学部

\*\*\* 青山学院大理工学部

and Zatsepin et al., and rather consistent with JACEE data. The latter is again in disagreement with Grigorov data, but nearly compatible with those obtained by JACEE and Zatsepin et al..

The  $\gamma$ -ray flux we observed covers the energy region 2~80 TeV, which is nearly consistent with the extrapolation from that obtained by Nishimura et al. in the region as low as 0.2~2 TeV. We found, however, that it is much more abundant in our energy region than those coming from the proton- and alpha-primaries alone, indicating that heavy primaries, such as iron component, become effective in the primary energy  $10^{14}\sim 10^{15}$  eV/nucleus.

## 目 次

- I. 序 文
- II. 実験経過
  - II-1) チェンバー構造
  - II-2) フライト状況
  - II-3) スキャンニングと飛跡の再構成
  - II-4) トレーシングと粒子識別
- III. エネルギー決定法
  - III-1) シャワー電子数の遷移曲線
  - III-2) シャワー黒化スポットの遷移曲線
  - III-3) フォトメーター測定
  - III-4) エネルギー決定精度
- IV. 一次線絶対強度への変換
  - IV-1) 検出効率及び一次線エネルギーへの変換
  - IV-2) 大気中二次宇宙線の寄与
  - IV-3) 入射角分布
- V. 観測結果 (1)——一次線組成とエネルギースペクトル——
  - V-1) 陽子
  - V-2)  $\alpha$  粒子
  - V-3) 重粒子 ( $\geq$  CNO)
- VI. 観測結果 (2)—— $\gamma$  線成分と一次線組成——
  - VI-1) 他高度データとの比較
  - VI-2)  $\gamma$  線スペクトルと一次線組成
  - VI-3)  $\gamma$  線 bundle と一次陽子スペクトル
- VII. まとめ

## APPENDIX :

- [A] 大気上空での二次宇宙線のフラックス
- [B]  $\alpha$  粒子からのフラグメント核子の伝播
- [C] 入射角分布と有効立体角
- [D] チェンバー内での核衝突シミュレーション

## 1. 序 文

$10^{14} \sim 10^{16}$  eV 領域の一次宇宙線の化学組成とエネルギースペクトルを明らかにすることは、宇宙線の加速機構を調べる上で極めて重要である。特に  $\geq 10^{15}$  eV 領域での一次線の組成別のエネルギースペクトルが直接的に得られれば、加速モデル、そして宇宙線起源問題に貴重な情報を与えてくれる。もちろん、 $\geq 10^{16}$  eV 領域での一次宇宙線の直接的な観測は今世紀中には無理かもしれないが、 $\sim 10^{15}$  eV 領域を直接的に押さえることは可能であり、それは EAS,  $\mu$  等の間接的なデータに対する一つの normalization point としても重要な意味をもつ。

さて、現在までのところ直接観測のデータは  $\sim * 10^{14}$  eV/nucleus まで到達しているが、 $\geq$  数 10 TeV 領域での宇宙線化学組成とエネルギースペクトルに対する統一見解は今なお確立しているとはいいがたい。例えば一次陽子に関しては、Grigorov, Zatsepin らのモスクワグループのデータは  $\sim 5$  TeV 付近から積分ベキ指数約  $-1.8 \sim -2.2$  で急激に減少しているのに対し ([1], [2]), JACEE (Japanese-American Cooperative Emulsion Experiment) グループは Ryan et al. のデータ ([3]) の延長線上にベキ指数約  $-1.8$  のっていると主張している ([4])。又鉄核に関してみると、FUJI-KANBALA ECC グループ ([5])、あるいは EAS のいくつかのグループ ([6]) は、 $\sim * 10^{15}$  eV/nucleus 領域では重粒子成分が陽子にくらべて dominant になってくると主張しているのに対して、JACEE ([7]) は  $\sim * 10^{14}$  eV/nucleus くらいの領域までは依然として組成比の顕著な変化はないと報告している。\*) このように  $* 10^{12} \sim * 10^{15}$  eV 領域での一次宇宙線の強度に関しては今なおグループ間で矛盾が存在しており、早急に直接観測の統計量を増やし、同時により高いエネルギー領域 ( $\sim * 10^{15}$  eV) での観測が望まれる。

しかし、 $\sim 10^{15}$  eV 領域での一次線直接観測には多くの技術的な問題が残されており、従来の単純スケールアップでは納得しうる統一描像を早期に期待することはむずかしい。これらの問題点、及びその解決法に関してはすでに文献 [8] にまとめてあるが、我々はこの考え方として、 $\sim * 10$  gr/cm<sup>2</sup> 高度での“準”直接観測の可能性を提起した。もちろん“純”と“準”は相補的なものであり、後者はある意味で直接観測データと間接観測データとの補間的役割を担うものかもしれない。

本来一次宇宙線組成の観測は、“純”直接的に行うほうがデータの質としてすぐれているのは自明の理であるが、一方で  $\sim 10^{15}$  eV 領域のエネルギー決定法自身にも多くの問題が残

\*) 最近の南半球での長時間バルーン実験の preliminary な結果によると  $\sim * 10^{13}$  eV/nucleon の領域では、 $\alpha$ , CNO 核の成分がやや rich であるとの報告がされている。 ([9])

されており、又“純”とはいっても検出効率、及び一次線エネルギーへの変換の計算には多くの超高エネルギー核衝突のモデルが仮定されている。つまり直接観測データといえども背後に核衝突（特に原子核-原子核）のモデルが常に関係していることを忘れてはならない。

同時に、気球実験の観測条件、つまり観測機器の総重量  $W$  と観測高度  $t$  との関係

$$t \propto \frac{W}{V} \quad (V: \text{気球容量})$$

に注目すべきである。これは数  $\text{gr}/\text{cm}^2$  高度にくらべて数  $10 \text{ gr}/\text{cm}^2$  高度では、約 10 倍の露出面積を稼げることを意味する。ただしこのような高度では、二次宇宙線の寄与をいかに除去するかが重要になってくる。もちろん将来、 $\sim 10^{15} \text{ eV}$  領域においても“純”直接観測によるエネルギー決定法が核衝突のモデルにあまり強く依らないで可能となり、さらにチェンバーの軽量化が実現されれば、より高い高度での観測が望ましいことは言うまでもない。

我々はこのような背景のもとに低高度気球による宇宙線観測を開始し、主に“準”直接観測データの質の評価、及び軽量型チェンバーのための技術開発にしばって 1987 年 5 月に気球実験をおこなった。実験の具体的目標を以下にまとめよう。

a)  $5 \text{ TeV}$  以上での一次陽子スペクトルに関する直接観測グループ間のデータ矛盾に対し我々自身の立場からの speculation を行ない、矛盾が何に起因しているか明らかにする。

b)  $\gamma$  線成分、及び  $\gamma$  線 bundle の情報から  $10^{13} \sim 10^{15} \text{ eV}$  領域での一次線組成の相互関連をしらべる。

c) 一次陽子、一次  $\alpha$  粒子を直接的に検出すると同時に、重粒子のフラグメントに起因する核子、 $\alpha$  粒子の bundle を検出し、重粒子のスペクトルに対しても“準”直接的にデータを出す。

d) エネルギー決定の自動化システムを完成させ、精度、性能を評価する。

e) チェンバーの大面積化、軽量化のための新しい感光剤、観測方式を開発する。

a) に関しては第 V 章にまとめるが、前にも述べたようにこの高度では二次宇宙線の寄与が重要なので、APPENDIX[A]に一般的な取り扱いを議論し、それらの結果と文献[8]のシミュレーション計算との比較を行ないつつバックグラウンドを除去した。又観測データを一次線の絶対強度になおす場合には、検出効率が極めて重要であるが、これまでの直接観測データに関する論文は必ずしもこの計算手続きに対して十分なスペースを割いてこなかった。我々は IV-2) と APPENDIX[D]にくわしくそのプロセスを示し、従来の検出効率の計算の問題点、特に衝突点からチェンバー本体を離散するまでの距離  $T_{\text{path}}$  (residual path length) と電子シャワートリガーの fluctuation に関して詳しく議論する。

b) については第 VI 章で述べているように“準”直接的であるが、 $\gamma$  線の観測データを使うことより、 $\sim 10^{15} \text{ eV}$  領域の一次線組成に関する有力な情報を引き出し得ることを示す。

c) に関しては今回の実験からは残念ながら hadron bundle (p, n,  $\alpha$ , ...) を検出することはできなかった。しかしながら VII) で議論しているように、 $\geq 10^{12}$  eV/nucleon 領域での重粒子、特に鉄核に対するフラックスの上限値を推定することができる。

d) に関しては文献[10]で一般的な気球搭載用チェンバーに対する議論をしているが、第III章で具体的に今回の実験に適用し、その手順、性能、精度をくわしく論ずる。

e) については、本論文ではくわしくのべないが、II-3)、II-4) と第VII章でその可能性を言及する。

最後に、第VII章では我々の今回の観測結果とこれまでの直接観測データ、間接観測データを総合的に比較検討しながら、今後の課題をのべる。

## II. 実験経過

### II-1) チェンバー構造

チェンバー構造を図(1)に示す。図からわかるように、チェンバーは大きく分けて 2

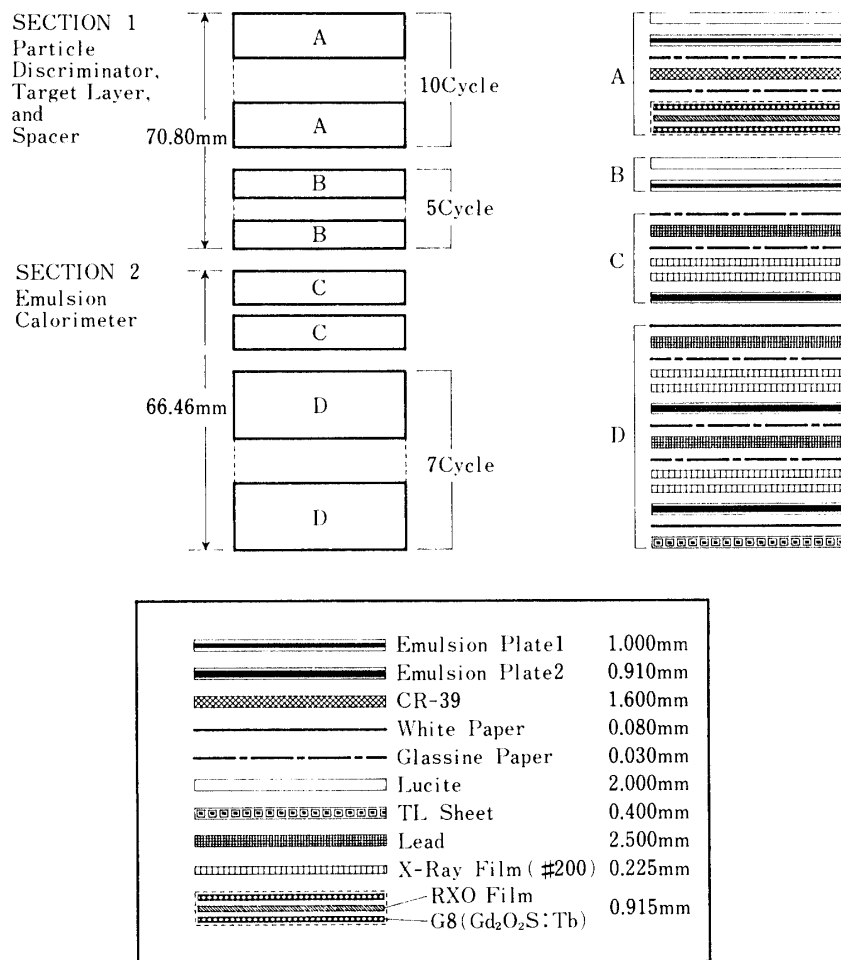


図1 チェンバー構造。

つの部分から構成されており，上部 (A, B, C) はターゲット層，下部 (D, E) はシャワーカロリメーター層である．もちろん，上部は入射粒子の荷電識別，放出二次粒子の分離のためのスペーサーの役割も担っている．又，下部は鉛中で起きた核衝突 ( $P_b$ -jet) の検出もできるようになっている．

ターゲット層に挿入されている原子核乾板は， $100\mu\text{m}$  の原子核乳剤を両面に塗布し，片面は低感度のエマルジョン (Fuji-2F タイプ)，もう一方の面には高感度のエマルジョン (Fuji-7B タイプ) が塗布されている．従って，電子シャワー，陽子， $\alpha$  粒子等は 7 B タイプ・エマルジョンで識別でき，2 F タイプ・エマルジョンからは，重粒子等の飛跡が検出できるように設計されている．さらに，入射重粒子の検出と荷電識別を容易にするため，CR-39 とスクリーンタイプ・フィルム (G 8-RXO) も挿入した．特に，後者のスクリーンタイプのフィルムは，Nishimura らによって電子シャワーの検出限界を下げるために開発されたものであるが ([11])，重粒子の飛跡，ジェットシャワー (主に，荷電  $\pi$  中間子) にも感度をもつことが知られている．

カロリメータ層は，基本的には  $2.5\text{ mm}$  の鉛板と 2 枚の Fuji-# 200 タイプ・X 線フィルム，そして  $55\mu\text{m}$  両面塗り原子核乾板 (Fuji-7 B タイプ) で構成されているが，熱ルミネッセンスシート (TL) も数層に挿入されている．チェンバー全体の厚さは，陽子の衝突の平均自由行程にして  $\sim 0.42$ ，鉄核に対しては  $\sim 1.64$  である．又，輻射距離は鉛だけで  $7.1\text{ C. U.}$ ，鉛以外の物質 (感光層，ターゲット層等) も含めると  $7.84\text{ C. U.}$  の厚みを持っている．今回の実験では，このようなタイプのチェンバーを 2 組製作し (1 組の面積は  $40\times 50\text{ cm}^2$ )，一つは弘前大学，今一つは青山学院大学が分担して解析を行なった．

## II-2) フライト状況

実験準備の経過，フライト状況を以下にまとめる．

1987 年 4 月 15, 18 日：ゴンドラ製作 (於宇宙研)

21～28 日：原子核乾板塗布 (於宇宙線研)

5 月 13 日：チェンバー組み立て (於宇宙線研)

18 日：チェンバーを三陸気球基地へ移送

25 日：6 時 56 分放球 (使用気球 B<sub>15</sub>)

26 日：16 時 20 分カッター作動

16 時 50 分大船渡沖着水

表 1 原子核乾板と X 線フィルム (RXO タイプ, # 200 タイプ) の現像条件.

sensitive material	pre-soak	developing	stop	fix
Fuji-RXO film	-----	15 min.	3 min.	15 min.
Fuji-#200 film	-----	22 min.	5 min.	15 min.
Fuji nuclear emulsion plate	10 min.	25 min.	10 min.	60～90 min.

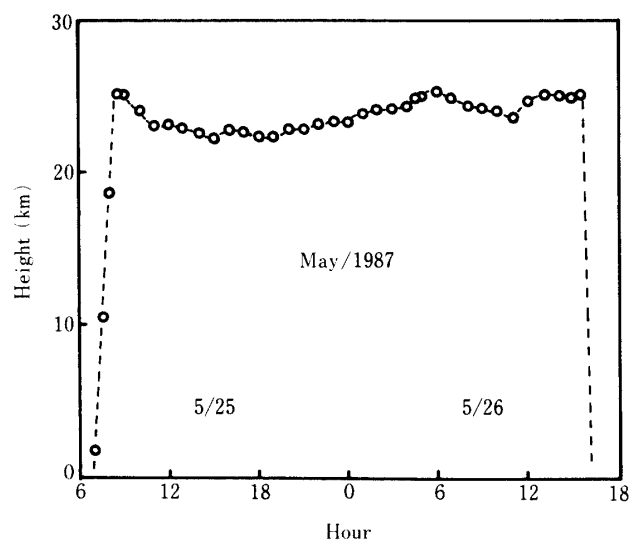


図2 フライトレコード図。レベルフライトは、5月25日午前8時27分から5月26日午後3時30分までの31時間3分、平均高度は  $32.8 \text{ gr/cm}^2$  (23.8 km) である。

表2 CR-39のエッチング条件。

composition		solution	time
CR-39	96.49 %	80°C 7 N NaOH (fresh)	96 hrs
IPP	3.00 %		
N-445	0.01 %	80°C 7 N NaOH (reused)	96 hrs
HCB	0.50 %		
CR-39	96.89 %	80°C 7 N NaOH (fresh)	96 hrs
IPP	3.00 %		
N-445	0.01 %		
HCB	0.10 %		
CR-39	96.99 %	80°C 7 N NaOH (fresh)	24 hrs
IPP	3.00 %	80°C 7 N NaOH (reused)	24 hrs
N-445	0.01 %		
		80°C 7 N NaOH (fresh)	14 hrs

HCB : hexachlorobutadiene

IPP : diisopropyl peroxydicarbonate

N-445 : 0.01 % naugard 445 antioxidant

6月 2, 3日: RXO, #200 タイプフィルム現像 (於宇宙線研)

4日: 原子核乾板現像 (於宇宙線研)

10~20日: CR-39 エッチング (於青学大)

P.I. 重量は 260 kg であり, レベルフライト時間は 31 時間 3 分, 平均高度は 23.8 km ( $32.8 \text{ g/cm}^2$ ) であった. 図(2)にフライトレコードを示す.

表(1)に回収後の原子核乾板と X 線フィルム (RXO タイプ, #200 タイプ) の現像条件, 表(2)に CR-39 のエッチング条件をまとめる. ただし, 本論文では一次線の組成とエネルギースペクトルについて焦点をしばったので, RXO フィルム, CR-39, TL の preliminary な結果は, 文献[12], [13], [14]に示す.

### II-3) スキャンニングと飛跡の再構成

電子シャワーは高感度 X 線フィルム (Fuji-#200 タイプ) 上に黒化スポットとして痕跡を残すが, そのエネルギーが 1 TeV 以上であれば裸眼でも十分に検出できることが知られている (次章参照). さらにスクリーンタイプ・フィルムを使用すると, 検出エネルギーは  $\sim 0.3 \text{ TeV}$  くらいまで下げられることが, Nishimura らによって指摘された([15]). しか

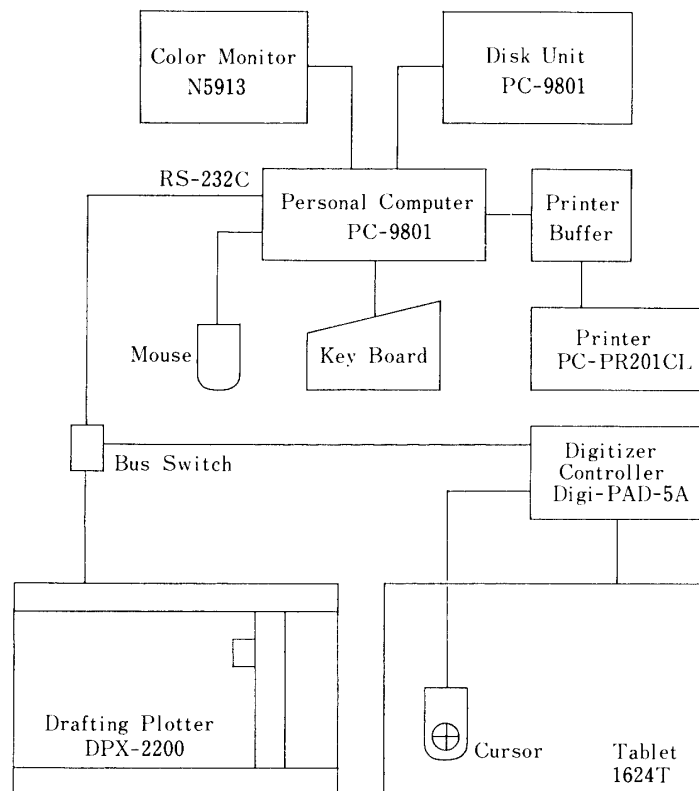


図3 自動マッピングシステムのブロックダイアグラム. tablet で入力した X 線フィルム上のスポット群を自動的につなぎ, 宇宙線飛跡の地図をプロッターで出力する.



し我々の装置では、後者のタイプのフィルムはターゲット層のみに挿入されているため、シャワーの検出は従来通り# 200 タイプ・フィルムを使って行なった。

シャワーの検出後は、宇宙線飛跡の再構成（いわゆるマッピング）を行なうわけであるが、我々はディジタイザーによる飛跡再構成システムを今回製作し、マッピングの精度をあげるとともに、作業の能率化をはかった。そのシステムのブロックダイアグラムを図(3)に示す。このシステムは、単に宇宙線飛跡を再構成するだけでなく、あらかじめ登録されているチェンバー構造の情報を参照しつつ、各飛跡の天頂角を自動的に計算する。さらにシャワーの番号づけも自動的に行ない、マトリックス形式のテーブルを出力し、後に述べるトレーシング、黒化度測定に極めて有用である。このシステムの性能については、文献[16]に詳しくまとめられている。

#### II-4) トレーシングと粒子識別

我々は比較的能量が高いと思われる飛跡（つながりの多いシャワー）から、上層

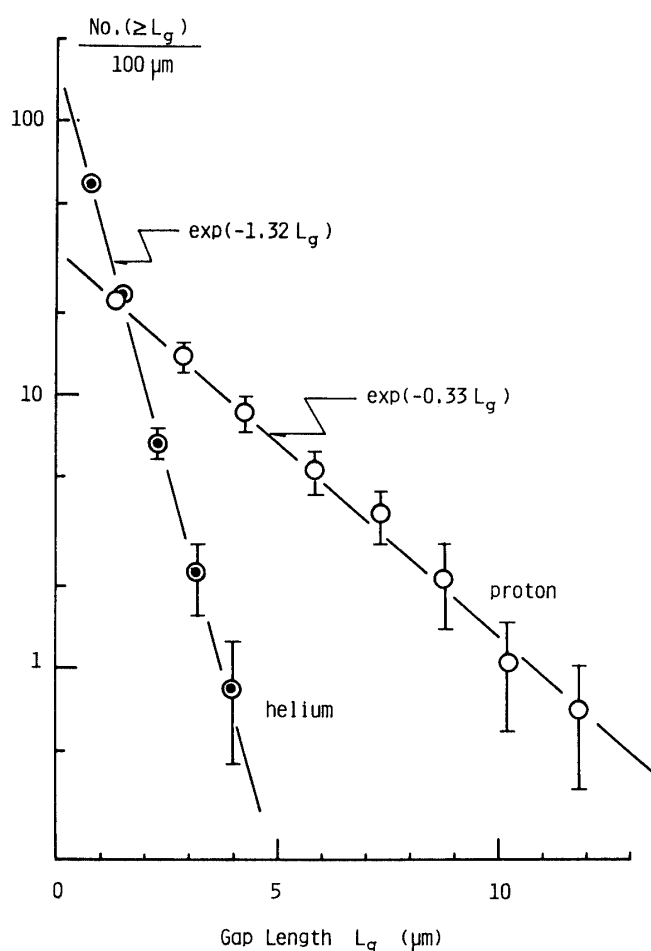


図4 Fuji-7 B タイプ原子核乾板より得られた、陽子とアルファ粒子の 100 $\mu\text{m}$  当りの gap 長分布。

部にエマルジョンを追い上げ、衝突点 (vertex point) を探しだし、さらに親粒子の種類を同定した。使用した顕微鏡は千代田広視野顕微鏡であるが、トレーシングスピードは大体  $1.5 \text{ event}/(\text{day} \cdot \text{人})$  であった (もちろん飛跡にもよるが)。

この作業で一番難しいのは、カロリメータ層の最上部からターゲット層へ移る部分であり、電子シャワー粒子が極端に減ってしまうため細心の注意が必要である。そこで、我々は重粒子のトラックをレファレンスにして、できる限り正確にマップを書き、予想される領域を対物 20 倍のレンズ (場合によっては 40 倍) で general scan し、方位角、トラックの長さ、原子核乾板の上下エマルジョンでの移動距離等を基準にして対応するトラックを探し出した。トレーシングにより探し出した入射粒子の同定は、挿入されている各種の感光シートにより行なわれる。

まず  $\gamma$  線の場合には、7B タイプ・エマルジョン内で電子対の 2 本の飛跡 (隣接しているため場合によっては、やや濃い一本の飛跡に見えることもある) がある層で消失するためただちに同定できる。

陽子と  $\alpha$  粒子は、7B タイプ・エマルジョンでのギャップ長分布から決定した。その例を図 (4) に示そう。傾きは予想されるように、4 倍違っている。

CNO 以上の一次核の電荷は、 $\delta$  線, CR-39, RXO フィルムを使って同定した。もちろん RXO フィルムの場合はまだその方式が確立されたわけではないが、現時点では  $\Delta Z = 1.0 \sim 2.0$  くらいの分解能で識別可能である。図 (5) に CR-39 から得られた比感度 ( $= V_t / V_b - 1$ ) の平方根のヒストグラムを示す。我々の観測高度では、鉄核はフラグメントしてしまうため際だったグルーピングはみられないが、CNO グループはきれいに識別されている。

図 (6) に  $\delta$  線の  $100 \mu\text{m}$  あたりの数と比感度の相関を示す。 $\delta$  線に対する巾は、平均から

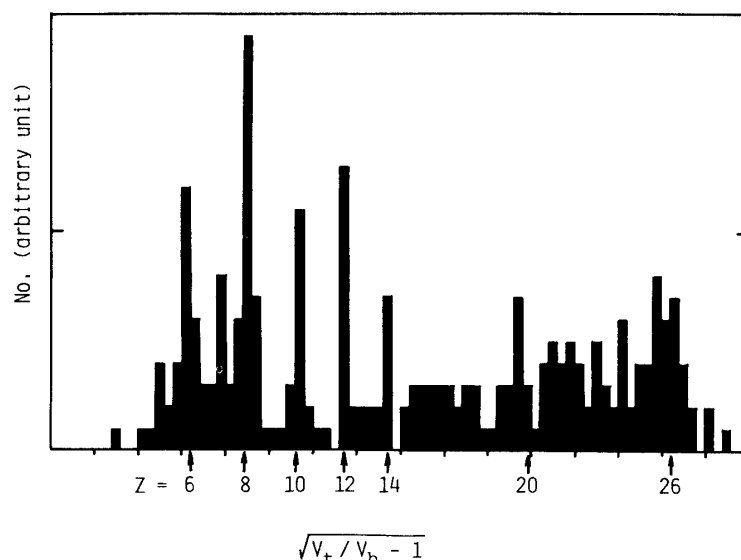


図5 CR-39 より得られた比感度の平方根のヒストグラム。下にした値は対応する電荷  $Z$ 。

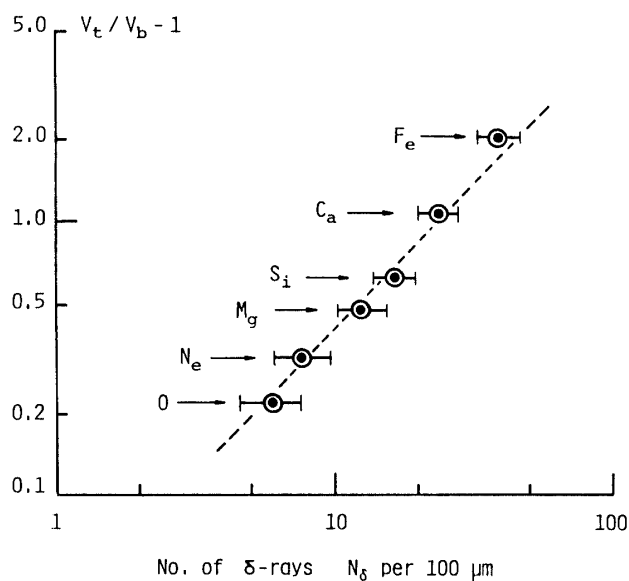


図 6 100 $\mu\text{m}$  当りの  $\delta$  数の平均数と比感度の相関. 誤差棒は平均からの分散.

表 3 今回の気球実験でのトレーシング結果のまとめ.

particle \ chamber	A-block (AOYAMA)	B-block (HIROSAKI)	total
gamma-ray	54	52	106
proton	34	28	62
helium	8	5	13
light ( $Z = 3 \sim 5$ )	0	1	1
medium ( $Z = 6 \sim 8$ )	1	2	3
heavy ( $Z = 10 \sim 15$ )	1	0	1
very heavy ( $Z \geq 20$ )	0	2	2
undefined	4	8	12
subtotal	102	98	200
not yet tracing	296	302	598
total	398	400	798

の分散値を示している。 $\delta$  線の数のふれがやや大きい、 $45^\circ$  の線に大体のっている。RXO フィルムによる電荷決定の方法については、別の論文に詳しくのべる。(preliminary な結果は文献[12]参照)

このようにして得られたトレーシングの結果を表(3)にまとめる。ただし、ここに示し

た結果は、エネルギーが 2 TeV 以上（次章参照）、天頂角が 75°以内のものだけを示した。

### III. エネルギー決定法

#### III-1) 電子数の遷移曲線

シミュレーションの詳しい方法は文献[10], [17]に述べているので、ここでは今回の実験に関連した要点のみをまとめる。

気球高度では入射角の大きな電子シャワーが多数検出されるので、最初に遷移曲線の入射角依存性をチェックしておくことが必要であろう。文献[10]ではその方法について詳しく述べているが、ここでは具体的に Hotta ([18]) らの FNAL 電子ビームのデータと我々の計算とを比較する。Hotta らはいくつかのタイプのエマルションチェンバーを FNAL 電子ビームに対し、鉛直方向、30 度、そして 45 度(それぞれ  $\tan\theta=0.0, 0.5, 1.0$ ) 傾けて照

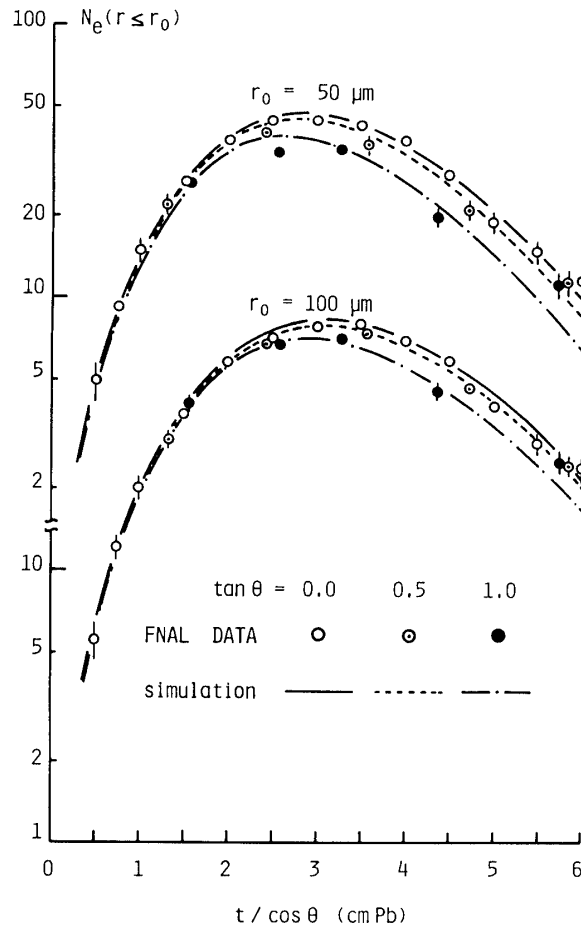


図7 FNAL 電子ビームに対し、チェンバーを鉛直方向、30 度、45 度に傾けて照射した場合の電子数の遷移。カーブは我々のシミュレーション計算による。

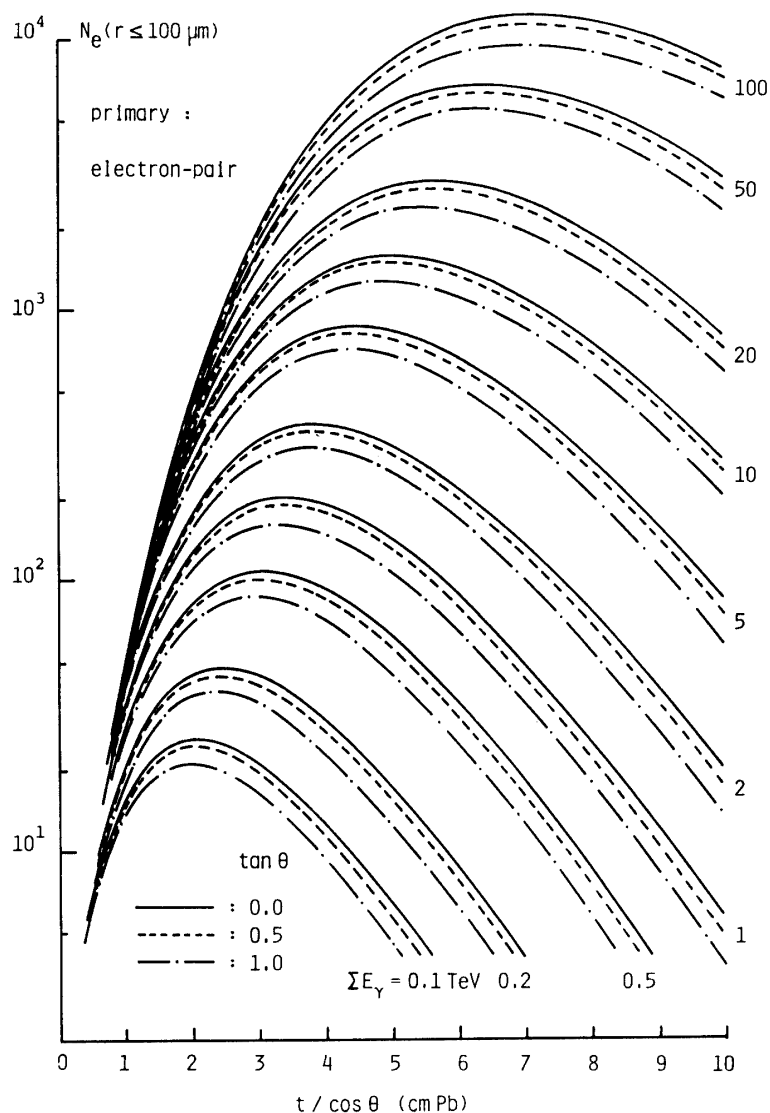


図 8 今回のチェンバー構造 (図 (1)) に対応した電子数の遷移曲線。入射粒子は電子対 (e-pair) である。

射した。図 (7) にその結果を示そう。予想されるように電子数は入射角度とともに減衰しているが、我々のシミュレーション計算は実験データをよく再現しているのがわかる。

文献 [17] の電子シャワー program package と核衝突シミュレーション ([8], [10]) により放出される  $\gamma$  線とを結合することにより、いろいろな入射核種に対する電子数の遷移曲線が得られる。ただし、核衝突過程の fluctuation は大きいので、放出  $\gamma$  線のエネルギー和  $\Sigma E_\gamma$  を規格化して電子シャワープログラムに接続させた。規格化の手続きは文献 [10] に詳しい。入射粒子のエネルギー  $E_0 (= \Sigma E_\gamma / \langle x_\gamma \rangle)$  への変換、つまり、conversion factor  $\langle x_\gamma \rangle$  の導出については IV-2) で述べる。

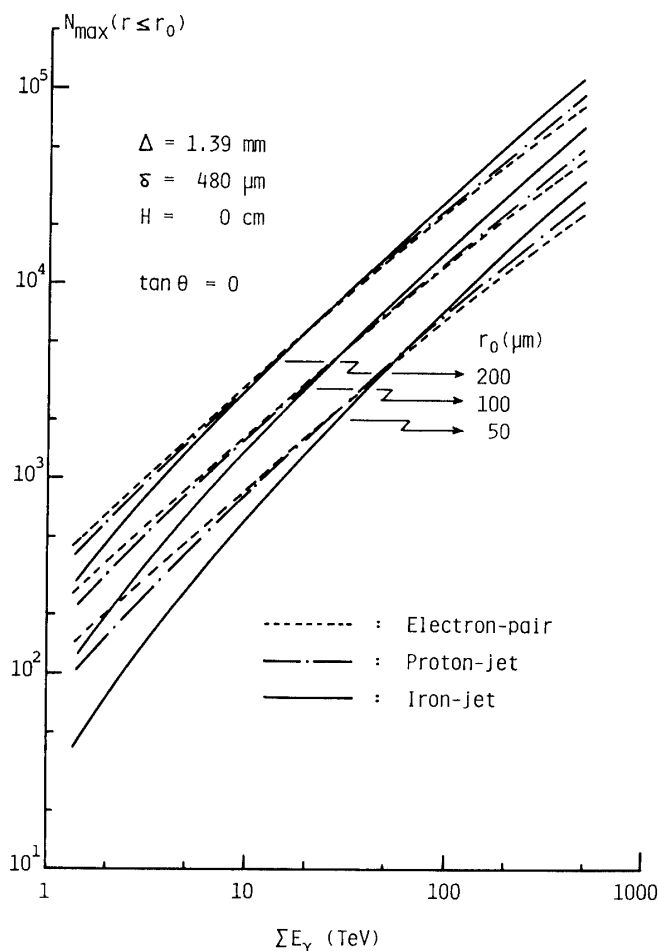


図9 3種類(e-pair, proton-jet, iron-jet)の入射条件に対する $\gamma$ 線のエネルギー和 $\Sigma E_\gamma$ と最大電子数 $N_{\max}$ との相関。入射角は鉛直方向である。

図(8)には今回の気球に搭載したチェンバー(図(1)参照)の構造を考慮した電子数の遷移曲線(電子対入射の場合——以後e-pairと呼ぶ——)の例を示す。実際の解析作業では、e-pair, proton-jet, iron-jetの3つの入射条件につき、計数半径が25~125 $\mu\text{m}$ ,  $\tan\theta$ が0~2.0の場合の遷移曲線群をマイクロコンピュータのDISK上にセーブし、測定データとのフィッティングを自動的に行なう。

尚ここでは入射角効果のみについて述べたが、この他にも、逐次衝突効果、入射核の質量依存効果、さらにターゲット層内ジェットがカロリメータ層に到達するまでのひろがり効果(H-effect)も考慮しておく必要があるが、それらは文献[10]に述べられている。

図(9)に3種類(e-pair, proton-jet, iron-jet)の入射条件に対する、 $\gamma$ 線のエネルギー和 $\Sigma E_\gamma$ と最大電子数 $N_{\max}$ との相関を示す。ただし、ここでは入射角はチェンバーに対し鉛直の場合のみを示すが、実際にはいろいろな入射角に対するデータがDISK上に記憶され

ている．e-pair と proton-jet では大きな差はないが，重粒子入射の場合には，半径を小さくすると（例えば  $\lesssim 50\mu\text{m}$ ）エネルギーの小さい領域では顕著な差があらわれる．

従って，実際のエネルギー較正を行なう場合には入射粒子の種類を同定し，もしも重い核のシャワーの場合には，計数半径を大きくして（ $r \sim 100\mu\text{m}$ ）エネルギーを決めなくてはならない．

### III-2) 黒化スポットの遷移曲線

X 線フィルム上のシャワースポットの黒化度遷移曲線からエネルギーを決定する方法は，既に山上エマルジョンチェンバー実験で確立されている．しかしながら一次宇宙線実験の場合には，山上実験で使用している方法をそのまま適用するといくつかの問題点があり，それらの解決法については文献[10]に詳しい．今回のフォトメータ測定ではスリットサイズを  $300\mu\text{m}$  に固定し，さらに図(10)に示すように黒化スポットの方位角を常に  $45^\circ$  方向にセットしてその方向にフィルムをスライドさせ，黒化度が最大になるようにした．もちろん理論計算もその条件で行なっている．

電子数から黒化度に変換するためには，フィルム固有のいわゆる特性曲線  $\rho$ - $D$ （ $\rho$ ：電子数密度， $D$ ：黒化度）の関係が必要であるが，ここでは Ohta ([19]) らによる標準現像条件（ $20^\circ\text{C}$ ，10 分）の場合の関係式を我々の現像条件（ $20^\circ\text{C}$ ，22 分）にあわせ，さらに傾き効果も考慮して（[20]），以下のような変換式を使って黒化度の遷移曲線を求めた．

$$D = D_0 \left( 1 - \frac{1}{1 + \alpha \cdot \rho} \right) \quad \rho : \text{電子数}/\text{cm}^2 \quad (1)$$

$$\text{with } D_0 = 6.5 \quad (2a)$$

$$\text{and } \alpha = 5.50 \times 10^{-8} / (\cos \theta)^{0.7} \quad (2b)$$

図(11)に今回のチェンバー構造に対応した黒化度の遷移曲線を proton-jet と iron-jet

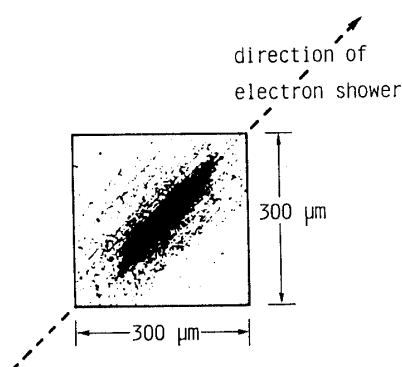


図 10 シャワースポットとフォトメータスリットとの setting 関係．黒化スポットの方位角をスリットに対し常に  $45^\circ$  方向にセットし，その方向にフィルムをスライドさせ，黒化度の最大値をとりこむ様にする．

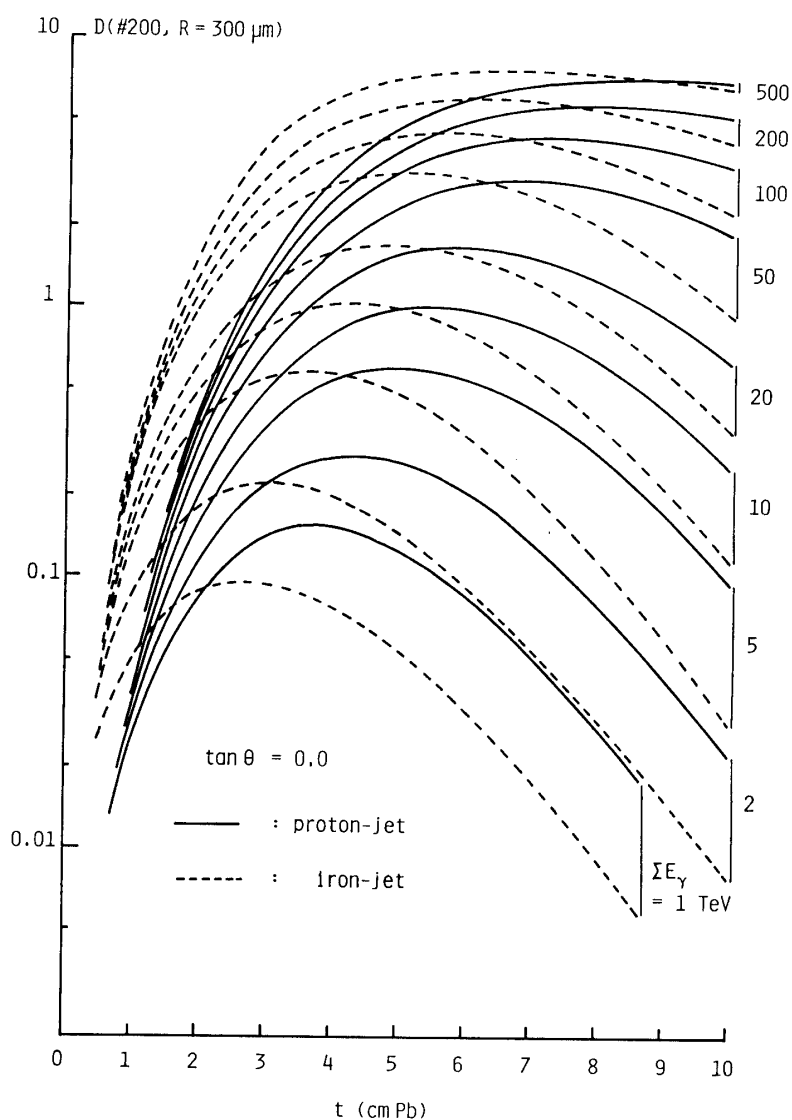


図 11 今回のチェンバー構造(図(1))に対応した黒化度の遷移曲線, 入射条件は proton-jet と iron-jet である。

の場合につき示す。又図(12)には黒化度の最大値  $D_{\max}$  と  $\gamma$  線のエネルギー和  $\Sigma E_\gamma$  との相関をいろいろな入射角につき示した。

もちろんこうして得られたエネルギーは、原子核乾板を使って電子数カウント法により絶対較正をしないとはならないが、後述するように図(12)を使って求めたエネルギーに対する較正因子は 1.0 となり使用した特性曲線(1)が妥当であることが確認された。

### III-3) フォトメータ測定

使用したフォトメータはナルミ製 NLM-101 型で、測定された黒化度はマトリックス形式のディスクファイル(これは図(3)に示す作業ですでに用意されている)に自動的に書



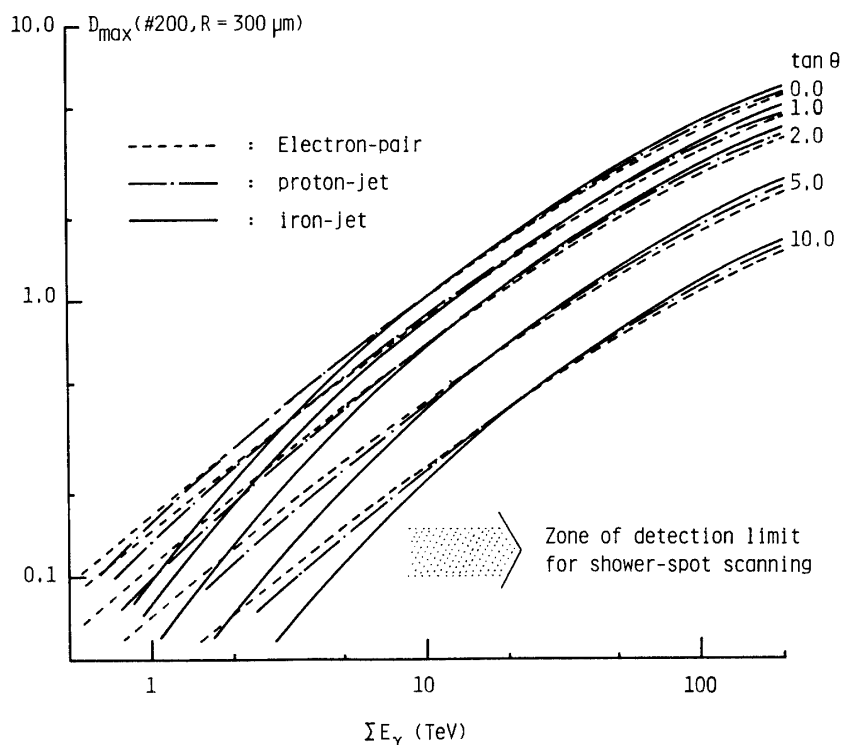


図 12 いろいろな入射粒子、入射角度に対する黒化度の最大値  $D_{\max}$  と  $\gamma$  線のエネルギー和  $\Sigma E_{\gamma}$  との相関。

き込まれる。測定の際注意したことは、気球高度では傾いたシャワーが多いためスリットのセットの仕方を常に図(10)のようにし、さらに  $45^\circ$  方向にシャワーをスライドさせ最大黒化度を取り込むようにした。この際バックグラウンドの分散値（主に銀粒子結晶のサイズのバラツキに起因している）も同時にファイルに取り込み、理論カーブ（図(11)）とのフィッティングを最小二乗法で行なう際の統計的荷重として使用した。図(13)に我々の測定システムと解析システムブロック図を示す。また、図(14-a)と(14-b)には、こうしたシステムで得られた黒化度の遷移の測定値と前節示した理論計算とのフィッティング例を示す。この際、ディスク上にはいろいろな入射角に対する遷移曲線データがセーブされているので、理論計算は内挿法により event 毎に入射角を補正している。図(14-a)は今回の観測で得られた最大のシャワー（親は  $\gamma$  線でエネルギーは約 80 TeV）の遷移例であり、図(14-b)は陽子の逐次衝突例である。

図(15)にこのようにして得られた（相対）エネルギー  $E_{\text{photometer}}$  と原子核乾板を使って電子数の遷移から求めた（絶対）エネルギー  $E_{\text{count}}$  の相関を示す。この図からわかるように、 $E_{\text{photometer}} \simeq E_{\text{count}}$  が成立しており、従って、特性曲線(1)が妥当であることが確認された。図(16)には、今回の観測で得られた全シャワーのエネルギー  $\Sigma E_{\gamma}$  と  $\tan \theta$  の相関を示す。但し III-1) でも述べたように、最終的なエネルギー  $\Sigma E_{\gamma}$  は入射粒子の種類を同定し、さらに

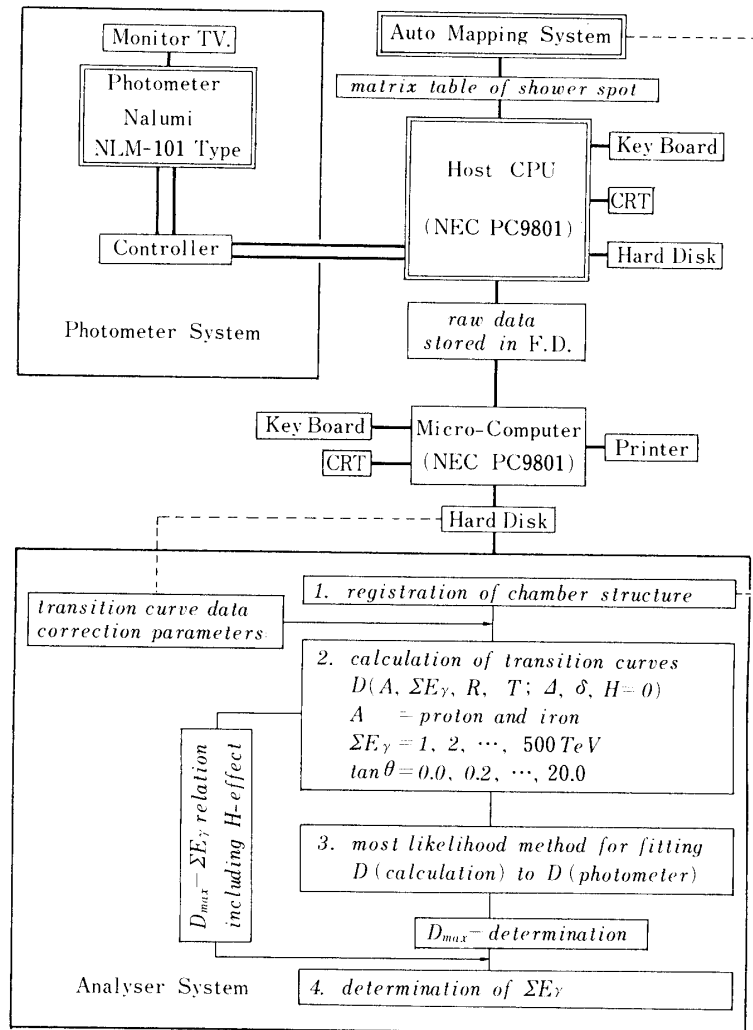
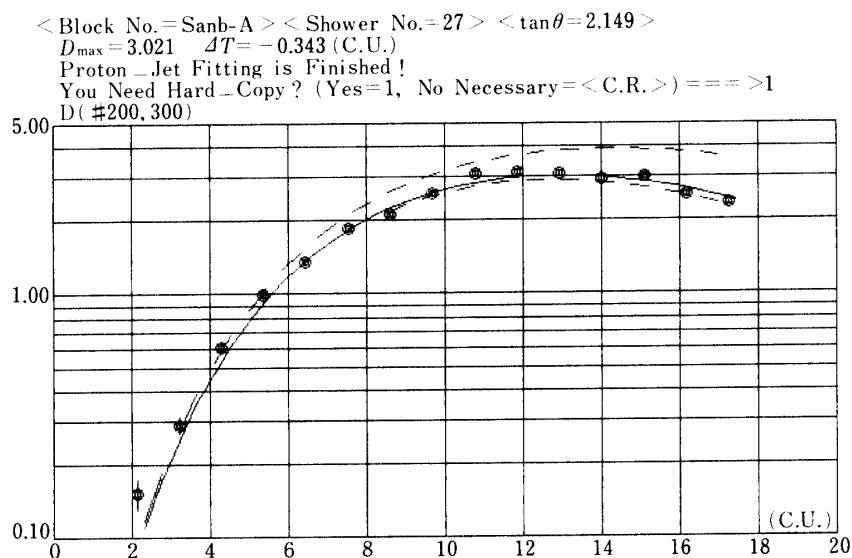


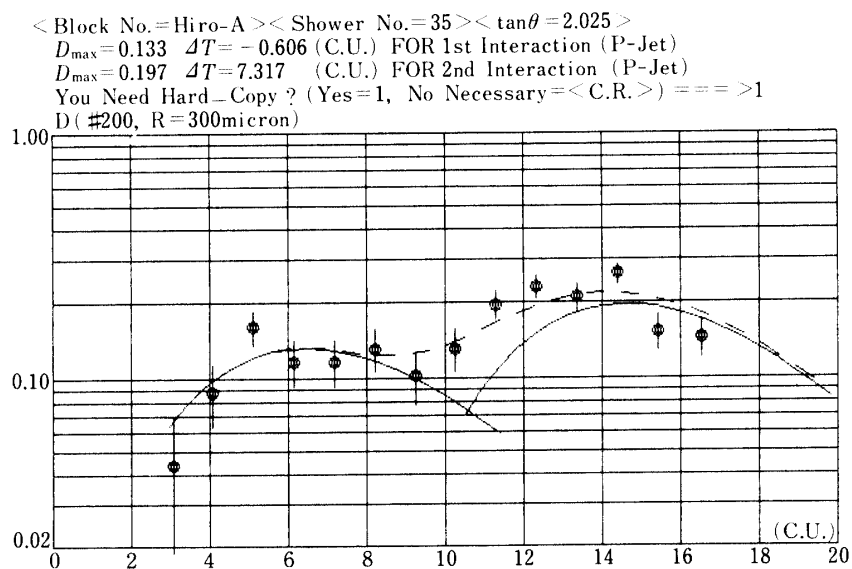
図13 我々のフォトメータ測定システムと解析システムのブロック図.

ターゲット層内の衝突点をトレースし、カロリメータ層に到達するまでの広がり効果 (H-effect) を補正したうえで決定しなくてはならないが、図(16)のシャワーエネルギーは入射粒子は陽子、衝突点はカロリメータ層トップであるとして求めた。

よく知られているように、シャワーの検出は X 線フィルム上で  $D_{\max}=0.1\sim0.15$  程度の黒化度が検出限界なので、図(12)より限界曲線を図[16]上に描くことができ、大体予想される領域に測定点が集中しているのがわかる。又、 $\Sigma E_{\gamma} \geq 2 \text{ TeV}$ ,  $\theta < 75^\circ$  では nonbias にシャワーを検出していることも確認できる。従って、本論文ではこうしたシャワーを対象に一次宇宙線の組成とエネルギースペクトルについて議論する。



(a) は今回の観測で得られた最大のシャワー。親は  $\gamma$  線でエネルギーは約 80 TeV.



(b) は陽子の逐次衝突例。

図 14 我々の測定解析システムで得られた黒化度の遷移の測定値と理論計算との fitting 例。

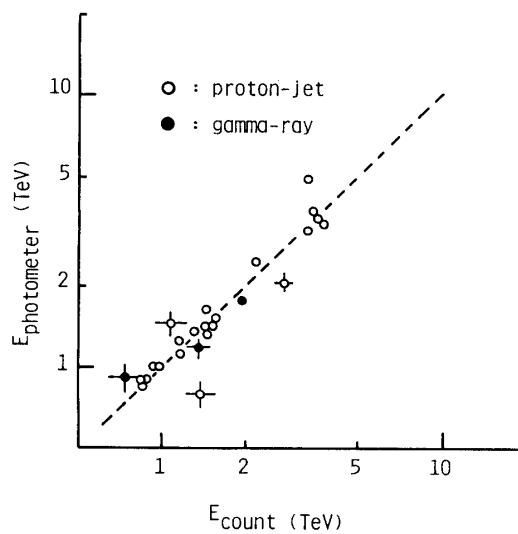


図 15 フォトメータで得られたエネルギー  $E_{\text{photometer}}$  と電子数計数法により得られたエネルギー  $E_{\text{count}}$  の相関。

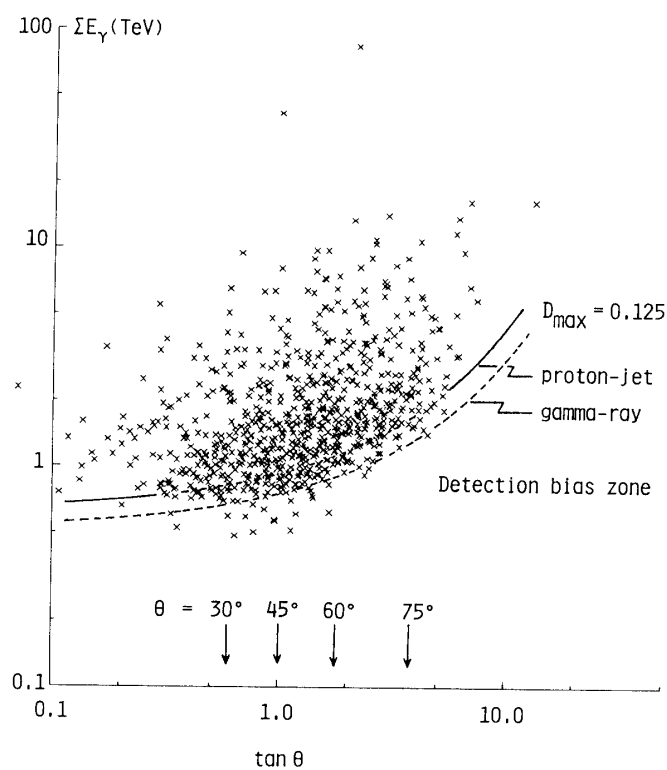


図 16 今回の観測で得られた全シャワーのエネルギー  $\Sigma E_{\gamma}$  と  $\tan \theta$  の scatter plot. detection bias zone のカーブは図(11)より決められる。

### III-4) エネルギー決定精度

III-1), III-2) に示した遷移曲線は平均のカーブであるので, 個々のシャワーに適用した場合, 当然バラツキが効いて実際のエネルギーとは違った値を与えている. 詳しい精度の評価については文献[10]で議論しているが, ここでは今回のチェンバーデザイン条件, 測定条件にならって, エネルギー決定精度を議論する.

シミュレーションでは一例一例の電子数データも DISK 上にセーブしているので, それらを(1)式を使ってスリットサイズ  $300\mu\text{m}$  の黒化度に変換し, III-3) で述べた方法と全く同じようにして個々のエネルギー  $\Sigma E'_\gamma$  を求めることができる. そのエネルギー  $\Sigma E'_\gamma$  と実際のエネルギー  $\Sigma E_\gamma$  との比の分布を示したのが図(17)である. 又図(18)はそれらの分散値  $\sigma$  とエネルギー  $\Sigma E_\gamma$  の相関をとったものである. このバラツキの原因は, 核衝突過程での  $\gamma$  線の発生スペクトル ( $E_{\gamma i}, \theta_{\gamma i}$ ) の fluctuation と, 電磁カスケードの fluctuation の両方が含まれていることによる. このバラツキは, 核衝突過程での fluctuation, 例えば鉄核衝突における peripheral 衝突と central 衝突に起因する揺らぎからみると小さすぎるように見えるが, これは放出  $\gamma$  線のエネルギー和  $\Sigma E_\gamma$  を規格化しているためである. つまり電磁カスケード過程は, 例え入射  $\gamma$  線がエネルギースペクトルをもち, 又横向き運動量をもった束であろうとも, 基本的にはエネルギー保存を大体反映しており, 逆に  $\Sigma E_\gamma$  に関する限り核衝突のモデルにあまりよらないで決定できる. ただしスリットサイズをあまり小さくすると重粒子ジェットに対してはゆらぎが非常に大きくなるので,  $300\sim 400\mu\text{m}$  程度にセットしたほうがよい.

図(18)をみると, エネルギーが大きいところで逆に  $\sigma$  が増大している傾向がみられる

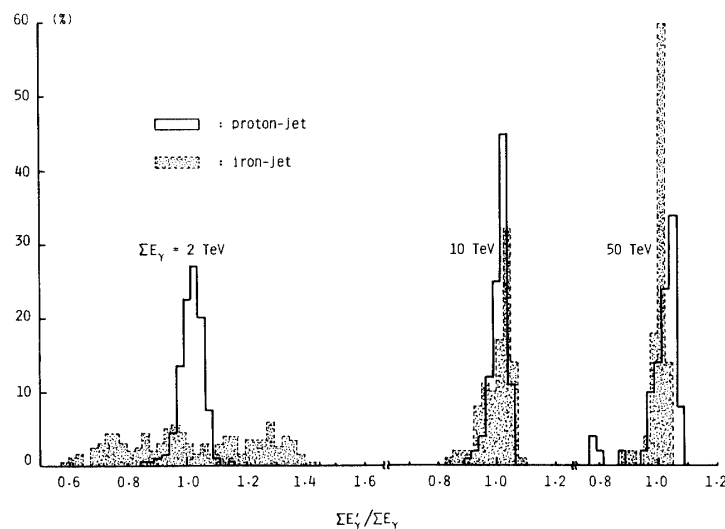


図 17 シミュレーションによる個々のエネルギー  $\Sigma E'_\gamma$  と実際のエネルギー  $\Sigma E_\gamma$  との比  $\Sigma E'_\gamma/\Sigma E_\gamma$  の分布.

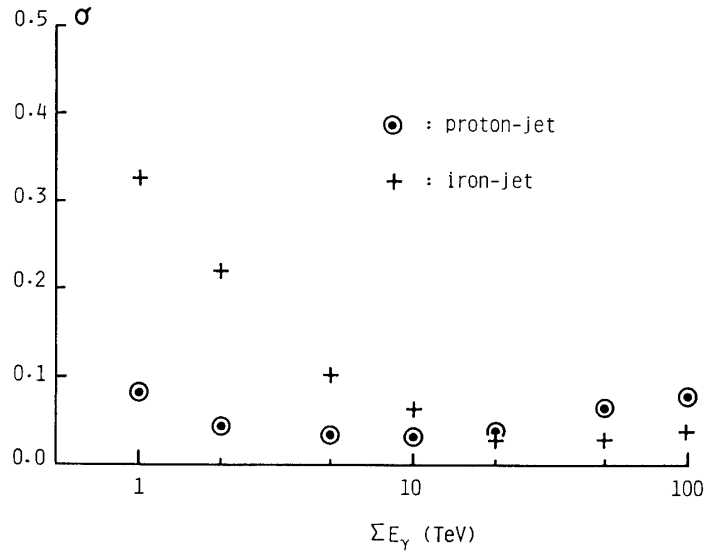


図 18  $\Sigma E_\gamma / \Sigma E_\gamma$  の分散値  $\sigma$  と  $\Sigma E_\gamma$  の相関.

が, これはチェンバーの厚さをここでは 20 C. U.<sup>\*)</sup> に固定しているために shower maximum をとらえきれない event があらわれるためである.

#### IV. 一次線絶対強度への変換

##### IV-1) 検出効率及び一次線エネルギーへの変換

観測エネルギー  $\Sigma E_\gamma$  を親粒子のエネルギー  $E_0$  に変換し, 一次線の絶対強度に変換するためには, 核衝突のモデルを仮定し, さらにチェンバーデザインと検出条件(例えば cut off angle)によって決まる検出効率を求めなくてはならない. 気球塔載用チェンバーは一般に構造が複雑であり, 又側面入射, 側面貫通等の事象を実験条件にあわせて上述の諸量を解析的に求めるのは極めて困難なので, ここではシミュレーション法により導出する.

まず図(21)に示すように, チェンバーの面積を  $S(=a \times b)$ , 高さを  $h$  とする. 実際の観測ではチェンバーの側面からも入射するので, 検出シャワーの上限角 (cut off angle) を  $\theta_c$  とするとチェンバーの有効面積  $S_{\text{eff}}$  は

$$\begin{aligned}
 S_{\text{eff}} &= (a + 2h \cdot \tan \theta_c)(b + 2h \cdot \tan \theta_c) \\
 &= \left(1 + 2\frac{h}{a} \tan \theta_c\right) \left(1 + 2\frac{h}{b} \tan \theta_c\right) S
 \end{aligned} \tag{3}$$

で与えられる. 本論文では cut off angle  $\theta_c$  として,  $60^\circ$  と  $75^\circ$  を考える.

<sup>\*)</sup> 実際のチェンバーの厚さは鉛直方向で  $\sim 8$  C. U. であるが, 気球高度では斜め入射のシャワーが圧倒的に多いため, effective には 16 $\sim$ 20 C. U. の厚みがあると考えてよい.

いま観測高度  $t$  において, ある粒子 (エネルギーが  $E$  以上) の絶対鉛直強度が  $I(E, t)$  (No./cm<sup>2</sup>·sec·str) で与えられたとすると, 観測時間を  $T$ , 有効全立体角を  $\Omega$  とすれば有効面積  $S_{\text{eff}}$  に入射する全粒子数は

$$S_{\text{eff}}(\theta_c)\Omega(t)T \times I(E, t)$$

で与えられる. 但し, 有効全立体角  $\Omega$  は, 入射粒子の種類と観測高度  $t$  によって異なり, 詳しい数値は APPENDIX [C] に示す.

一方, シミュレーションでは, まず有効面積  $S_{\text{eff}}$  上の  $N_0$  ケ ( $E \geq \Sigma E_\gamma$ ) の入射粒子を用意し, (C.4), (C.5) 式 (APPENDIX [C] 参照) に従って入射方向 ( $\theta, \phi$ ) をサンプリングし, さらに  $S_{\text{eff}}$  上の入射点 ( $x, y$ ) についてもサンプリングする. このようにして宇宙線粒子をチェンバーに入射させ, APPENDIX [D] に示すようなシミュレーションをチェンバー内で行なう. その結果, 以下の検出条件

- a)  $\theta < \theta_c$
- b) 観測エネルギーが  $\Sigma E_\gamma$  以上
- c)  $T_{\text{path}} > T_{\text{max}} (= < T_{\text{max}} > + \Delta T)$  (APPENDIX [D] 参照)

を満足する event 数が  $N_{\text{obs}}$  ケ見いだされたとすると, 実際の観測により検出される粒子数  $J_{\text{obs}}(\Sigma E_\gamma, t; \theta < \theta_c)$  は

$$J_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{obs}}}{N_0} \times S_{\text{eff}} \Omega T \times I \quad (4)$$

表 4 我々の観測高度 (32.8 gr/cm<sup>2</sup>) での  $\epsilon_N, \epsilon_{\pi^\pm}$  の具体的数値. 解析解における荷電中間子の場合の数値の巾は, 非弾性度を 0.5 ~ 0.6 に変えた場合に対応する.

l-ry	process	analytical	simulation
P	→ P, N (survival)	1	1
P	→ $\pi^\pm$	4.70~5.66 %	5.61 %
$\alpha$	→ P, N	8.17 %	9.42 %
	→ $\pi^\pm$	1.21~1.45 %	1.20 %
CNO	→ P, N	2.44 %	1.77 %
	→ $\pi^\pm$	0.15~0.19 %	0.13 %
$N_e M_g S_l$	→ P, N	2.02 %	2.16 %
	→ $\pi^\pm$	0.11~0.13 %	0.21 %
$F_e$	→ P, N	4.49 %	2.70 %
	→ $\pi^\pm$	0.22~0.34 %	0.35 %
total except (P→P, N)		23.51~24.89 %	23.55 %

で与えられる。従って、求める絶対鉛直強度は

$$I(\Sigma E_\gamma, t) = \frac{1}{\eta(\theta_c) S \Omega T} J_{\text{obs}}(\Sigma E_\gamma, t; \theta < \theta_c) \quad (5)$$

ここで

$$\eta(\theta_c) = \frac{N_{\text{obs}}(\theta < \theta_c)}{N_0} \left(1 + 2 \frac{h}{a} \tan \theta_c\right) \left(1 + 2 \frac{h}{b} \tan \theta_c\right) \quad (6)$$

(6)式が求めるべき検出効率である。つまり、シミュレーションより  $N_{\text{obs}}/N_0$  を計算すれば、ただちに観測量  $J_{\text{obs}}$  から絶対鉛直強度  $I$  をもとめることができる。表(6)に今回のチェンバーデザイン、観測高度に対する検出効率を粒子別、cut off angle 別にまとめる。ただし、二次粒子 ( $\pi^\pm, N, \alpha$ ) の検出効率は一般にはそれらの親粒子の種類にもよるが、 $\pi^\pm$  の場合は一次陽子を親とし、 $N, \alpha$  はそれぞれ、一次陽子、一次  $\alpha$  と同じであるとした。これは我々の高度では図(C-1)を見て分かるように、一次粒子 ( $P, \alpha$ ) と二次フラグメント ( $N, \alpha$ ) では角分布に大きな違いがないためである。さらにこのシミュレーション過程で、観測エネルギー  $\Sigma E_\gamma$  から親粒子のエネルギー  $E_0$  への変換、つまり conversion factor  $\langle x_\gamma \rangle$  も同時に得られる。詳しい計算方法は APPENDIX[D]に示す。 $\langle x_\gamma \rangle$  の数値は表(6)にまとめてある。

#### IV-2) 大気中二次宇宙線の寄与

我々の観測高度 ( $\sim 10 \text{ gr/cm}^2$ ) では、もちろん一次陽子、一次  $\alpha$  粒子の多くは直接的にチェンバーに入射してくるが(前者の場合、荷電変換により中性子となって入射することもある)、同時に重粒子からのフラグメントによる二次核子、二次  $\alpha$  粒子、さらに核衝突により放出される荷電  $\pi$  中間子も入射するので、一次陽子、一次  $\alpha$  粒子の絶対強度を求める場合、それらの寄与に注意しなくてはならない。文献[8]で示したシミュレーションを適用すれば、ただちに得られるが、ここでは一次線に対する二次線の寄与の見通しをよくするため解析的に求め、同時に計算チェックのためシミュレーション計算との比較も行なう。計算の手法は文献[21]に従うので、ここでは結果のみを APPENDIX[A]にまとめる。ただし、文献[21]では  $\alpha$  粒子、及び重粒子のフラグメントにより放出される核子、荷電  $\pi$  中間子、 $\gamma$  線の伝播については言及していないので、一例として APPENDIX[B]に  $\alpha$  粒子のフラグメントに起因する核子の伝播について議論する。

さて観測される nucleon,  $\pi^\pm$  の jets の数は

$$J_{\text{obs},P} = J_P + \sum_{A \geq \alpha} J_{A \rightarrow N} + \sum_{A \geq P} J_{A \rightarrow \pi^\pm} \quad (7)$$

と表せる。ただし  $J_P$  は一次陽子だけでなく、それが大気中核衝突により荷電変換した中性子も含まれているとする。ここで検出効率、有効立体角を考えれば、

$$J_P = \eta_P S \Omega_P T \times I_P \quad (8a)$$

$$J_{A \rightarrow a} = \eta_{A \rightarrow a} S \Omega_{A \rightarrow a} T \times I_{A \rightarrow a} \quad (a = N, \pi^\pm) \quad (8b)$$



表5 我々の観測高度での  $\varepsilon_a$  の具体的数値. ただし, シミュレーションでは process 別に出力計算していないので, (sub-)total だけを示した.

l-ry	process	analytical	simulation
$\alpha$	$\rightarrow \alpha$ (survival)	1	1
CNO	$\rightarrow \alpha$	2.52 %	—
	$\rightarrow A' \rightarrow \alpha$	0.22 %	—
	subtotal	2.74 %	2.59 %
$\text{NeMgSi}$	$\rightarrow \alpha$	1.21 %	—
	$\rightarrow A' \rightarrow \alpha$	0.36 %	—
	subtotal	1.57 %	1.64 %
$\text{Fe}$	$\rightarrow \alpha$	2.23 %	—
	$\rightarrow A' \rightarrow \alpha$	0.71 %	—
	subtotal	2.95 %	2.94 %
total except ( $\alpha \rightarrow \alpha$ )		7.26 %	7.17 %

と書け, 又絶対鉛直強度  $I_P, I_{A \rightarrow N}, I_{A \rightarrow \pi^+}$  の具体的な形は APPENDIX[A]にまとめられている. 従って

$$\frac{J_{\text{obs},P}}{J_P} = 1 + \varepsilon_N + \varepsilon_{\pi^+} \quad (9)$$

$$\varepsilon_a = \sum_{A \geq a, P} \frac{\eta_{A \rightarrow a}}{\eta_P} \frac{\Omega_{A \rightarrow a}}{\Omega_P} \frac{I_{A \rightarrow a}}{I_P} \quad (a = N, \pi^+) \quad (10)$$

$\varepsilon_N$  は,  $\alpha, \text{CNO}, \dots$ 等の一次核のフラグメントに起因する核子強度の割合であり,  $\varepsilon_{\pi^+}$  は, proton,  $\alpha, \text{CNO}, \dots$ 等の一次線が大気核と衝突した際放出される  $\pi^+$  強度の割合である.

図(19)に高度に対する  $\varepsilon_N$  と  $\varepsilon_{\pi^+}$  の変化を示す. この際, 各一次宇宙線成分の大気 top での相対フラックス値が必要であり, エネルギースペクトルの傾きによって若干変化する. ここでは陽子,  $\alpha$  の積分スペクトルの傾きは 1.8, CNO,  $\text{NeMgSi}$  族は 1.7, 鉄核は 1.5 とし, エネルギーは  $E_0 = 10 \text{ TeV/nucleon}$  と固定して計算した. 同図には文献[8]のシミュレーションの結果も示しているが, 解析的な計算とよく一致しているのがわかる. ただし, 解析解とシミュレーションとは, 使用している核衝突のモデル, フラグメント確率が若干違うが (APPENDIX[A]参照), その差は  $\varepsilon_N, \varepsilon_{\pi^+}$  に対してはあまり効いていないようである. 表(4)には我々の観測高度での  $\varepsilon_N, \varepsilon_{\pi^+}$  をいろいろなモードに分けて示すが, 大体 24%前後の contamination があることがわかった.

一方,  $\alpha$  粒子に対する contamination の割合は同様に

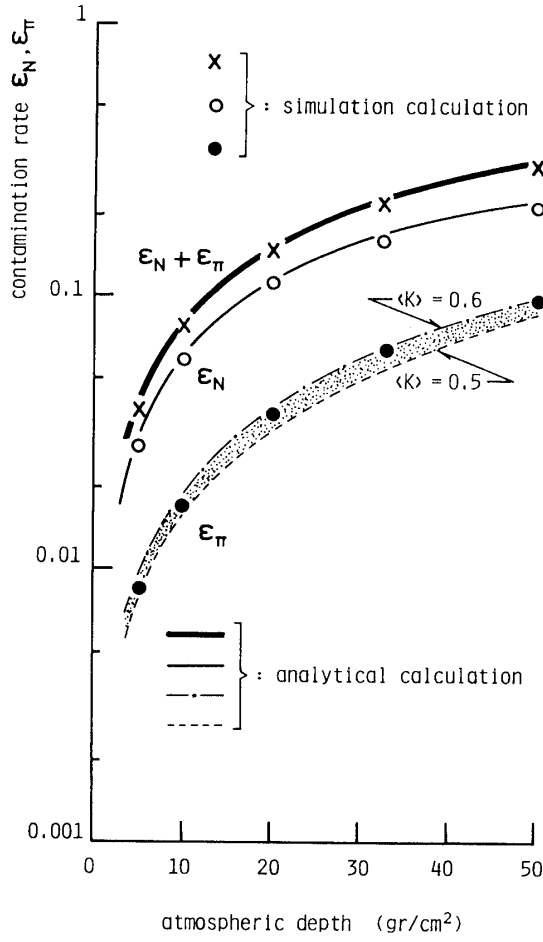


図 19 contamination rate  $\varepsilon_N$ ,  $\varepsilon_{\pi}$  と観測高度  $t$  との相関.  $\langle K \rangle$  は非弾性度の平均値.

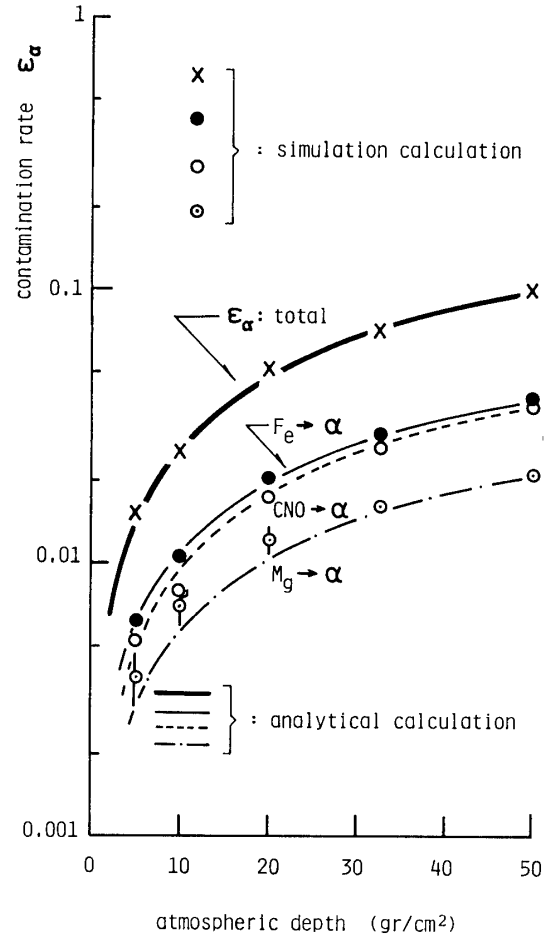


図 20  $\varepsilon_\alpha$  と観測高度  $t$  との相関.

$$J_{\text{obs},\alpha} = J_\alpha + \sum_{A>\alpha} J_{A\rightarrow\alpha} \quad (11)$$

ここで,

$$J_\alpha = \eta_\alpha S \Omega_\alpha T \times I_\alpha \quad (12a)$$

$$J_{A\rightarrow\alpha} = \eta_{A\rightarrow\alpha} S \Omega_{A\rightarrow\alpha} T \times I_{A\rightarrow\alpha} \quad (12b)$$

従って,

$$\frac{J_{\text{obs},\alpha}}{J_\alpha} = 1 + \varepsilon_\alpha \quad (13)$$

$$\varepsilon_\alpha = \sum_{A>\alpha} \frac{\eta_{A\rightarrow\alpha}}{\eta_\alpha} \frac{\Omega_{A\rightarrow\alpha}}{\Omega_\alpha} \frac{I_{A\rightarrow\alpha}}{I_\alpha} \quad (14)$$

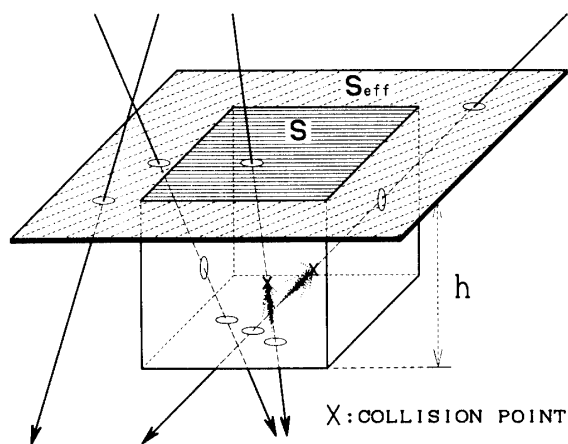
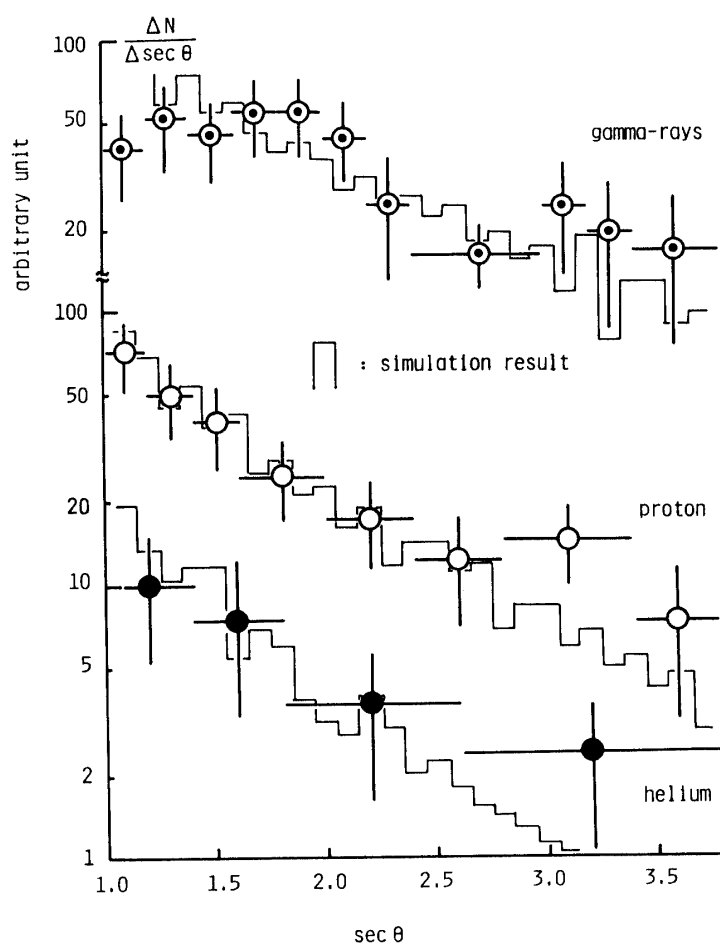


図 21 チェンバーと入射粒子の衝突の概念図。

図 22 入射粒子が  $\gamma$  線 (含電子), 陽子 (含中性子) そして  $\alpha$  粒子の場合の入射角分布の観測データ, 及びシミュレーションによる結果。

$I_{A \rightarrow \alpha}$  の具体的な形は APPENDIX[A] に示す. 図(20)に  $\varepsilon_\alpha$  と観測高度  $t$  との関係を, シミュレーションの結果と共に示す. 表(5)には我々の観測高度での  $\varepsilon_\alpha$  をいろいろなモードに分けて示す. これから大体一次  $\alpha$  粒子以外の寄与は,  $\sim 7\%$  であることがわかった.

#### IV-3) 入射角分布

前節の検出効率の導出の過程で, 我々は有効面積  $S_{\text{eff}}$  上で入射粒子の角分布を (C.4), (C.5) 式に従ってサンプリングした. もちろん, 実際にチェンバー内で観測される粒子の入射角分布はすりぬけ効果等 (鉛直方向ほど大きい) のため, チェンバートップに入射するそれらとは違い, チェンバーの構造, 検出条件によって違ってくる.

図(22)に入射粒子が,  $\gamma$  線, 陽子そして  $\alpha$  粒子の場合の入射角分布の観測データを示し, 同時に前節のシミュレーションによる結果も示す.  $\gamma$  線の入射角分布が  $\sec\theta = 1.0 \sim 1.3$  の領域でやや不一致がみられるが, 大体 consistent である.

### V. 観測結果 (1) —— 一次線組成とエネルギースペクトル ——

#### V-1) 陽 子

IV-1) の結果をもとに, 観測データから 24% の background contribution を差し引くと, 高度  $t = 32.8 \text{ gr/cm}^2$  での一次陽子に起因するジェットの絶対鉛直強度を得る. 陽子の大气中での吸収の m. f. p. を  $\Lambda_p = 110 \text{ gr/cm}^2$ , conversion factor を  $\langle x_\gamma \rangle = 0.257$  とすると, 大気トップでの一次陽子の絶対強度を求めることが出来る. 図(23)の黒丸がそのようなして得られた結果であり, 又同図には他のグループのデータも共に示した. 尚, 大気トップのエネルギースペクトルに直す場合, VI-2) でも示すように一次陽子と観測陽子のエネルギー領域は, 非弾性度による吸収の効果で後者が  $\sim 10\%$  程度小さいので (図(28)参照), それも考慮して求めた.

我々のデータは,  $E_0 \leq 50 \text{ TeV}$  領域での JACEE グループの結果と良く一致しており, Grigorov, Zatsepin らの結果と明らかな矛盾がある. この矛盾の原因は, 絶対エネルギーの較正法, あるいは検出効率の計算法にあると思われる. 又, エネルギーが  $50 \text{ TeV}$  以上の領域では JACEE グループのデータがやや excess しているが, 最近の報告では, それらは単なる揺らぎであり, これまでの総露出量で計算し直すと低エネルギー領域 (数  $\text{TeV} \sim$  数  $10 \text{ TeV}$ ) からの extrapolation と矛盾しないとされている ([9]). この問題については, 第VII章でも間接データとの比較をしながら, いま一度考察する.

これらのいろいろなグループのデータをもとに, 我々は以下のような一次陽子の積分強度を得る.

$$I_P(E_0) = I_P^{(0)} E_0^{-1.82 \pm 0.10} \quad (E_0: \text{TeV}) \quad (15 \text{ a})$$

$$\text{with } I_P^{(0)} = 1.02 \times 10^{-5} \quad (\text{No./cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str}) \quad (15 \text{ b})$$

$$\text{for } E_0 \gtrsim 5 \text{ TeV}$$

尚, 図(23)には,  $\gamma$  線 bundle のエネルギー流  $\Sigma E_\gamma$  から求めた一次陽子の絶対強度も示すが (▲印), それについては VI-3) で述べる.

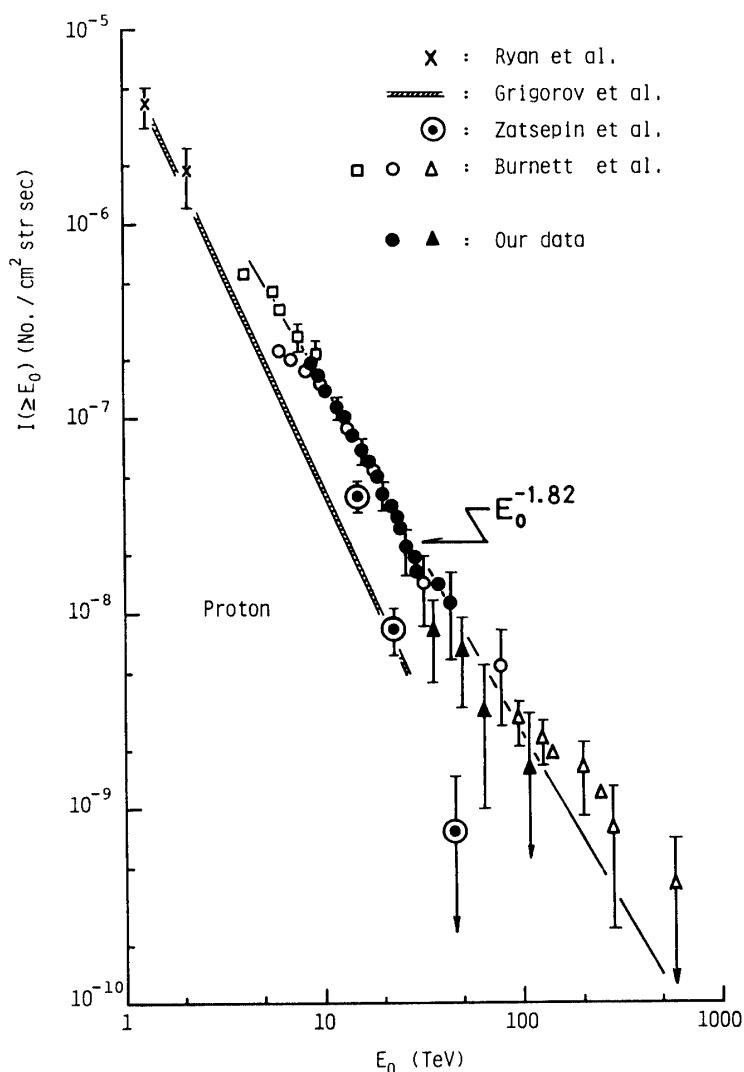
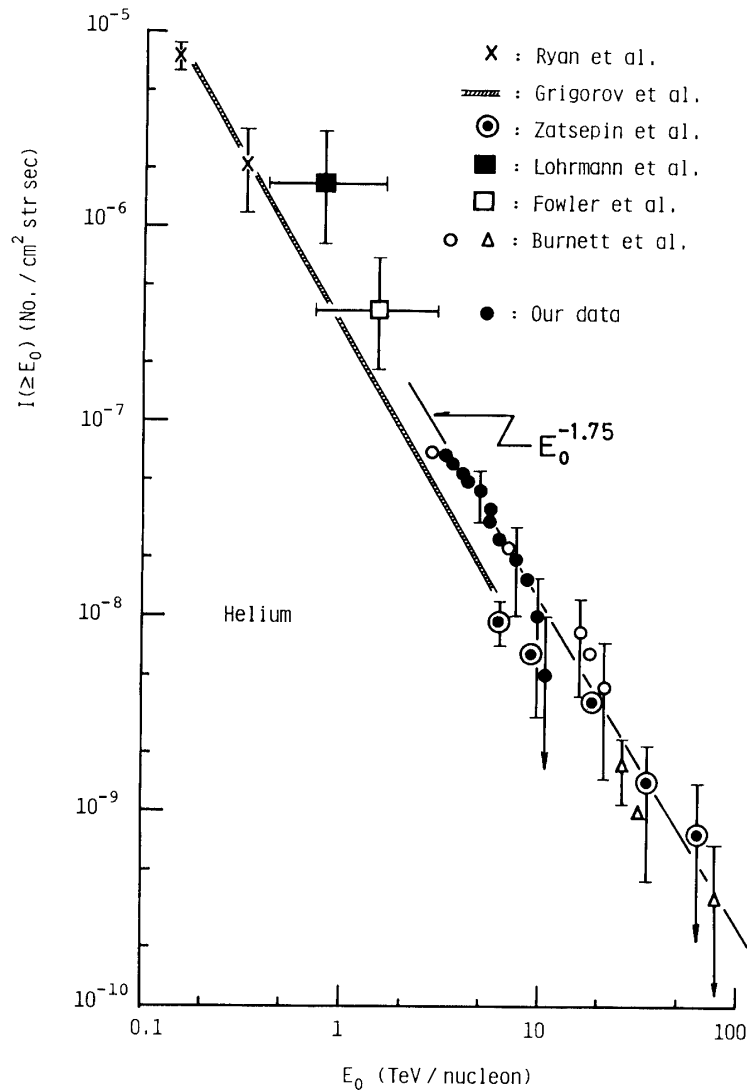


図 23 大気トップでの一次陽子の積分絶対強度。●印は直接的に得たスペクトルであり，▲印は  $\gamma$  線 bundle から得られたデータである。

#### V-2) $\alpha$ 粒子

IV-1)でも示したように、CNO 以上の一次核のフラグメントによって観測される二次的な  $\alpha$  粒子のジェットの混入は  $\sim 7\%$  なので、それらを考慮し、さらに conversion factor として  $\langle x_T \rangle = 0.178$ 、 $\alpha$  の大気中での吸収の m. f. p. として  $51.5 \text{ gr/cm}^2$  を使うことにより、大気トップでの  $\alpha$  粒子の絶対強度を得る。それを図 (24) に示そう。ここでも Grigorov のデータと食い違い、JACEE のデータと consistent である。Zatsepin のデータとは  $\sim 10 \text{ TeV/nucleon}$  以上では一致しているようにみえるが、エネルギーの低いほうではやや違いがみられる。

図24 大気トップでの $\alpha$ 粒子の積分絶対強度。

これらのデータをもとに、大気トップでの $\alpha$ 粒子の絶対強度は以下のように与えられる。

$$I_{\alpha}(E_0) = I_{\alpha}^{(0)} E_0^{-1.75 \pm 0.15} \quad (E_0: \text{TeV/nucleon}) \quad (16 a)$$

$$\text{with } I_{\alpha}^{(0)} = 6.50 \times 10^{-7} \quad (\text{No./cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str}) \quad (16 b)$$

for  $E_0 \gtrsim 3 \text{ TeV/nucleon}$

### V-3) 重粒子 ( $\geq \text{CNO}$ )

今回の観測の規模では高エネルギー領域 ( $\gtrsim \text{TeV/nucleon}$ ) での重粒子の強度はもちろん不十分であるが、図(25)、(26)にCNO核、 $\text{NeMgSi}$ 核、鉄核の鉛直強度をまとめる。ここで conversion factor  $\langle x_r \rangle$ 、検出効率  $\eta$  は、表(6)に示されている値を使った。尚、図

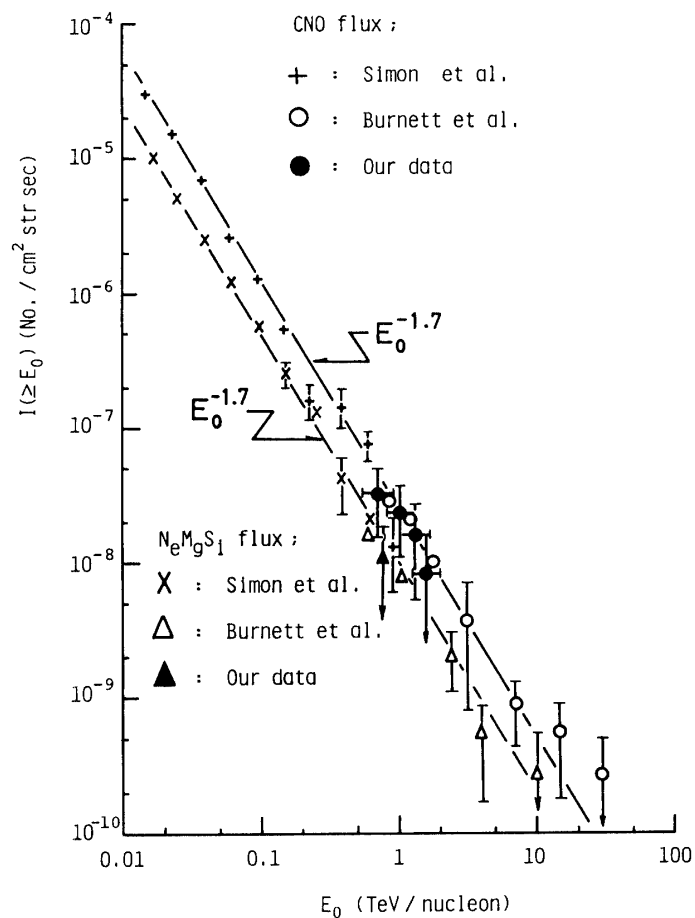
図 25 CNO 核と  $\text{NeMgSi}$  核の積分絶対強度.

表 6 今回のチェンバーデザインに対する conversion factor と検出効率.

particle	conversion factor $\langle \kappa_\gamma \rangle$	detection efficiency $\eta(\theta_c)$	
		$\theta_c = 60^\circ$	$\theta_c = 75^\circ$
p, n	0.257	0.198	0.263
$\alpha$	0.178	0.299	0.361
CNO	0.131	0.461	0.512
$\text{NeMgSi}$	0.108	0.532	0.572
$\text{Fe}$	0.098	0.651	0.678
$\gamma$	1.000	0.586	0.810
$\pi^+$	0.335	0.115	0.200

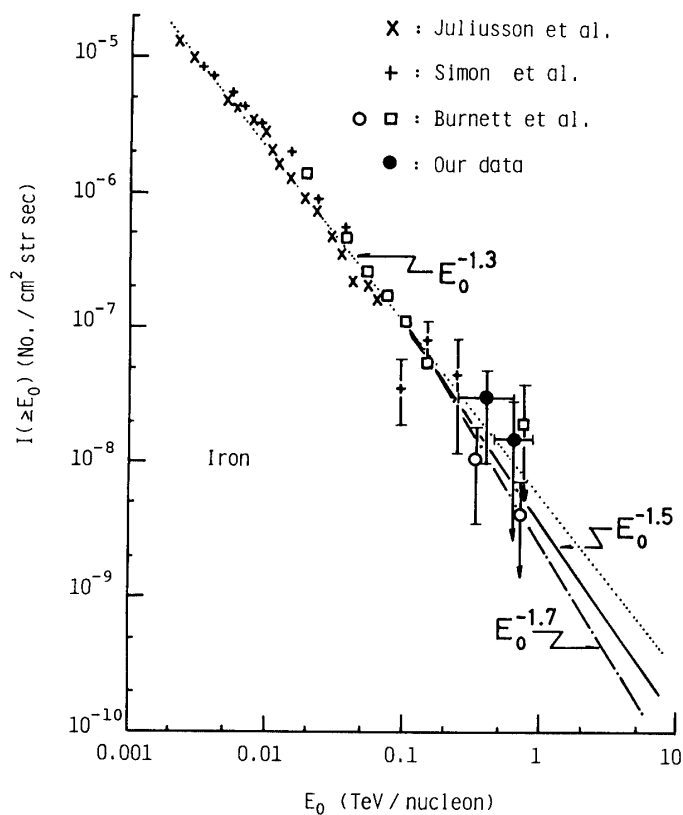


図 26 鉄核の積分絶対強度.

表 7 CNO 核,  $N_eM_gSi$  核, 鉄核に対する積分スペクトルの強度, 傾き, 及びエネルギー範囲.

A	$I_A^{(0)}$ (No./cm <sup>2</sup> sec str)	$\beta_A$	energy range (eV/nucleon)
CNO	$2.55 \times 10^{-8}$	$1.70 \pm 0.10$	$* 10^{10} \sim * 10^{13}$
$N_eM_gSi$	$9.70 \times 10^{-9}$	$1.70 \pm 0.10$	$* 10^{10} \sim * 10^{13}$
Fe	$3.70 \times 10^{-9}$	$1.50 \pm 0.20$	$\geq 10^{11}$

中の我々のデータには, エネルギー決定の揺らぎ  $2\sigma$  (図(18)参照) の幅もつけておいた.

CNO 核,  $N_eM_gSi$  核では, 我々のデータは Simon et al. ([22]), そして JACEE とよく一致しているが, 我々の鉄核はやや excess しているように見える. もちろん, 今少し統計量が必要であるが, 他グループのデータも参考にして絶対鉛直強度を,

$$I_A(E_0) = I_A^{(0)} E_0^{-\beta_A} \quad (E_0: \text{TeV/nucleon}) \quad (17)$$



として表わした場合の  $I_A^{(0)}$ ,  $\beta_A$ , そして有効なエネルギー範囲を表(7)にまとめる。

## VI. 観測結果 (2) — $\gamma$ 線成分と一次線組成 —

### VI-1) 他高度データとの比較

図(27)には我々の観測高度での  $\gamma$  線の微分鉛直強度を示す。同図には Nishimura らのデータ (観測高度 = 9.5 gr/cm<sup>2</sup>; 文献[23]) も我々の高度に規格化して示してある。規格化の際, 核衝突のモデルが explicit に関係してくると両データの比較はあまり意味がないが,  $t \leq 10$  gr/cm<sup>2</sup> の高度では, 以下のように model independent に規格化できる。

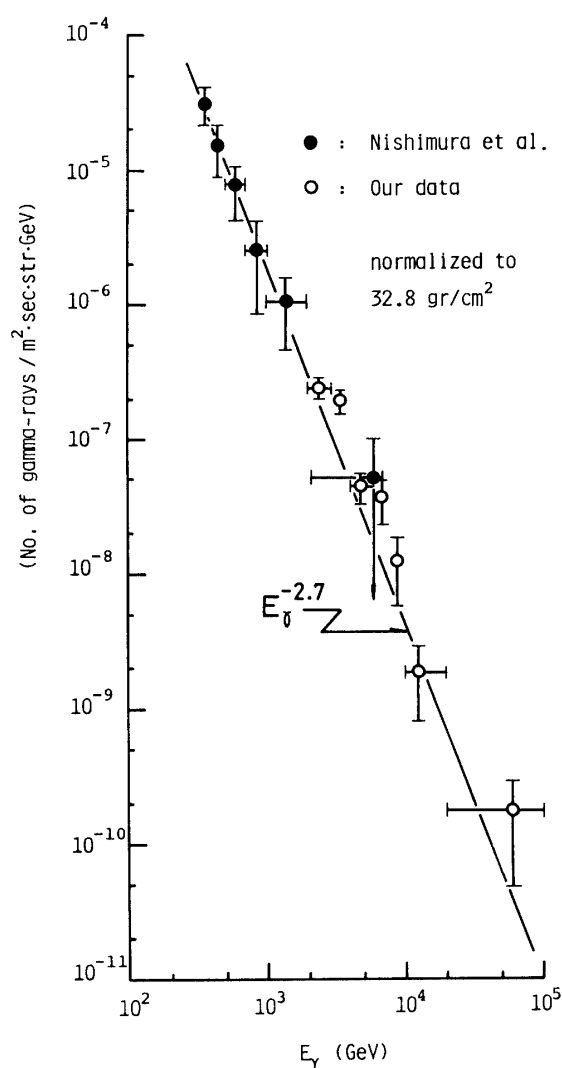


図 27 我々の観測高度 (32.8 gr/cm<sup>2</sup>) での  $\gamma$  線の微分鉛直強度。Nishimura らのデータ (9.5 gr/cm<sup>2</sup>) は, 我々の高度に規格化してある。

$\gamma$  線のフラックスは, APPENDIX[A]にも示したように

$$\underbrace{\langle n_\gamma \rangle_P}_{(a)} \times \underbrace{\frac{t}{\lambda_P}}_{(b)} \times \underbrace{\left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{P\gamma}} + \dots \right]}_{(c)} \times \underbrace{I_P(E, t)}_{(d)} \quad (18)$$

と書ける. ここで各項は

(a): 1回衝突当りの  $\gamma$  線の発生割合 (production rate)

(b): 親粒子の衝突回数

(c): 補正項

(d): 親粒子の数

を意味している. 又,  $\Lambda_{P\gamma}$  は APPENDIX[A]に示されており, 例えば  $\Lambda_P = 110 \text{ gr/cm}^2$ ,  $\beta_P = 1.8$  とすると  $\Lambda_{P\gamma} = 215 \text{ gr/cm}^2$ . 従って, 我々の観測高度 ( $= 32.8 \text{ gr/cm}^2$ ) では上式の補正項は  $\sim 7\%$  程度である.

結局, 観測高度  $t_1, t_2$  ( $t_1 < t_2$ ) での  $\gamma$  線フラックスの相対値  $\nu$  は, 核衝突のモデルに関係した項  $\langle n_\gamma \rangle_P$  は cancel し

$$\nu = \frac{I_\gamma(t_2)}{I_\gamma(t_1)} = \frac{t_2}{t_1} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Lambda_{P\gamma}} + \dots \right) e^{-\Delta t / \Lambda_P} \quad (19)$$

with  $\Delta t = t_2 - t_1$ .

と表わせることがわかった. つまり関係してくる量は, 一次線のスペクトルの傾きと一次線の大気中での吸収の m. f. p. だけである. しかもそれらのパラメータの効き方は,  $\Delta t$  という二次の項に関係しているので, それらの数値のあいまいさはほとんど問題にならず, 結局二つの観測高度の比  $t_2/t_1$  が主要項である.

例えば,  $\beta_P = 1.8$ ,  $\Lambda_P = 110 \text{ gr/cm}^2$ ,  $t_1 = 9.5 \text{ gr/cm}^2$ ,  $t_2 = 32.8 \text{ gr/cm}^2$ , とおくと, 規格因子  $\nu$  は

$$\nu = 2.95 \quad (20)$$

で与えられる. つまり Nishimura らのデータを 2.95 倍したものが, 我々の高度での  $\gamma$  線の強度を与える.

図(27)をみてわかるように, 我々のデータは Nishimura らのデータの延長線上にあり, 傾き  $-2.7$  の直線で fitting すると

$$\frac{\Delta I_\gamma}{\Delta E_\gamma}(t = 32.8 \text{ gr/cm}^2) = \beta_\gamma I_\gamma^{(0)} E_\gamma^{-\beta_\gamma - 1} \quad (E_\gamma: \text{TeV}) \quad (21 a)$$

$$\text{with } \beta_\gamma = 1.70 \quad (21 b)$$

$$\text{and } I_\gamma^{(0)} = 1.21 \times 10^{-7} \quad (\text{No./cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str}) \quad (21 c)$$

ただし我々のデータは、やや excess しているように見えるが、それについては以下の節で議論する。

## VI-2) $\gamma$ 線スペクトルと一次線組成

図(27)にも示したように、我々の  $\gamma$  線エネルギーの観測領域は 2~80 TeV であるが、これらを作り出した親の一次粒子のエネルギー  $E_0$  はもちろんこれよりも相当高いエネルギーを持っているはずである。そこで、各  $\gamma$  線の微分エネルギースペクトルを各 bin に分け、それぞれの bin に入ってくる  $\gamma$  線の一次線の親のエネルギーを文献[8]のシミュレーション法により調べた。それが図(28)である。ただし親のエネルギーの平均値は幾何平均をとった。同図には、観測陽子（含中性子）のエネルギーとそれの親粒子（＝一次陽子）の平均のエネルギーとの相関も示す。

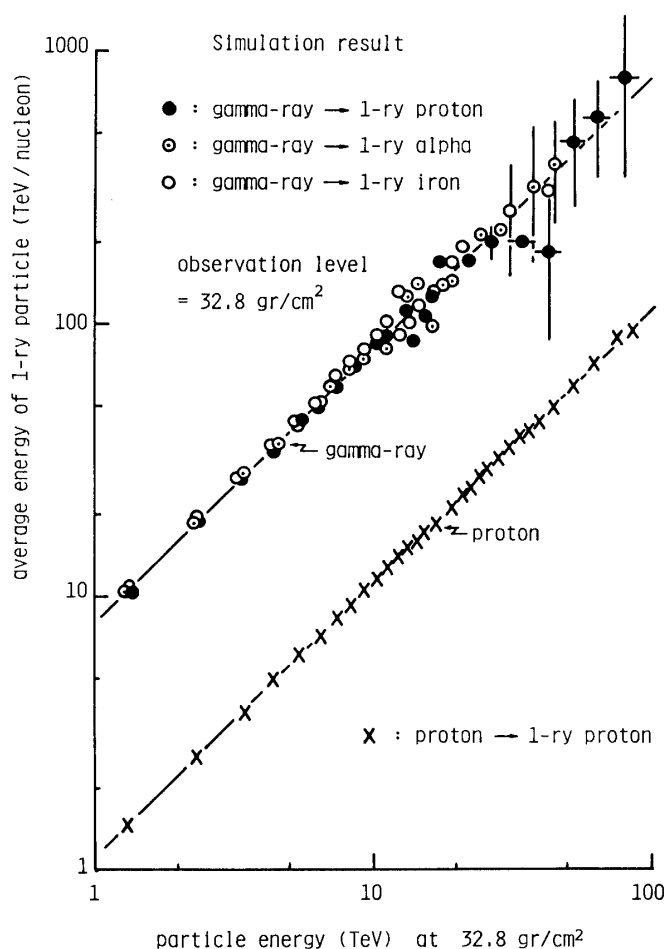


図 28 我々の高度での観測粒子 ( $\gamma$  線と陽子) のエネルギーと、それらを生み出した親の一次線粒子の平均のエネルギーとの相関。観測粒子が  $\gamma$  線の場合には、一次線が陽子 (●),  $\alpha$  (●) そして鉄核 (○) の 3 つの場合について計算した。

これからわかるように、一次核の核子当たりのエネルギーは、観測  $\gamma$  線のエネルギーの約8倍程度であり、従って図(27)のデータは10~200 TeV/nucleon 領域の一次線のエネルギースペクトルを反映している。このように  $\gamma$  線の強度を調べることにより、より高いエネルギー領域の一次核の組成に関する情報を引き出すことができる。

まず一次陽子起源の  $\gamma$  線を考えよう。一次陽子のスペクトルは、図(23)にも示したように~100 TeV 領域まで直接的にはっきりしているので、[15]式を仮定し、APPENDIX[A]に示した方法で我々の観測高度における  $\gamma$  線の鉛直積分強度を求めると

$$I_{P \rightarrow \gamma}(E_\gamma, t=32.8 \text{ gr/cm}^2) = I_P^{(0)} \cdot E_\gamma^{-1.82 \pm 0.05} \quad (22 \text{ a})$$

$$\text{with } I_P^{(0)} = 1.41 \times 10^{-7} \text{ (No./cm}^2 \cdot \text{sec} \cdot \text{str)} \quad (22 \text{ b})$$

図(29)に我々の観測高度における、陽子(荷電交換による中性子も含む)と  $\gamma$  線の鉛直積分強度を示し、同時に上式の期待値も示す。明らかに一次陽子に起因する  $\gamma$  線だけでは、

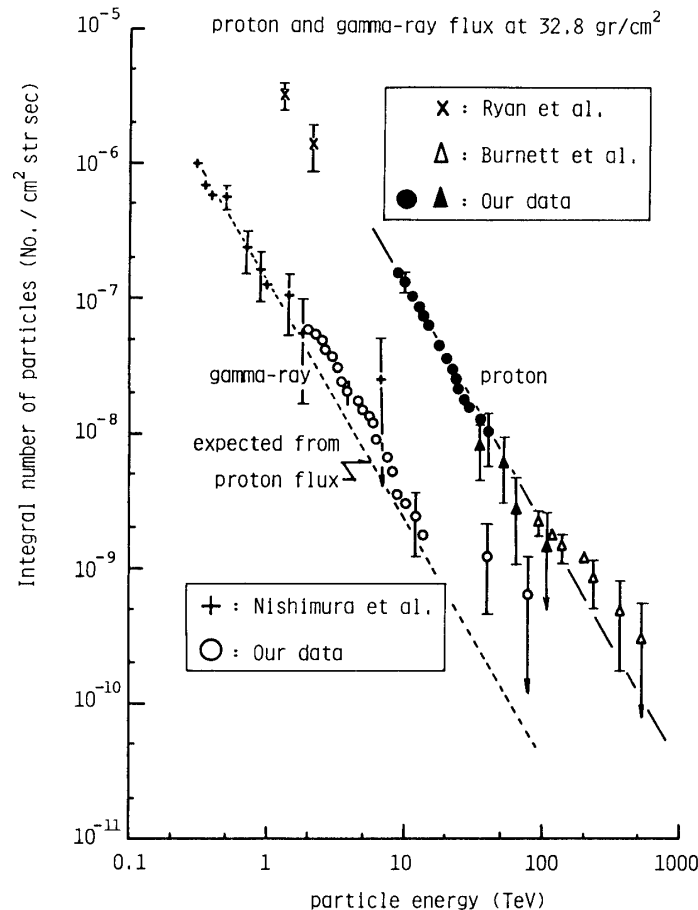


図 29 我々の観測高度 (32.8 gr/cm<sup>2</sup>) における陽子 (荷電交換による中性子も含む) と  $\gamma$  線の積分鉛直強度。点線は陽子の強度 (実線) から期待される  $\gamma$  線の強度。

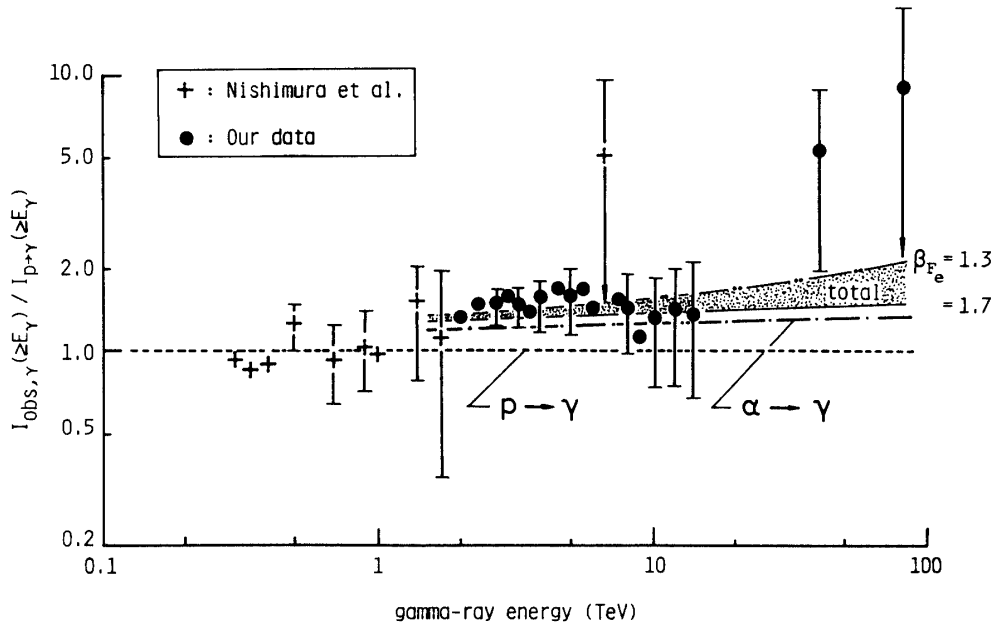


図 30 観測された  $\gamma$  線のフラックス  $I_{\text{obs},\gamma}$  を陽子起源の  $\gamma$  線フラックス  $I_{p \rightarrow \gamma}$  で規格化した量  $I_{\text{obs},\gamma}/I_{p \rightarrow \gamma}$  とエネルギーの相関。total の上限, 下限は鉄核のスペクトル (図 (26)) のベキを 1.3 と 1.7 に仮定した場合に対応する。

観測値を説明出来ない。そこで、見やすくするため観測された  $\gamma$  線のフラックスを (22 a) 式で規格化し、一次陽子以外の一次線からの  $\gamma$  線の寄与を調べる。それを図 (30) に示そう。

図 (30) には、さらに  $\alpha$  粒子からの寄与、重粒子 ( $\geq \text{CNO}$ ) からの寄与も示している。この中で一次  $\alpha$  粒子のスペクトルは、図 (24) にも示しているように、50 TeV/nucleon のエネルギー領域まで直接データがあるので、その推定値には大きな誤りはないと考えてよい。もちろん、 $\alpha$  粒子-空気核衝突におけるモデルのあいまいさは残るが、いくつかの極端な場合 (例えば、 $\langle w \rangle_\alpha = 1$ ) を仮定したとしても、状況は変わらない。

V) でまとめた一次線スペクトルのうち、 $\geq 10$  TeV/nucleon 領域で最も不確定なデータは、 $\text{NeMgSi}$  核と鉄核である。このうち  $\gamma$  線スペクトルに特に効くのは鉄核なので、ここでは鉄核以外の一次線スペクトルについては、前章示した値に固定する。これに対し、鉄核については、図 (26) に示したようにスペクトルの傾きは 1.3~1.7 の範囲で変化させて  $\gamma$  線フラックスへの寄与を調べた。計算方法は APPENDIX [A] にまとめられている。その結果が図中の total 部で示した範囲に対応しており、 $\gamma$  線成分の excess の原因が重粒子成分、特に鉄核からの  $\gamma$  線に起因しているのかもしれない。

### VI-3) $\gamma$ 線 bundle と一次陽子スペクトル

ここでは  $\gamma$  線 bundle の定義として、個々の検出  $\gamma$  線のエネルギーが 1 TeV 以上で、天頂角  $\theta$  と方位角  $\phi$  が測定誤差範囲内 (原子核乾板を使用しているので  $\Delta\theta \lesssim 20^\circ, \Delta\phi \lesssim 50^\circ$ )

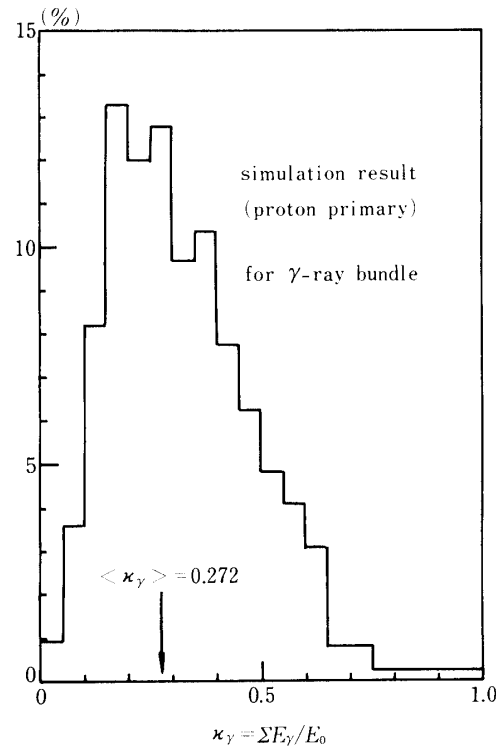


図 31 観測される  $\gamma$  線 bundle のエネルギー和  $\Sigma E_\gamma$  と一次陽子のエネルギー  $E_0$  の比の分布. 平均値は幾何平均である.

で一致する 2 本以上の束とする. 今回の観測でこのような event は 8 例見出され, このうち bundle のエネルギー和  $\Sigma E_\gamma$  が 9 TeV 以上の event は 5 例であった.

さて, この bundle を作り出す親は, どの一次核が効いているのであろうか. 我々の観測高度は  $\sim 30 \text{ gr/cm}^2$  なので, 衝突の m. f. p. を考えると鉄核等の重核はチェンバーよりかなり上空で相互作用を起こし, しかも核子あたりのエネルギーは軽核に比べ小さいので, チェンバーに到達するまでに放出  $\gamma$  線は広がってしまい,  $\gamma$  線 bundle はそれほど観測されないであろう. 実際, 文献[8]のシミュレーションと APPENDIX[D]に示した検出効率を考慮して,  $\Sigma E_\gamma = 9 \sim 50 \text{ TeV}$  の  $\gamma$  線 bundle が検出される割合を一次線別に求めると,

$$p: \alpha: \text{CNO}: \text{M}_e\text{M}_g\text{Si}: \text{Fe} = 1: 0.210: 0.036: 0.023: 0.045 \quad (23)$$

が得られた. この割合は観測エネルギー領域によって変り, エネルギーが大きくなるに従って重核の寄与が大きくなる.

次に, 観測された  $\gamma$  線 bundle の親の一次線エネルギー  $E_0$  はどのくらいの大きさであろうか. これについても同様のシミュレーションにより求めると, 図(31)に示すごとく, local nuclear-interaction の場合の  $\gamma$  線に渡される非弾性度の分布に似た形をしており, これから conversion factor  $\langle \kappa_\gamma \rangle$  を求めると (幾何平均),  $\langle \kappa_\gamma \rangle = 0.272$  が得られた. ただし,

この場合は一次線として陽子を考えた。

観測された  $\Sigma E_\gamma$  フラックス,  $J_{\text{obs}}(\Sigma E_\gamma, t=32.8 \text{ gr/cm}^2)$ , より一次線の絶対強度  $I(E_0, t=0)$  への変換は (5) 式と同様に

$$I(E_0=\Sigma E_\gamma/\langle x_\gamma \rangle, t=0)=\frac{1}{\eta^* S \Omega T} J_{\text{obs}}(\Sigma E_\gamma, t=32.8 \text{ gr/cm}^2) \quad (24)$$

より求めることが出来る。ただしこの場合には、大気中での  $\gamma$  線 bundle の広がり効果による吸収が入ってくるので、 $\eta^*$  は (6) 式とは違い、シミュレーションより陽子の場合につき求めると  $\eta^*=0.414$  が得られた。

このようにして求めたのが、図(23)の▲印である。この際、(23)式にも示したように陽子以外の寄与 31.4% を差し引いてある。もちろん、統計量も少なく、“準”直接的データなので、直接的データ (●印) と同じ重みで見るとはいかないが、大体 100 TeV 領域までスペクトルのはびているようである。

## VII. ま と め

比較的低高度 ( $\sim * 10 \text{ gr/cm}^2$ ) での気球実験により、我々はチェンバーに直接到達した一次宇宙線 ( $p, \alpha, \text{CNO}, \dots$ ) と同時に、それらが大気中で作り出した  $\gamma$  線 (及び bundle) を多数観測した。よく知られているように、山上高度 ( $\geq 500 \text{ gr/cm}^2$ ) では高エネルギー  $\gamma$  線成分 ( $\geq * \text{TeV}$ ) の source は、一次線の組成比に関係なく圧倒的に陽子であることが知られている。これは大気というフィルターが重核に起因するガンマ線を吸収するためである。これに対し、我々の観測高度ではフィルターが薄い為、陽子以外の一次核 ( $\alpha$ , 鉄核,  $\dots$ )

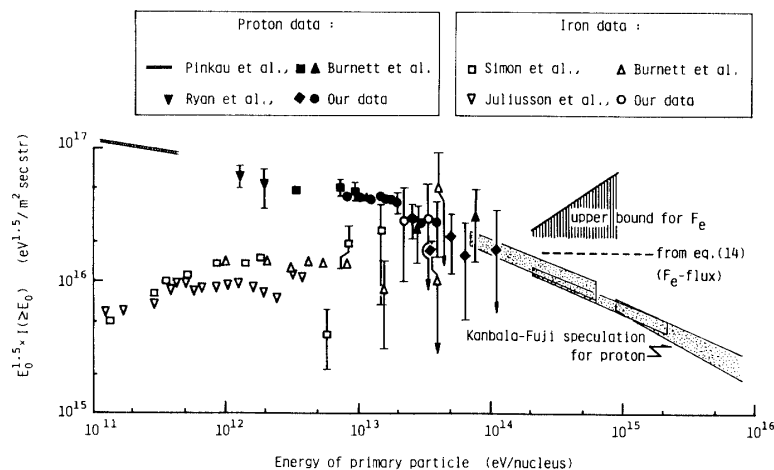


図 32 一次陽子と鉄核のフラックスに関するいろいろなグループのデータ。縦軸のフラックスには一次粒子のエネルギーの1.5乗をかけてある。

からの  $\gamma$  線も効いており、特に鉄核のスペクトルの傾きによっては陽子以上の source にもなりうる事が予想される。実際VI-2)でも示したように、観測された $\sim 10$  TeV 領域の  $\gamma$  線フラックスを説明するためには、同時に直接観測された陽子と  $\alpha$  からだけでは不十分であり、鉄核を  $0.1$  TeV/nucleon から  $1.3\sim 1.5$  程度のスペクトルの傾きで extrapolation させてもよさそうである。ただし今回の観測では、鉄核がもっとも効く ([8]) hadron bundle ( $p, n, \alpha$ ) が一例も観測されていないので、あまり大きく extrapolation させることは出来ず、後述するように上限値を考えなくてはならない。

さて、図(32)に我々の観測した陽子と鉄核のスペクトルをこれまでの他グループの結果と共にまとめよう。ただし縦軸は粒子エネルギーの  $1.5$  乗をかけてある。又図(23)にみられる JACEE グループの  $\geq 100$  TeV 領域の陽子データは、V-1)でも述べたようにこれまでの総露出量で計算すると図のように abundant になっていないとの報告([9])があるため、ここでは保留しておいた。

この図からわかるように、直接観測により得られた陽子成分と鉄核成分は $\sim 100$  TeV/nucleus 領域で交錯しているようであり、これを信用する限りいわゆる rigidity cut off model を支持している。もちろん  $\geq 10$  TeV/nucleus 領域での鉄核の直接観測データのバラツキが大きいためこの段階では断定出来ないが、 $\gamma$  線スペクトルの観測結果から推定される鉄核のスペクトル(点線で示す)は陽子成分との交錯を支持している。又、前述したように、我々の観測から hadron bundle が検出されなかったことから、図に示すように鉄核に対する上限領域がシミュレーションより得られ、少なくとも  $1.3$  乗のベキで低エネルギー領域から延長させることは出来ない。逆に、hadron bundle (特に  $\alpha$  を伴った)を検出することの重要性がこの図からも理解でき、数例の検出でも  $\geq 100$  TeV/nucleus 領域での鉄核フラックスに対する様相(あるいは制限)を与える事が出来る。

図[32]には、最近の山上エマルジョンチェンバー実験([5])から間接的に推定された陽子フラックスも示したが、我々の観測結果と overlap しており、Pinkau ら([27])のエネルギー領域( $\sim 0.1$  TeV)も含めて全体的にみると、ベキが $-1.6\sim -2.0$ に変化しているようである。もちろん、間接的データには常に核衝突モデルの曖昧さが付きまとうので、比較的モデル依存性の少ない“準”直接的方法により数  $100$  TeV/nucleus 領域を押えておくことが今後必要であろう。

本論文では、total flux については言及していないが、重粒子検出に主眼をおいた最近の気球観測([34])の結果により $\sim 100$  GeV/nucleon 領域の一次核がかなり期待されるので、その解析結果をもとに近日中に報告するつもりである。

## 謝 辞

この実験を遂行するにあたり、宇宙科学研究所気球工学部門スタッフの方々には並々ならぬご協力をいただき、深く感謝いたします。又チェンバーの組み立て、現像に関しては、宇宙線研エマルジョン部の方々に協力していただき感謝します。論文をまとめるにあたっては、尾形健氏(宇宙線研)、富永孝宏氏(Louisiana State Univ.), 普喜満生氏(松商短大)と議論していただいた。あらためて感謝いたします。



**APPENDIX[A]**——大気上空での二次宇宙線のフラックス—— 二次宇宙線  $a$  のフラックスを求める場合、一次線  $A$  が空気核と衝突して  $a$  粒子を放出(多重発生又はフラグメント)する割合 (production rate)  $\langle n_a \rangle_A$  が必要であるが、多重発生の場合には、以下の量を導入すると便利である。

$$\Phi(\beta) = \int_0^1 x^\beta \cdot \phi(x) dx \quad (\text{A.1})$$

$\beta$  は一次核のエネルギースペクトルの傾き ( $\sim 1.8$ ) であり、 $\phi(x)$  は核子-核子衝突で生ずる  $\pi$  中間子の一体分布関数であり、例えば

$$\phi(x) = \phi_0 \frac{(1-x)^4}{x} \quad (\text{A.2})$$

とすると ([28])

$$\Phi(\beta) = \phi_0 \frac{\Gamma(\beta) \cdot \Gamma(5)}{\Gamma(\beta+5)} \quad (\text{A.3})$$

$\Phi(1)$  は非弾性度の平均値  $\langle K \rangle$  ( $\sim 0.5$ ) であるから  $\phi_0 = 5 \langle K \rangle \simeq 2.5$ , 従って  $\beta = 1.8$  とすれば  $\Phi(\beta = 1.8) \simeq 0.113$  程度の大きさである。本論文では、解析的計算は (A.2) 式で行なったが、シミュレーションではより加速器データに忠実な一体分布を用いている ([8])。

いま、一次陽子の深さ  $t$  での鉛直強度を

$$I_P(E_0, t) = I_P^{(0)} E_0^{-\beta_P} e^{-t/\Lambda_P} \quad (\text{A.4})$$

とすると ( $\Lambda_P$  は吸収の m. f. p.), 深さ ( $t, t + \Delta t$ ) での  $\pi^\pm$  中間子の発生数(エネルギーの範囲は  $(E, E + \Delta E)$ ) は,

$$\begin{aligned} & \frac{2}{3} \int_E^\infty dE_0 \frac{dI_P}{dE_0} \phi\left(\frac{E}{E_0}\right) \frac{\Delta E}{E_0} \frac{\Delta t}{\lambda_P} \\ &= \langle n_\pi \rangle_P \frac{\Delta t}{\lambda_P} \frac{dI_P(E, t)}{dE} \Delta E \quad \text{with} \quad \langle n_\pi \rangle_P = \frac{2}{3} \Phi(\beta_P) \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

で与えられる。表(A-1)に親粒子  $A$  と観測粒子  $a$  のいろいろな組み合わせに対し、 $\langle n_a \rangle_A$  の形をまとめる。ここに  $\langle w \rangle_A$  は一次核  $A$  と空気核と衝突の際の平均の反応核子(wounded nucleon)の割合で、Glauber 近似 ([29]) では、核子-空気核,  $A$  核-空気核の衝突の断面積の比

$$\langle w \rangle_A \simeq \frac{\sigma_{N-\text{air}}}{\sigma_{A-\text{air}}} \quad (\text{A.6})$$

で与えられる。例えば、 $\langle w \rangle_A$  は  $\alpha$  粒子-鉄核に対し、 $2/3 \sim 1/5$  程度に変化する。又、表中  $P_{Aa}(A > \alpha)$ ,  $P_{AX}(A > X > \alpha)$  は、それぞれ  $A$  核と空気核との衝突における  $\alpha$  の平均発生数とフラグメント核  $X$  へのフラグメント確率である。表(A-2)に Waddington ([30]) らによって得られた結果をまとめる。ただしシミュレーション計算の場合使用しているフラ

表 A-1 親粒子  $A$  と観測粒子  $a$  のいろいろな組み合わせに対する  $\langle n_a \rangle_A$  (production rate) の具体的表現. ここで  $\langle w \rangle_p = 1$  とし,  $\langle n_a \rangle_A$  中の  $A$  は粒子  $A$  に対応した質量数とする.

A	a	$\langle n_a \rangle_A$
$A(\geq p)$	$\pi^\pm$	$\frac{2}{3} A \langle w \rangle_A \Phi(\beta_A)$
	$\gamma$	$\frac{1}{\beta_A + 1} \langle n_{\pi^\pm} \rangle_A$
$A(\geq \alpha)$	p, n	$A \left[ 1 - \frac{\langle w \rangle_A \lambda_P}{\Lambda_P} \right]$
$A(> \alpha)$	$X(\geq \alpha)$	$P_{AX}$

表 A-2 Waddington らによって得られたフラグメント確率  $P_{AX}$  の具体的数値.  $X = \alpha$  の時は,  $\alpha$  の平均の発生数を意味している.

$\begin{matrix} A \\ a \end{matrix}$	L (Z = 3~5)	M (Z = 6~9)	LH (Z = 10~15)	MH (Z = 16~19)	VH (Z = 20~26)
$\alpha$	$0.61 \pm 0.11$	$0.72 \pm 0.06$	$0.77 \pm 0.10$	$1.17 \pm 0.19$	$1.71 \pm 0.10$
L	$0.11 \pm 0.04$	$0.24 \pm 0.03$	$0.21 \pm 0.04$	$0.17 \pm 0.05$	$0.24 \pm 0.03$
M	-----	$0.17 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.06$	$0.20 \pm 0.06$	$0.17 \pm 0.02$
LH	-----	-----	$0.16 \pm 0.04$	$0.42 \pm 0.09$	$0.22 \pm 0.03$
MH	-----	-----	-----	$0.06 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.02$
VH	-----	-----	-----	-----	$0.17 \pm 0.02$

グメント確率は Silberberg ら ([31]) の数値を使用している. 又, 核子-空気核, 原子核-空気核衝突の断面積については APPENDIX [D] で議論する.

表 (A-1) にまとめられた production rate  $\langle n_a \rangle_A$  を使えば, 一次線核  $A$  を起源とする観測粒子  $a$  の深さ  $t$  での鉛直強度は

$$I_{A \rightarrow a}(E, t) = \langle n_a \rangle_A \frac{t}{\lambda_A} G_{A \rightarrow a}(t) I_A(E, t) \quad (\text{A.7})$$

$$\text{with } I_A(E, t) = I_A^{(0)} E^{-\beta_A} e^{-t/\Lambda_A} \quad (\text{A.8})$$

と極めて一般的に表現できる. ただし  $\pi^\pm$  中間子と空気核との衝突によって生じる二次粒子は, エネルギー的に低く無視できるのでここでは考えていない. ここで  $\lambda_A, \Lambda_A$  はそれぞれ  $A$  粒子の大気中での衝突と吸収の m. f. p. である. 以後  $\lambda$  と  $\Lambda$  は, 常に衝突と吸収の m.

f. p. に対応させる.  $G_{A \rightarrow a}(t)$  は大気トップでは 1 であるが, 一般に  $A, a$  粒子の衝突と吸収の m. f. p. に関係しており, 又,  $A$  が  $\alpha$  粒子以上の核であれば,  $\langle w \rangle_A, P_{AX}$  も関係してくる.  $G_{A \rightarrow a}(t)$  の具体的な形を表(A-3)にまとめる. 尚,

$$N_1(s) = M(s)\sqrt{s} + H_2(s), \quad N_2(s) = -M(s)\sqrt{s} + H_1(s) \quad (\text{A.9})$$

であり,  $\lambda_i(s), H_i(s) (i=1,2), M(s)$  はよく知られたカスケード関数である. (例えば[32]参照)

表 A-3 いろいろな一次線親粒子  $A$  と観測粒子  $a$  に対する  $G_{A \rightarrow a}(t)$  の具体的表現. ここで,  $G_0(x) = (e^x - 1)/x$ ,  $G_1(x, y) = [G_0(x) - G_0(y)]/(x - y)$ ,  $G(x, y; z) = G_0(x) + zG_1(x, y)$ .

A	a	$G_{A \rightarrow a}(t)$	variables
P	$\pi^\pm$	$G_0(\frac{t}{\Lambda_{P\pi}}) \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{P\pi}} + \dots$	$\frac{1}{\Lambda_{Aa}} = \frac{1}{\Lambda_A} - \frac{1}{\Lambda_a}$
	$\gamma, e$	$\sum_{i=1}^2 N_i(\beta_P) G_0(\frac{t}{\Lambda_{P\gamma, i}}) \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{P\gamma}} + \dots$	$\frac{1}{\Lambda_{A, ab}} = \frac{1}{\Lambda_{Aa}} + \frac{1}{\Lambda_{Ab}}$
$A(\geq \alpha)$	$\pi^\pm$	$G_1(\frac{t}{\Lambda_{A\pi}}, \frac{t}{\Lambda_{AP}}) \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{A, P\pi}} + \dots$	$\frac{1}{\Lambda_{\gamma(s)}} = - \sum_{i=1}^2 N_i(s) \lambda_i(s)$
	$\gamma, e$	$\sum_{i=1}^2 N_i(\beta_A) G_1(\frac{t}{\Lambda_{A\gamma, i}}, \frac{t}{\Lambda_{AP}}) \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{A, P\gamma}} + \dots$	$\frac{1}{\Lambda_{A\gamma, i}} = \frac{1}{\Lambda_A} + \lambda_i(\beta_A)$
$\alpha$	p, n	$G_0(\frac{t}{\Lambda_{\alpha p}}) \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{\alpha p}} + \dots$	$\frac{1}{\lambda_{AA', X}} = P_{AA'} \frac{\langle n_X \rangle_{A'}}{\langle n_X \rangle_A} \frac{1}{\lambda_A}$
$A(> \alpha)$	X (p, n, $\alpha, \dots$ )	$\sum_{A'} G(\frac{t}{\Lambda_{AX}}, \frac{t}{\Lambda_{AA'}}, \frac{t}{\lambda_{AA', X}}) \simeq 1 + \frac{1}{2} \frac{t}{\Lambda_{AX}^*} + \dots$	$\frac{1}{\Lambda_{AX}^*} = \frac{1}{\Lambda_{AX}} + \sum_{A'} \frac{1}{\lambda_{AA', X}}$

## APPENDIX[B]—— $\alpha$ 粒子からのフラグメント核子の伝播——

いま高度  $t$  での一次  $\alpha$  粒子の鉛直強度を

$$I_\alpha(E, t) = I_\alpha^{(0)} E^{-\beta_\alpha} e^{-t/\Lambda_\alpha} \quad (\text{B.1})$$

$$\text{with } \frac{1}{\Lambda_\alpha} = \frac{1 - P_{aa}}{\lambda_\alpha} \quad (\text{B.2})$$

とする. ここで,  $E$  は核子当たりのエネルギーであり, 又  $P_{aa}$  は  $\alpha \rightarrow \alpha$  のフラグメント確率で, Waddington ([30]) らによると 5~10% 程度の大きさである. 従って, Hagen-Watts ([33]) の断面積の公式(D.1)から期待される衝突の m. f. p.,  $\lambda_\alpha = 48.85 \text{ gr/cm}^2$ , を使うと

$$\Lambda_\alpha = 51.5 \text{ gr/cm}^2 \quad (\text{B.3})$$

を得る.

$\alpha$  と空気核との衝突により 4 ケの核子が放出されるが、そのうち  $w$  ケ ( $0 \leq w \leq 4$ ) が空気核内の核子と相互作用を起こし (反応核子と呼ばれている: wounded nucleons), 残りの  $(4-w)$  ケの核子 (spectator nucleons) はすりぬけるとする. 又, そのような確率を  $P_{w/\alpha}$  とする.

$\alpha$  に起因する核子の鉛直強度を  $I_{\alpha \rightarrow N}(E, t)$  とし, それに対する拡散方程式をつくると

$$\begin{aligned} \Delta I_{\alpha \rightarrow N} = & -\frac{\Delta t}{\Lambda_N} I_{\alpha \rightarrow N} + \frac{\Delta t}{\lambda_\alpha} \sum_{w=0}^4 P_{w/\alpha} \{ (4-w) I_\alpha \\ & + w \int_0^1 I_\alpha \left( \frac{E}{1-K}, t \right) \eta_N(K) dK \} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

ここで,  $\Lambda_N (= \Lambda_P)$  は核子の吸収の m. f. p.,  $\eta_N(K)$  は, 核子—空気核衝突における非弾性度分布である.

$I_{\alpha \rightarrow N} \propto E^{-\beta_\alpha}$  とおけば, (B.4) 式は, ただちに以下のように書ける.

$$\left( \frac{d}{dt} + \frac{1}{\Lambda_P} \right) I_{\alpha \rightarrow N} = \langle n_N \rangle_\alpha \frac{1}{\lambda_\alpha} I_\alpha \quad (\text{B.5})$$

$$\text{with } \langle n_N \rangle_\alpha = 4 \left\{ 1 - \langle w \rangle_\alpha \frac{\lambda_P}{\Lambda_P} \right\} \quad (\text{B.6})$$

$$\text{and } \langle w \rangle_\alpha = \frac{1}{4} \sum_{w=0}^4 w \cdot P_{w/\alpha} \quad (\text{B.7})$$

$\langle w \rangle_\alpha$  は,  $\alpha$  粒子と空気核の衝突の場合の平均の wounded nucleon の割合で, Glauber 近似では [A.6] 式のように書き表される.

(B.5) 式はただちに解けて,

$$I_{\alpha \rightarrow N}(E, t) = \langle n_N \rangle_\alpha \frac{t}{\lambda_\alpha} G_{\alpha \rightarrow N}(t) I_\alpha(E, t) \quad (\text{B.8})$$

$G_{\alpha \rightarrow N}(t)$  の具体的な形は APPENDIX [A] の表 (A-3) にまとめられている.

#### APPENDIX [C] —— 入射角分布と有効立体角 ——

大気のトップにおいては, もちろん一次粒子の種類に関係なく有効全立体角は

$$\Omega = \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \cos \theta d\Omega = \pi \quad (\text{C.1})$$

であり, 入射角分布は上式の被積分関数で与えられる.  $\cos \theta$  の項はチェンバーが horizontal に置かれているためである.

さて, 一次核  $A$  を起源とする観測粒子  $a$  の有効全立体角を深さ  $t$  で考えよう.  $a = A$  の場合には, 一次核の吸収の m. f. p. を  $\Lambda_A$  とすると, 傾き  $\theta$  の場合の減衰は  $\exp\{-t/\Lambda_A \cos \theta\}$  であるから, ただちに有効全立体角は

$$\Omega_A(t) = \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \omega_A(\cos \theta, t) \cos \theta d\Omega \quad (\text{C.2 a})$$

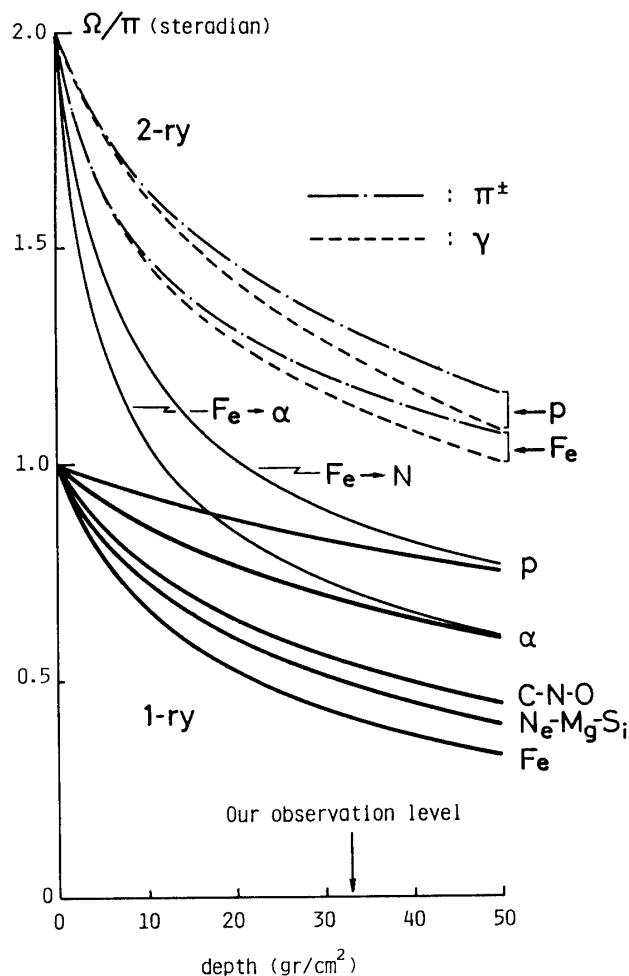


図 C-1 いろいろな一次核，及びそれらを親とする二次粒子に対する有効全立体角の高度変化。

$$\omega_A(x, t) = \exp\left\{-\frac{t}{\Lambda_A}\left(\frac{1}{x}-1\right)\right\} \quad (\text{C.2 b})$$

で与えられる。

次に  $a \neq A$  の場合を考える。APPENDIX[A]に深さ  $t$  での鉛直強度がまとめられているので、 $t$  に関する部分のみを書き出し、さらに  $t \rightarrow t/\cos\theta$  で置き換えればただちに

$$\Omega_{A \rightarrow a}(t) = \int \int_{\Omega \leq 2\pi} \omega_{A \rightarrow a}(\cos\theta, t) d\Omega \quad (\text{C.3 a})$$

$$\omega_{A \rightarrow a}(x, t) = \omega_A(x, t) \cdot \frac{G_{A \rightarrow a}(t/x)}{G_{A \rightarrow a}(t)} \quad (\text{C.3 b})$$

この際、 $\theta=0$  で被積分項は 1 になるようにしておかなくてはならないので余分の項がつけ加わっている。図(C-1)にいろいろな一次核，及びそれを親とする二次粒子に対する有効全

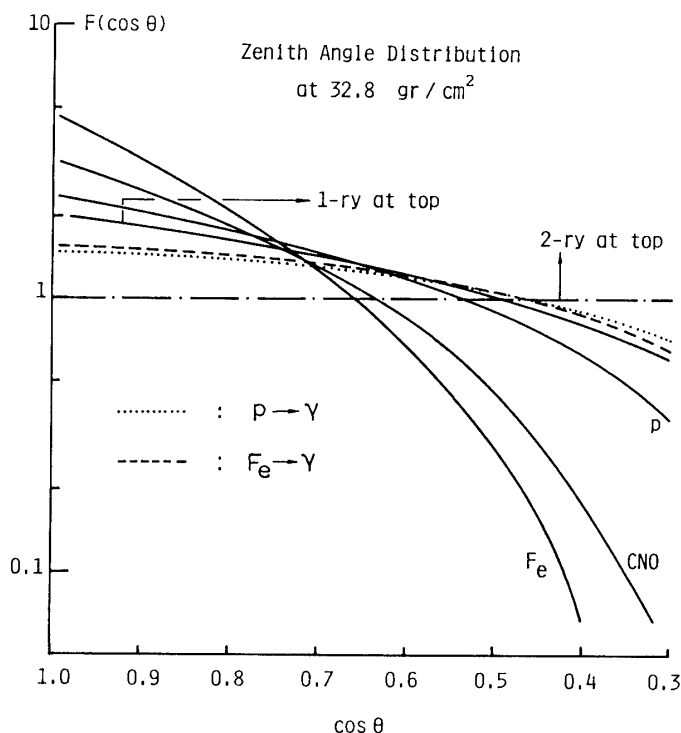


図 C-2 我々の観測高度 (32.8 gr/cm<sup>2</sup>) での、幾つかの観測粒子の入射角分布。

立体角を示す。ここで(C.2)と(C.3)式の顕著な違いは、後者の観測粒子(二次粒子)は深さに比例する項  $t/\lambda_A$  が現われるために  $\cos \theta$  の項が cancel し、従って大気トップでの有効立体角は  $2\pi$  steradian になる。

入射角分布は、(C.2 a)と(C.3 a)式の被積分項で与えられ、規格化も考えれば、一次核  $A$ 、と二次粒子  $a$  (親は  $A$ ) に対し以下のように書ける。

$$F_A(\cos \theta, t) d\Omega = \frac{\omega_A(\cos \theta, t)}{\Omega_A(t)} \cos \theta d\Omega \quad (\text{C.4})$$

$$F_{A \rightarrow a}(\cos \theta, t) d\Omega = \frac{\omega_{A \rightarrow a}(\cos \theta, t)}{\Omega_{A \rightarrow a}(t)} d\Omega \quad (\text{C.5})$$

図(C-2)に、我々の観測高度での入射角分布をいくつかの観測粒子に対し示す。これは検出効率の計算を行なう際必要である。

#### APPENDIX[D]——チェンバー内での核衝突シミュレーション

本文の図(20)に示したように、先ず最初に  $S_{\text{eff}}$  上の一点  $(x, y)$  をサンプリングし、入射方向  $(\theta, \phi)$  を(C.4), (C.5)式に従ってサンプリングする。もちろん  $\theta > 75^\circ$  であればこの段階でその event はすてる(ただし全統計量  $N_0$  の中には含めなくてはならない)。図(D-1)に

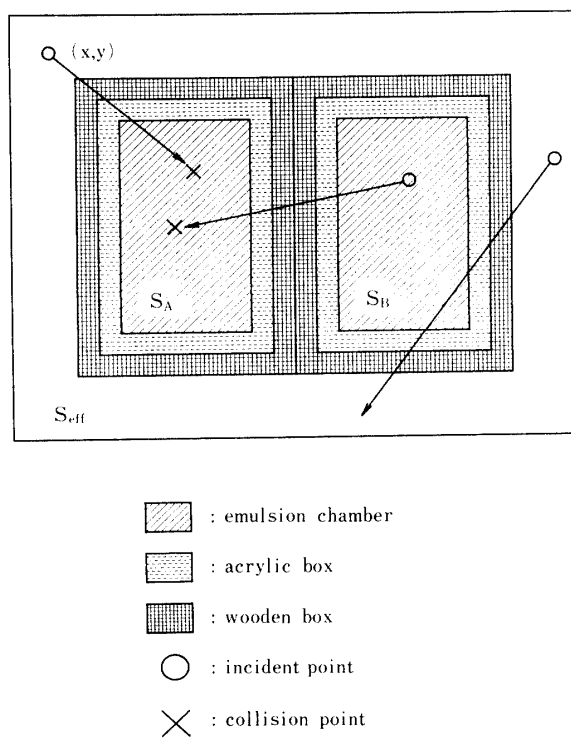


図 D-1 チェンバーを真上から見た配置とサンプリングの様子。

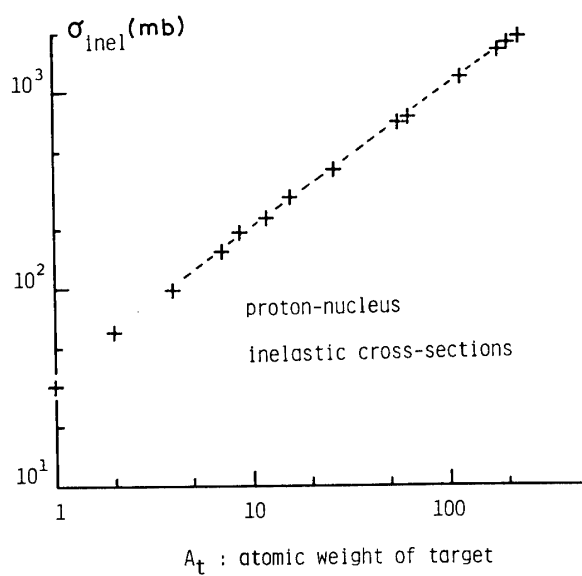


図 D-2 核子-原子核の場合の衝突の断面積の実験データ。

チェンバーの真上からみた配置とサンプリングの様子を示す。

次に我々は，チェンバー配置，チェンバー構造に従って衝突点をサンプリングする．この際，木箱，アクリル暗箱の位置関係も考慮する．衝突の断面積は，核子－原子核の場合，図(D-2)に示すように実験データ ([35]) を内挿し，原子核－原子核衝突の場合は Hagen Watts の公式 ([33])

$$\sigma_{AB} = \pi r_0^2 [A^{1/3} + B^{1/3} - \zeta]^2 \quad (\text{D.1})$$

$$\text{with } r_0 = 1.29 \times 10^{-13} \text{ cm} \quad (\text{D.2 a})$$

$$\text{and } \zeta = 1.189 \exp\{-0.05446 \text{ Min}(A, B)\} \quad (\text{D.2 b})$$

を使用した．ただし， $A, B$  はそれぞれ入射核及びターゲット核の質量数である．

衝突点がチェンバー本体内部，あるいは衝突後の粒子がチェンバー本体内部を通過する場合にはとりあえず event として採用し，粒子発生（多重発生又はフラグメント）のシミュレーションを行なう．核衝突の詳しいモデルは文献[8]に述べられている．ただし本論文では，wounded nucleon の平均の割合  $\langle w \rangle_A$  は Glauber 近似(A.6)式で行ない，その分布は

$$E_A(w)dw = g_A w^{g_A-1} dw \quad \text{with } g_A = \frac{\langle w \rangle_A}{1 - \langle w \rangle_A} \quad (\text{D.3})$$

であるとした． $w$  のサンプリングにより，反応核子数は

$$N_w = A \cdot w \quad (\text{D.4})$$

より決まる．

実際の event の採用条件は， $\gamma$  線成分のエネルギー和  $\Sigma E_\gamma$  が 2 TeV 以上なので，それ以

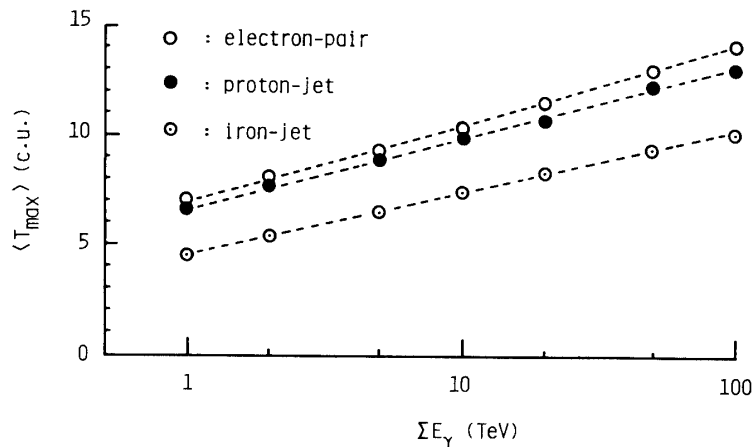


図 D-3 電子数が最大になるシャワーの平均の深さ  $\langle T_{\max} \rangle$  と入射エネルギー  $\Sigma E_\gamma$  との相関．



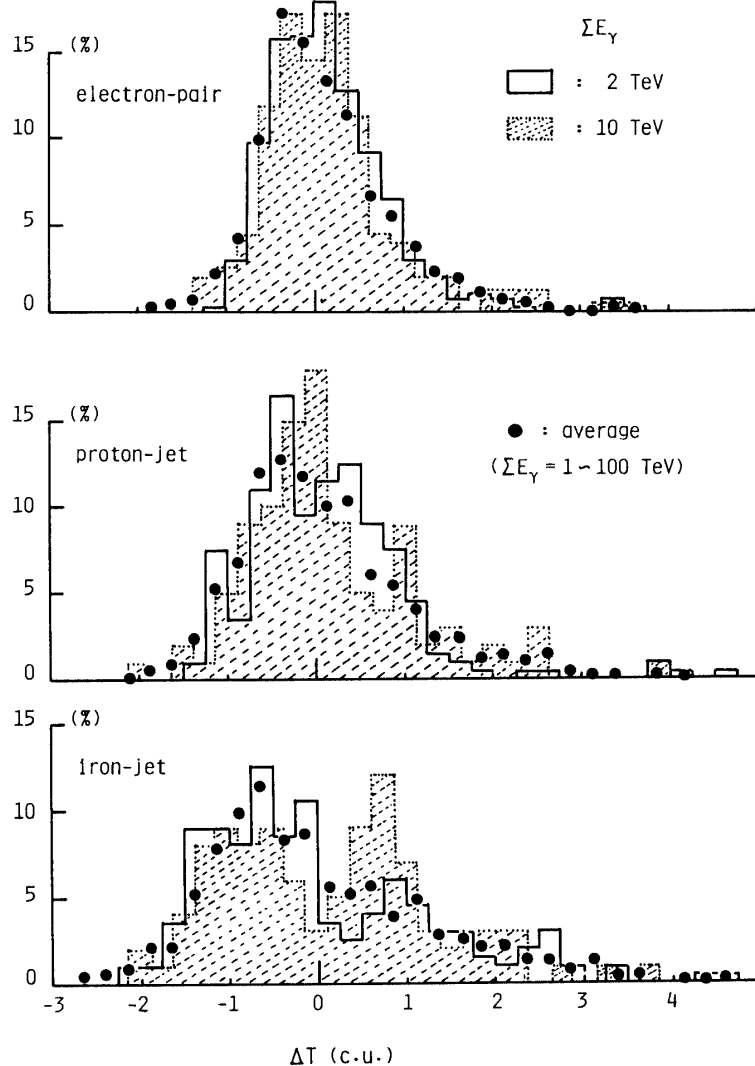


図 D-4 3 種類の入射粒子 (e-pair, proton-jet, iron-jet) に対する  $\Delta T$  の分布. 黒丸は  $\Sigma E_\gamma = 1 \sim 100$  TeV の平均の  $\Delta T$  の分布.

下の event はこの段階ですてる. この条件が満たされれば, チェンバー本体を貫通するまでの距離  $T_{\text{path}}$  (residual path length) を計算する.

さて実際の入射粒子の検出はもちろんこの  $\gamma$  線束の起こす電子シャワーの大きさでトリガーしている. 従って,  $T_{\text{path}}$  の大きさによっては, たとえチェンバー内で衝突したとしても検出にかからないことが有り得る. 本文の図(10)にも示したように, 最大シャワーの平均の深さ  $\langle T_{\text{max}} \rangle$  はエネルギーによって少しずつ増大し, しかも親粒子の種類によっても変化する. それを図(D-3)に示そう. 図(D-3)は平均の最大シャワーの深さであるが, もちろん一例一例では  $T_{\text{max}}$  は揺らぎがあるので, 我々は

$$\Delta T = T_{\max} - \langle T_{\max} \rangle \quad (\text{D.5})$$

なる量をシミュレーションにより調べた。\*)図(D-4)に  $\Delta T$  の分布の例を示す。これからわかるように  $\Delta T$  の分布自身はエネルギーにあまり依存していないようであるが、粒子の種類によって tail のひきかたが違ふ。そこでまず我々は粒子毎に図(D-5)中の黒丸 (1~100 TeV の分布を重ね合わせた結果) のデータを DISK にセーブした。この分布をもとに我々は  $\Delta T$  をサンプリングし、さらに (D.5) 式と図(D-3)の  $\langle T_{\max} \rangle$  より  $T_{\max}$  を決定し、もしも  $T_{\max}$  が  $T_{\text{path}}$  よりも小さい場合にはそのシャワーを採用し、それ以外はすてた。\*\*) 逐次衝突の場合も同様にした。このようにして、 $\Sigma E_{\gamma} \geq 2 \text{ TeV}$ ,  $\theta < 75^\circ$ ,  $T_{\max} < T_{\text{path}}$  を満足する event 数  $N_{\text{obs}}$  を数え、本文の検出効率  $\eta$  を求めた。同時に、それらに対応する親粒子のエネルギー  $E_0$  も計算しておけば、conversion factor  $\langle \kappa_{\gamma} \rangle$  も得る。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] N. L. Grigorov, I. D. Rapoport, I. A. Savenko, V. E. Nesterov and V. L. Prokhin, in Proceedings of the 12th International Cosmic Ray Conference, Hobart, Australia, 1971, Conference Papers (University of Tasmania, Tasmania, 1971), Vol. 5, p. 1760.
- [ 2 ] V. G. Abulova, L. A. Hein, K. V. Mandritskaya, G. P. Sazhina, N. V. Sokolskaya, E. S. Troshina, A. Ya. Varkovitskaya, E. A. Zamchalova, V. I. Zatsepin, in Proceedings of the 18th International Conference on Cosmic Rays, Bangalore, India, 1983, Conference Papers (Tata Institute of Fundamental Research, Bombay, 1983), Vol. 9, p. 179.
- [ 3 ] M. Ryan, J. F. Ormes and V. K. Balasubrahmanyam, Phys. Rev. Lett., 28 (1972) 985.
- [ 4 ] T. H. Burnett et al., Nucl. Instrum. Methods, A251, 583 (1986).
- [ 5 ] Fuji-Kanbala ECC-Group, ICR-Report-153-87-7 (Institute for Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 1987).
- [ 6 ] B. V. Sreekantan, in Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference, Kyoto, 1979, Conference Papers (Institute of Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 1979), Vol. 14, p. 345.
- [ 7 ] T. H. Burnett et al., in Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, La Jolla, 1985, Conference Papers (Scientific and Technical Information Branch, NASA, 1985), Vol. 2, p. 48.
- [ 8 ] Y. Niihori, T. Shibata, I. M. Martin, E. Shibuya and A. Turtelli Jr., Phys. Rev. D36, 797 (1987).
- [ 9 ] JACEE-group, 日本物理学会報告 (於日本大学, 郡山, 1988 年 4 月).

---

\*) この量は山上エマルション実験等で定義(あるいは解釈)している hadron, 及び  $\gamma$  線のチェンバー吸収層内でのつっこみではなく、あくまで一例一例の電子シャワーの平均シャワーからのずれであり、完全に fluctuation に起因している。fluctuation 問題に対する我々のシミュレーションの正当性は文献[17]に示してある。

\*\*) ただし実際のシミュレーションでは、 $D_{\max}$  の 70% が  $T_{\text{path}}$  以内であれば採用した。これは実際のデータでは、チェンバーの厚さが十分でないため (特に鉛直方向のシャワー)、しばしば  $D_{\max}$  をとらえていない例があるためである。

- [10] T. Fujinaga, M. Ichimura, Y. Niihori and T. Shibata, To be published in Nucl. Instrum. Methods.
- [11] J. Nishimura et. al., in Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, La Jolla, 1985, Conference Papers (Ref. [ 7 ]), Vol. 6, p. 12.
- [12] 寺岡克哉他, 1987 年度大気球シンポジウム報告集, p 115, p 120.
- [13] 松谷秀哉, 修士論文 (弘前大学, 1987).
- [14] 小関英明, 修士論文 (弘前大学, 1987); 井関多賀子 卒業論文 (青山学院大学, 1987).
- [15] 吉田篤正 修士論文 (東京大学, 1986).
- [16] 市村雅一, 桐井敬祐, 柴田 徹, 1987 年度大気球シンポジウム報告集, p 128.
- [17] M. Okamoto and T. Shibata, Nucl. Instrum. Methods, A257, 155 (1987).
- [18] N. Hotta, N. Munakata, M. Sakata, Y. Yamamoto, S. Dake, H. Ito, M. Miyanishi, K. Kasahara, T. Yuda, K. Mizutani and I. Ohta, Phys. Rev. D22, 1 (1980). 入射角を変えたオリジナルデータは, 同グループの好意により使用させていただいた. 改めて感謝いたします.
- [19] I. Ohta et. al., Nucl. Instrum. Methods, 161, 35 (1979).
- [20] private discussion with K. Kasahara
- [21] E. Konishi, T. Shibata, E. H. Shibuya and N. Tateyama, Prog. Theor. Phys. Vol. 56 No. 6 (1976), p. 1845.
- [22] M. Simon et al., The Astrophys. Journal, 237, 712 (1980).
- [23] J. Nishimura et al., The Astrophys. Journal, 238, 394 (1980); 野村良志子他一次電子グループ, 1987 年度大気球シンポジウム報告集, p 162.
- [24] M. Lohrmann, P. Sain and M. Teucher, Phys. Rev. 115, 654 (1959).
- [25] P. Fowler and C. Waddington, Philos. Mag., 1, 637 (1956).
- [26] E. Juliusson et al., in Proceedings of the 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, 1985 Conference Papers (Ref. [ 2 ]), Vol. 2, p. 21.
- [27] R. Pinkau, U. Pollvogt, W. R. H. Schmidt and R. W. Huggett, in Proceedings of the 11th International Cosmic Ray Conference, Budapest, 1969, (Suppl. ACTA PHYSICA, Vol. 29, Academiae Scientiarum Hungaricae), Vol. 1, p. 291.
- [28] F. E. Taylor, D. C. Carey, J. R. Johnson, R. Kammerud, D. J. Ritchie, A. Roberts, J. R. Sauer, D. Theriot, and J. D. Walker, Phys. Rev. D14, 1217 (1976).
- [29] R. J. Glauber, in Lectures in Theoretical Physics, edited by W. E. Britten and L. G. Dunham (Interscience Publ. Inc., New York, 1959), Vol. 1, p. 315.
- [30] P. S. Freier and C. J. Waddington, Astrophys. and Space Sci. 38 (1975) 419.
- [31] C. H. Tsao, R. Silberberg, and J. R. Letaw, in Proceedings of the 18th International Cosmic Ray Conference, Bangalore, 1983, Conference Papers (Ref. [ 2 ]), Vol. 2, p. 194.
- [32] For example, see B. Rossi and K. I. Greisen, Rev. Mod. Phys., 13, 240 (1941); J. Nishimura, Handbuch der Physik, Vol. 46/2, 1 (1964).
- [33] Hagen et al., The Astrophys. Journal, 212, 262 (1977); J. W. Watts revised.
- [34] 重一次線観測グループ (弘前大, 青山大); '88 三陸気球実験.
- [35] Rev. Mod. Phys. Vol. 56, No. 2 (1984) S56