

オーストラリアにおける気球エマルジョンチェンバー実験*

田阪茂樹**, 前田康子***, 佐藤禎宏†, 不知啓行††, 星野 香††,
倉又秀一††, 渋谷 寛††, 丹生 潔††, 丹羽公雄††, 柳沢雄太郎††,
木村晴生†††. 牛田憲行^A, V. D. Hopper^B, Y. K. Lim^C

概 要

入射エネルギーが 10 TeV から 100 TeV の陽子・原子核衝突と原子核・原子核衝突の研究, 及びそれに伴って発生する新素粒子の研究を目的として, 我々は過去 2 回の日豪協同気球エマルジョンチェンバー実験を行ってきた. 90 例の発生層ジェットシャワーを解析して, これら のうち 2 例において新素粒子の対発生を観測した. また 48 例の陽子・原子核衝突と 23 例のアルファ粒子・原子核衝突についての観測結果について述べる.

1. はじめに

我々が使用している発生層付精密エマルジョンチェンバーは, 最小位置検出精度 $0.1 \mu\text{m}$ の約 150 層の位置検出器を 1mm 間隔で $100 \mu\text{m}$ 以下の精度で配置したものであり, これはカロリメータに似ている. この検出器では数 TeV 領域での荷電粒子とガンマ線のエネルギーを同時に測定することが可能であり, この新しく開発された装置によりその寿命が 10^{-15} 秒から 10^{-12} 秒の範囲で新素粒子の軌跡を直接に観測することができる. また同時に陽子, アルファ粒子, 重粒子についての超高エネルギー多重発生現象についての新しい情報を得ることができる.

この報告では下記の各項目の観測結果について記述する.

- 1) 陽子, アルファ粒子及び Medium Nuclei のフラックス強度について
- 2) 平均入射エネルギー 20 TeV 領域の陽子・原子核衝突について.
- 3) 平均入射エネルギー数 TeV/核子のアルファ粒子及び Light Nuclei と原子核の衝突について.

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 東大宇宙線研究所

*** 横浜国立大

† 宇都宮大

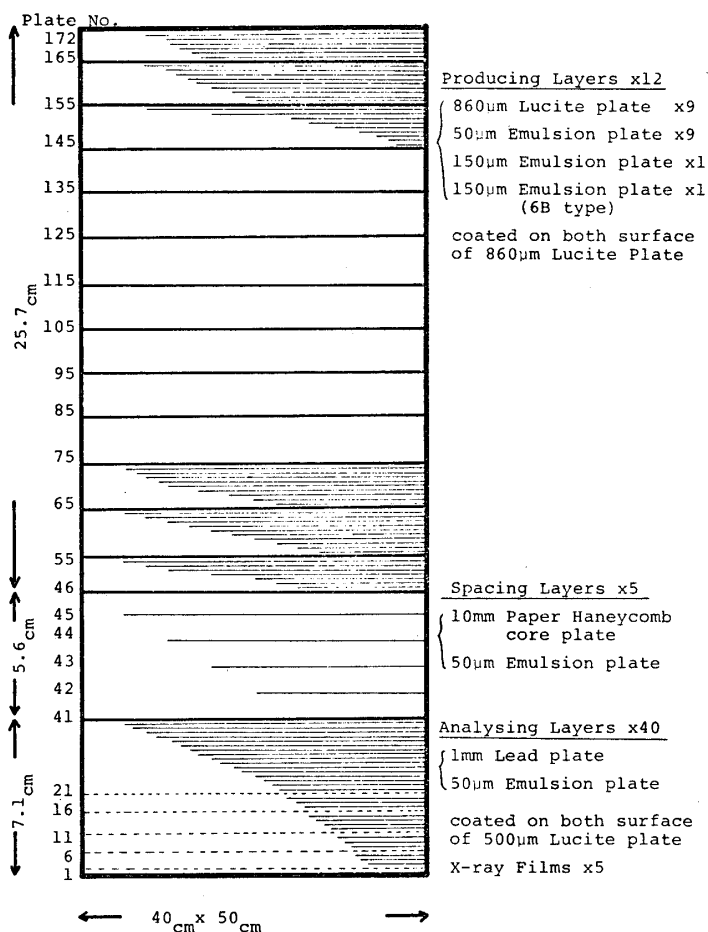
†† 名古屋大

††† 向ヶ丘工高

A 愛教大

B メルボルン大

C シンガポール大

Configuration of the Chamber (40_{cm} × 50_{cm} × 40_{cm})

第1図 40 cm × 50 cm × 40 cm の発生層付精密エマルジョンチェンバーの概念図

第1表 オーストラリアにおけるエマルジョンチェンバー実験の気球フライト結果

List of Emulsion Chamber Flight in Australia.

Name of Chamber	BEC-7(1978)	BEC-8(1979)
Size of Chamber (cm x cm)	25 x 20 6chamber	25 x 20 4chamber 50 x 40 1chamber
Flight Time (hours)	32.5	10.4
Average Height (g/cm ²)	12	20
SNT (m ² sec sterad)	6.5 × 10 ⁴	2.6 × 10 ⁴
Observed Jet Showers	58	32

4) 新素粒子の観測について.

また得られた陽子・原子核衝突についての結果は人工加速器の結果と比較される.

第2-1表 発生層ジェットシャワーの48例の核子・原子核衝突.

47 Singly Charged, 1 Neutral.

List of Producer Jet Showers. Proton-Nuclei Collisions.

Event No.	Primary	Target	n_s	n_γ	ΣE_{ch} (TeV)	ΣE_γ (TeV)	E (TeV/n)
7A- 3	Singly	Lucite	12		9.7		24.3
7A- 22	Singly	Lucite	32		12.0		30.1
7A- 26	Singly	Lucite	33		29.0		72.4
7A- 52	Singly	Lucite	16		1.7		4.2
7A- 75	Singly	Lucite	18		3.0		7.5
7A- 72	Singly	Lucite	31		7.8		19.5
7B- 1	Singly	Lucite	12		1.9		4.7
7B- 3	Singly	Emulsion	32		3.9		9.7
7B- 14	Singly	Lucite	3				
7B- 15	Singly	Lucite	30	7	1.5	1.39	4.8
7B- 24	Singly	Lucite	30		8.2		20.4
7B- 28	Singly	Lucite	8		1.4		3.4
7C- 2	Singly	Lucite	13		1.1		2.7
7C- 8	Singly	Lucite	33		3.3		8.2
7C- 15	Singly	Lucite	24		2.2		5.5
7C- 64	Singly	Lucite	36		4.6		11.4
7D- 11	Singly	Lucite	18	5	3.7	0.67	7.2
7D- 17	Singly	Emulsion	48	7	2.8	0.87	6.1
7D- 37	Singly	Lucite	11	8	0.6	0.79	2.3
7D- 76	Singly	Lucite	26	3	3.6	0.74	7.2
7D- 98	Singly	Lucite	15	5	3.2	0.57	6.2
7D-104	Singly	Lucite	3	4	0.4	0.85	2.1
7E- 1	Singly	Lucite	10	5	3.0	1.70	7.8
7E- 17	Singly	Lucite	16	9	10.5	1.41	19.9
7E- 22	Singly	Lucite	13	3	6.4	3.03	15.8
7E- 31	Singly	Lucite	56	16	10.18	1.52	19.5
7E- 64	Singly	Lucite	3	6	0.6	1.01	2.8
7E- 88	Singly	Lucite	19	2	2.9	0.75	6.0
7E- 97	Singly	Lucite	11	7	1.2	1.21	4.0
7E-146	Singly	Lucite	22	5	0.9	0.60	2.5
7F- 7	Singly	Lucite	11	6	2.3	1.39	6.1
7F- 20	Neutral	Lucite	96	24	49.0	43.55	154.3
8A- 1	Singly	Emulsion	71		9.2		23.0
8B- 2	Singly	Lucite	20				
8B- 3	Singly	Emulsion	33		1.0		2.5
8C- 6	Singly	Lucite	17		1.8		4.4
8C- 18	Singly	Lucite	42		1.4		3.4
8E- 4	Singly	Lucite	21		0.8		2.0
8E- 24	Singly	Lucite	4		0.7		1.7
8E- 30	Singly	Emulsion	88		2.2		5.5
8E- 31	Singly	Lucite	16		3.8		9.5
8E- 41	Singly	Lucite	16	9	5.2	2.31	13.1
8E- 65	Singly	Lucite	36		1.7		4.1
8E- 78	Singly	Lucite	25		2.2		5.6
8E- 84	Singly	Lucite	20	16	6.4	6.78	15.9
8E- 98	Singly	Lucite	15	7	3.8	1.72	9.6
8E-107	Singly	Lucite	9		1.1		2.8
8E-119	Singly	Lucite	48		6.7		16.7

2. 実験方法

発生層付精密エマルジョンチェンバーは発生層, 空間層, 解析層の三つの部分から構成されている. 40 cm × 50 cm × 40 cm の大型エマルジョンチェンバーの概念図を第1図に示す. (詳しくは参考文献 [1] を参照.) 原子核乾板の塗布, 測定器の組み立ては日本で行いオーストラリアへ空輸した. 気球フライトは過去2回ミルデュラにあるオーストラリア気球実験基地で行いそのフライト結果を第1表に示す. (面積) × (時間) は $14 \text{ m}^2 \cdot \text{hour}$ である. 測

第2-2表 発生層ジェットシャワーの42例の原子核・原子核衝突. 23 Alpha, 11 Light, 6 Medium, 2 Heavy Nuclei.

List of Producer Jet Showers. Nucleus-Nuclei Collisions.

Event No.	Primary	Target	n_s	n_Y	ΣE_{ch} (TeV)	ΣE_Y (TeV)	E (TeV/n)
7A- 5	Alpha	Lucite	27		6.1		9.2
7A- 62	Alpha	Lucite	43		1.1		1.7
7B- 4	Alpha	Lucite	26		1.8		2.8
7C- 16	Alpha	Lucite	16	11	1.7	0.80	2.5
7C- 37	Alpha	Lucite	18		0.7		1.1
7C- 55	Alpha	Lucite	18		0.3		0.4
7D- 59	Alpha	Lucite	14+ α	4	1.6	0.51	2.1
7D-128	Alpha	Lucite	32		0.6		1.0
7E- 61	Alpha	Lucite	42	16	3.9	2.74	6.7
7E- 77	Alpha	Emulsion	188	58	30.5	11.51	42.0
7F- 1	Alpha	Lucite	65	13	1.9	0.90	2.8
7F- 2	Alpha	Lucite	51	15	2.7	1.52	4.2
7F- 5	Alpha	Lucite	83	24	4.8	1.58	6.4
8A- 2	Alpha	Lucite					
8A- 11	Alpha	Lucite					
8B- 1	Alpha	Lucite					
8D- 1	Alpha	Lucite	45		7.9		11.9
8E- 44	Alpha	Lucite	71		8.4		12.7
8E- 45	Alpha	Lucite	11		3.4		5.1
8E- 73	Alpha	Lucite	6		0.2		0.4
8E- 83	Alpha	Lucite	52		4.1		6.1
8E- 96	Alpha	Lucite	40		1.7		2.6
8E-157	Alpha	Lucite	7+ α		3.0		4.5
7A- 2	Light	Lucite	41		4.3		2.4
7B- 13	Light	Lucite	29				
7B- 17	Light	Lucite	28+ α		2.4		1.8
7B- 19	Light	Lucite	10				
7C- 26	Light	Lucite	10		1.2		0.9
7C- 35	Light	Lucite	20	7	0.6	0.6	0.8
7E- 4	Light	Lucite	51+ α	18	6.7	2.44	4.6
7E-119	Light	Lucite	66	14	5.8	1.24	4.7
8C- 5	Light	Lucite	19		0.6		0.4
8D- 4	Light	Lucite	65		3.7		2.8
8E-116	Light	Lucite	113+ α		11.4		6.4
7B- 5	Medium	Emulsion	297		13.3		8.7
7C- 90	Medium	Lucite	76		2.6		2.0
7C- 93	Medium	Lucite	48		2.2		2.0
7D- 95	Medium	Lucite	38		1.3		0.9
8A- 10	Medium	Lucite					
8E-101	Medium	Lucite	97		5.8		3.8
7F- 19	Heavy	Lucite	79+6 α	11	1.8	0.44	0.39
8B- 7	Heavy	Lucite					

定器の解体, 原子核乾板の現象はメルボルン大学で行った [2] [3].

3. 測定方法

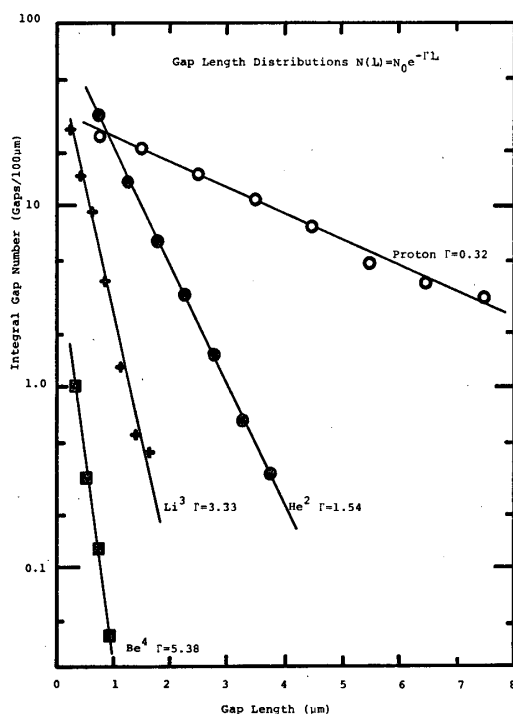
3-1. 発生層ジェットシャワーの観測

解析層部分の 4, 5, 6, 7, 8 radiation length の各層に N タイプの X 線フィルムを 2 枚重ねて挿入してあり, これらの各層でジェットシャワーから放出された高エネルギーのカスケードシャワーを裸眼で見つけ出し, 対応する原子核乾板中の飛跡を発生層部分まで追い上げて発生層ジェットシャワーの衝突点を見つ出す. このときの X 線フィルムの探索によるカスケードシャワーのエネルギーの閾値は 400 GeV である. このようにして 90 例の発生層ジェットシャワーを観測してその荷電二次粒子の放出角度分布を測定した, そのうち 31 例についてはガンマ線の放出角度とエネルギー分布の測定を終了した. これらの結果を第 2-1 表と第 2-2 表に示す, 第 2-1 表は核子・原子核衝突で第 2-2 表は原子核・原子核衝突の結果である.

3-2. 入射宇宙線の電荷の測定

この実験における入射宇宙線の電荷の決定は従来からエマルジョン・スタックで使用されている方法を用いる [4]. 陽子とアルファ粒子及び Light Nuclei ではギャップ・レングスの測定, Medium と Heavy Nuclei ではデルタ線密度 (4 グレン以上) の測定をする.

ギャップ・レングスが L 以上のギャップの数は $N(>L) \propto e^{-\Gamma L}$ で表わされる, Γ は入



第 2 図 ギャップ・レングス分布. ギャップ・レングスが L 以上のギャップの数は $N(>L) \propto e^{-\Gamma L}$ で表わされる.

射粒子の電荷 Z と $\Gamma = aZ^2$ の関係があり, 平均のギャップ・レングスは $\langle L \rangle = 1/\Gamma$ である. ギャップ・レングス分布を第2図に示す. これにより我々の装置では, $a = 0.34 \pm 0.03$ (μm^{-1}) を得た. また Light, Medium, Heavy Nuclei の4グレン以上 $100 \mu\text{m}$ 当りのデルタ線密度を $N_\delta = bz^2 + c$ と表わすと, $b = 0.10$ と $c = -0.04$ となった. 定数 a , b と c は低温現象した $300 \mu\text{m}$ 厚の原子核乾板で測定されたものであるが, 一般に現像条件によって異なる.

上記の方法により入射宇宙線の電荷 Z を決定した結果は 47 Singly Charged, 1 Neutral, 23 Alpha, 11 Light, 6 Medium と 2 Heavy Neuclei である. 標的原子核はルーサイト ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) 83 例とエマルジョン (AgBr) 7 例である.

3-3. ガンマ線と荷電粒子のエネルギー測定

ガンマ線と荷電粒子のエネルギー測定方法と加速器ビームを用いたエネルギー較正については参考文献 [1], [5] に詳しく述べている. 現在まで 31 例 (19 Singly, 1 Neutral, 7 Alpha, 3 Light と 1 Heavy Nuclei) についてガンマ線のエネルギーの測定を終了した, ΣE_γ の積分スペクトラムより $\Sigma E_\gamma > 1.2 \text{ TeV}$ の領域で実験バイアスがないといえる.

荷電粒子の運動量についてはその電磁散乱による偏倚を最小 $0.1 \mu\text{m}$ の精度で測定し最大 2 TeV まで測定可能である. この方法は現在までのところ新素粒子の対発生例「BEC7-E31」の解析に適用されている.

3-4. 入射エネルギーの決定方法

質量数 A_i の入射原子核が質量数 A の標的原子核と衝突してパイ中間子を発生する, このとき多重発生現象に寄与する平均核子個数は $\langle N_i \rangle = (\sigma_{PA}/\sigma_{A_iA}) \times A_i$ として, 多重発生に寄与しなかった破片原子核はその質量数に比例してエネルギーを持ち去ると仮定する. 生成されたパイ中間子の持ち運ぶエネルギー ΣE_π の分布は独立核子・核子衝突モデルを使って各種入射原子核毎にモンテカルロシミュレーションされている [6].

入射エネルギー E (核子当りのエネルギー) は

$$E (\text{核子当り}) = \frac{1}{A_i} (\Sigma E_\pi / K)$$

であり, この式で K は平均非弾性度であり, $\Sigma E_\pi = \Sigma E_\gamma + \Sigma E_{ch}$ である. 主として ΣE_γ は中性パイ中間子, ΣE_{ch} は荷電パイ中間子の持ち運ぶエネルギーの総和である. 荷電粒子の運動量が測定されていない場合は $E_{ch} = 0.4 \times \text{cosec } \theta$ (GeV) とした, このとき最前方に放出された Z (入射原子核の電荷) 個の荷電粒子は核子と考慮して計算では除外した. また, ガンマ線のエネルギーが測定されていない場合は $\Sigma E_\gamma = \Sigma E_{ch}/2$ と仮定した. 平均非弾性度 K は陽子, アルファ粒子, Light と Medium Nuclei に対してそれぞれ 0.60, 0.25, 0.25 と 0.14 を用いて計算し, このようにして決定された入射エネルギー E (核子当り) を第2-1表と第2-2表に示す. この表より $E > 7$ (TeV) の核子衝突の例数は 22 例でその平均入射エネルギーは $\langle E \rangle = 24 \pm 5$ (TeV) である. また $E > 2.5$ (TeV/核子) のアルファ粒子衝突の例数は 14 例でその平均入射エネルギーは $\langle E \rangle = 6 \pm 2$ (TeV/核子) である.

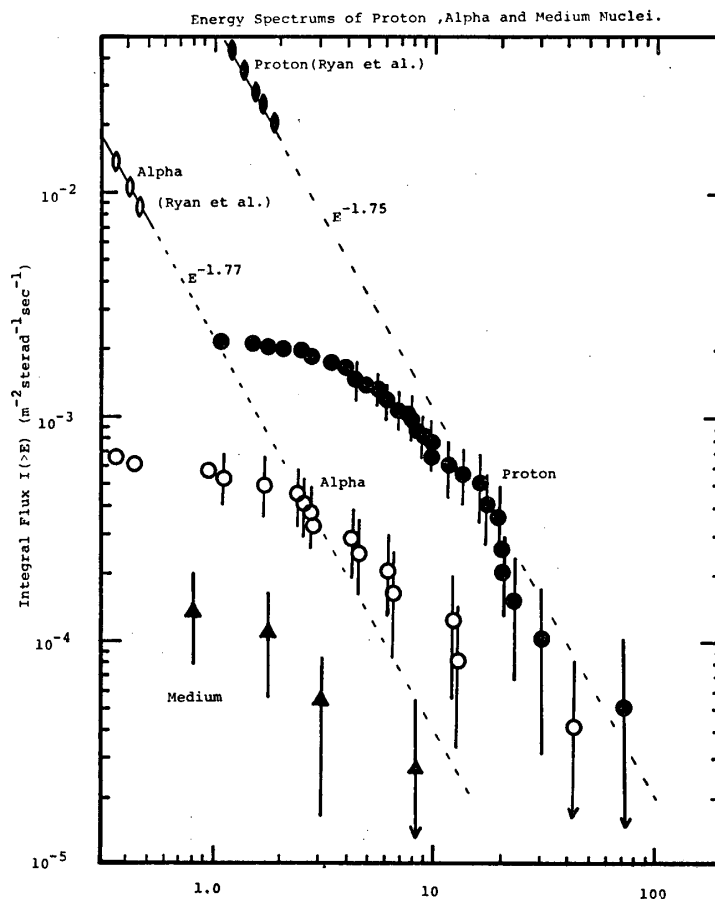
4. 実験結果 (I). - 多重発生現象 -

4.1 陽子とアルファ粒子及び Medium Nuclei のフラックス強度について

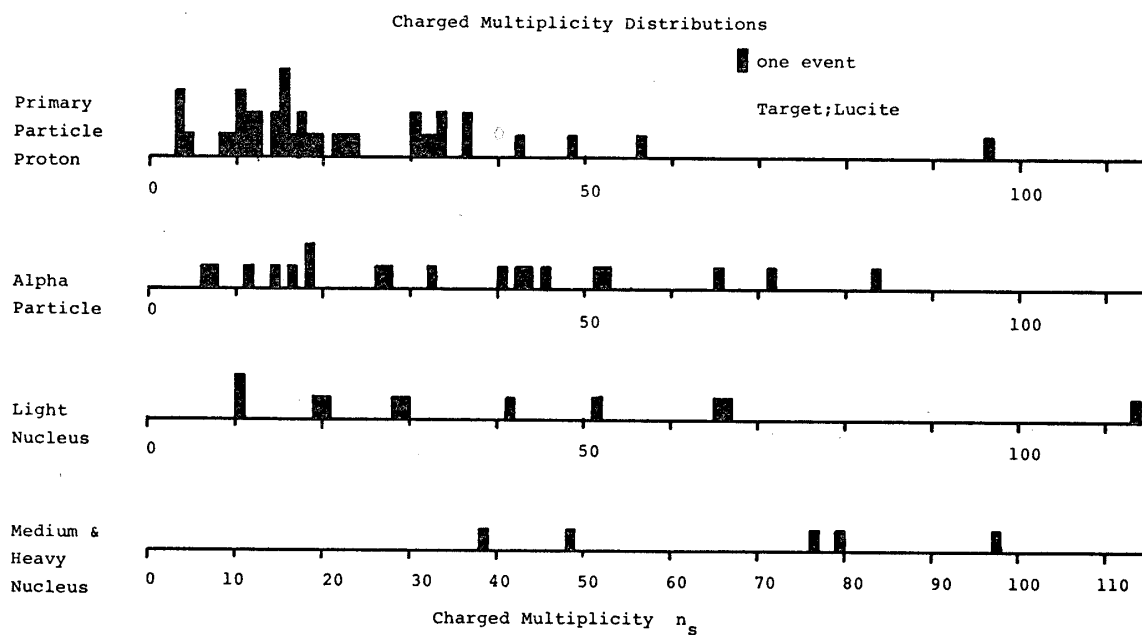
陽子とアルファ粒子及び Medium Nuclei についての積分エネルギー・スペクトラムを第3図に示す。測定器の立体角と測定確率については使用された測定器についてモンテカルロシミュレーションを行った [7]。陽子についてはそのフラックス強度は $I(E > 10 \text{ TeV}) = (8 \pm 4) \times 10^{-4} (\text{m}^{-2} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1})$ で $\beta = -1.75$ と一致する。アルファ粒子については $I(E > 5 \text{ TeV/核子}) = (2 \pm 1) \times 10^{-4} (\text{m}^{-2} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1})$ である。これらの結果は低エネルギーの Ryan et al. の実験結果の外挿とよく一致する [8]。また, Medium Nuclei のフラックスは $I(E > 2 \text{ TeV/核子}) \simeq 10^{-4} (\text{m}^{-2} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1})$ となる。

4.2 多重度分布

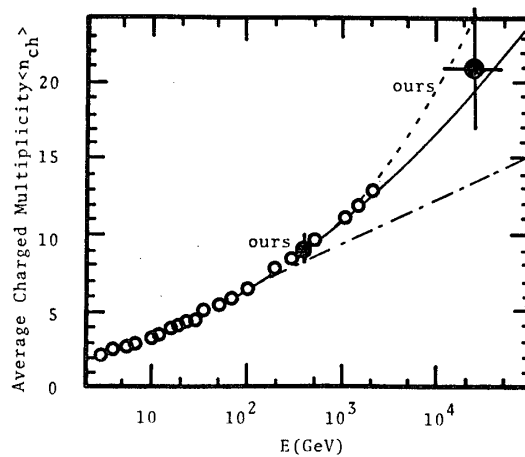
荷電二次粒子の多重度分布を第4図に示す, 標的原子核はルーサイト ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) である。



第3図 陽子とアルファ粒子及び Medium Nuclei の積分エネルギー・スペクトラム。
低エネルギーでの Ryan et al. の実験結果の外挿を点線で示す。



第4図 陽子, アルファ粒子, Light, Mediumと Heavy Nuclei の発生層ジェットシャワーの荷電二次粒子の多重度分布.

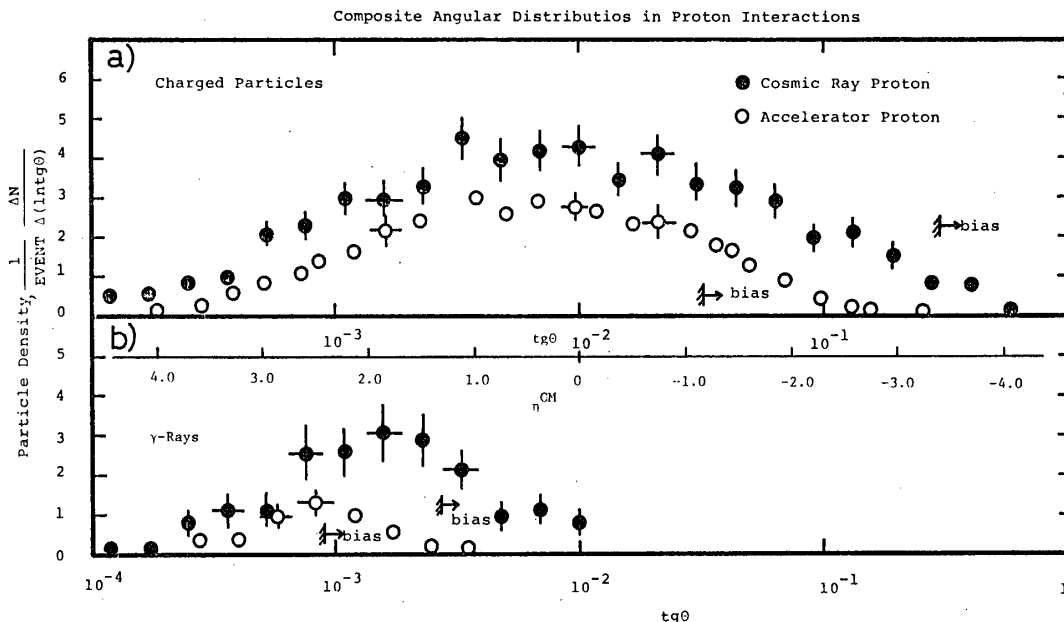


第5図 核子・核子衝突における荷電粒子の平均多重度の入射エネルギー依存性…… $aE^{1/4}$,
 — $a + b(\ln E) + C(\ln E)^2$, — $a + b(\ln E)$ 依存性を示す。○は参考文献
 [10] による。

入射エネルギー7 TeV以上の22例の核子・ルーサイト衝突に限ると、最後方における荷電二次粒子スキャンニングのバイアスの補正を行って平均多重度は $\langle n_s \rangle_{PA} = 31 \pm 6$ となる。標的原子核（ルーサイトの平均質量数 $\langle A \rangle = 7$ とした）による効果 $R_A = \langle n_s \rangle_{PA} / \langle n_s \rangle_{PP} = A^{0.17} = 1.4$ を考慮して [9], $\langle n_s \rangle_{PP} = 22 \pm 5$ と Dispersion $\langle n_s \rangle / D = 1.5 \pm 0.3$, $D = \{ \langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2 \}^{1/2}$ となる。標的核の Dissociation 衝突の補正を行って24 TeVの核子・核子衝突の平均多重度は $\langle n_s \rangle_{PP} = 21 \pm 5$ となる。類似の測定器をアメリカのフェルミ国立加速器研究所の400 GeV/Cの陽子ビームに露出して、荷電二次粒子のスキャンニングのバイアス補正を行って $\langle n_s \rangle_{PA} = 13.5 \pm 1.1$ を得た, $R_A = 1.4$ として $\langle n_s \rangle_{PP} = 9.6 \pm 0.8$ となる。この値は加速器と宇宙線の結果を比較する場合の較正值として有用である。

第5図には陽子の入射エネルギーの関数として平均多重度の変化を示す。400 GeVの測定値は他の加速器データと一致しており [10], 宇宙線約20 TeVの実験結果は、100 GeV以下の領域から外挿した $a + b (\ln E)$ エネルギー依存性から期待される値と比較してずれている。20 TeV領域の陽子衝突における平均多重度は $a + b (\ln E) + C (\ln E)^2$ あるいは $a (E^{1/4})$ 依存性を示しており、このエネルギー領域でのスケールリング則の破れを示唆する。

$E > 2.5$ (TeV/核子) の13例のアルファ・ルーサイト衝突の平均入射エネルギーは $\langle E \rangle = 6 \pm 2$ (TeV/核子) で平均多重度は $\langle n_s \rangle_{\alpha P} = 30 \pm 8$, Dispersion $\langle n_s \rangle / D = 1.8 \pm 0.5$ となる。第5図から核子・核子衝突では $E = 6$ (TeV) で $\langle n_s \rangle_{PP} = 16$ であるから、アルファ衝突で荷電パイ中間子発生に寄与した平均核子数は $\langle N_{A=4} \rangle = 30 / 16 = 1.9 \pm 0.5$ となる。



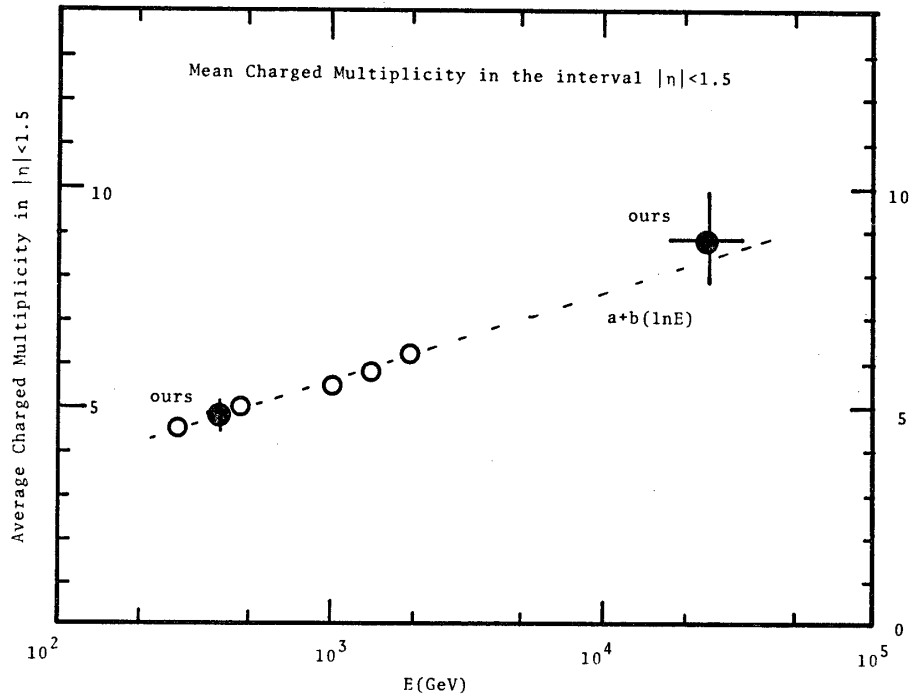
第6図 核子・ルーサイト衝突における二次粒子の放出角度分布。●宇宙線10 TeV領域, ○加速器400 GeV. a). 荷電二次粒子, b). ガンマ線。

4.3 荷電粒子とガンマ線の放出角度分布

a). 荷電粒子の放出角度分布

第 6 図 a) に第 2-1 表に示された陽子・ルーサイト衝突における荷電二次粒子の放出角度分布を示す, 最後方の放出角度約 0.3 ラジアン以上についてはスキヤニングによるバイアスがある. また, 第 2-1 表では $n_s = 3$ と $n_s = 4$ の計 4 例のビーム粒子の Dissociation 衝突例が観測されているが, 同様な標的核の Dissociation 衝突例があるものとして補正を行った. 比較のため加速器 400 GeV の測定結果を示す, これは類似の測定器を使って測定したものであり標的原子核効果による相違はない. 陽子衝突でのスケーリング則の破れの程度をさらに詳しく調べるために, $|\eta| < 1.5$ (pseudo-rapidity $\eta = -\ln \tan \theta/2$, θ は放出角度) の中心領域における荷電二次粒子数密度 (1/Event) $\{dN/d(\ln \tan \theta)\}$ を求めると, 入射エネルギー 400 GeV と 24 TeV ($E > 7$ TeV の 22 例) でそれぞれ 2.7 ± 0.2 と 4.8 ± 1.0 となる. $\eta = 0$ における粒子数密度の標的原子核効果を $R_A = \left(\frac{dN}{d\eta}\right)_{PA} / \left(\frac{dN}{d\eta}\right)_{PP} = A^{0.23} =$

1.6 とすると [11], 核子・核子衝突での $|\eta| < 1.5$ の領域での平均粒子数密度はそれぞれ 1.6 ± 0.1 と 2.9 ± 0.6 と計算される. $|\eta| < 1.5$ の領域における荷電粒子の平均多重度は 4.8 ± 0.3 と 8.7 ± 1.8 となり, 他の加速器データとの比較を第 7 図に示す [10]. 400 GeV の測定結果は他の加速器データとよく一致しており, 宇宙線での測定値から中心領域で多重度は $(\ln E)$ 以上のエネルギー依存性で増加していることが明らかである. 第 5 図の平均多



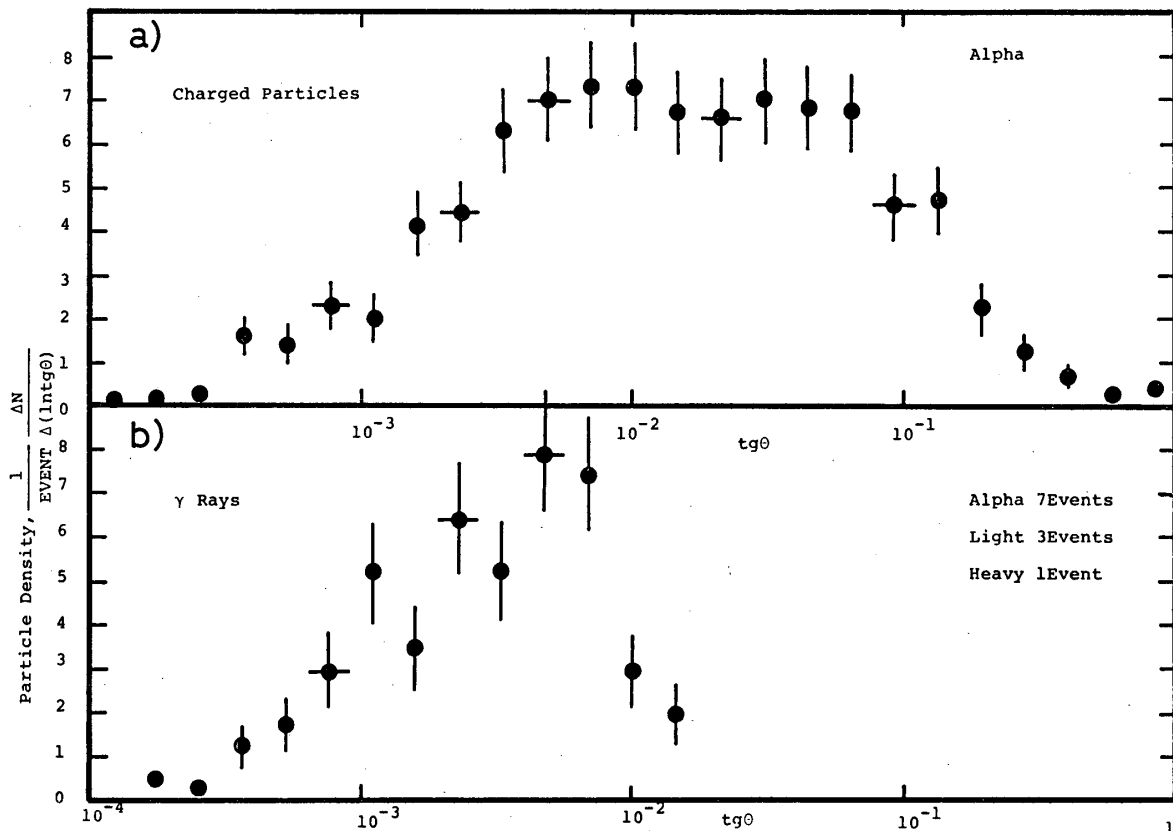
第 7 図 核子・核子衝突における $|\eta| < 1.5$ の中心領域での荷電粒子の平均多重度の入射エネルギー依存性. …… $a + b(\ln E)$. ○は参考文献 [10] による.

重度は $(\ln E)$ 以上のスケーリング則の破れを示唆していたが、この原因は第6図a) より $|\eta| < 3$ の領域における一様な粒子数密度の増大に起因している。

第8図a) はアルファ粒子・ルーサイト衝突における荷電二次粒子の放出角度分布である。平均エネルギー6 TeV/核子 ($E > 2.5$ TeV/核子の13例。) のアルファ粒子・ルーサイト衝突の $|\eta| < 1.5$ の領域での粒子数密度 ($1/\text{Event}$) $\{ \Delta N / \Delta(\ln \text{tg } \theta) \}$ は 8.0 ± 2.2 であり、標的原子核効果を考慮して 4.9 ± 1.3 となる。 $|\eta| < 1.5$ の領域内の平均多重度は 14.7 ± 3.9 であり、第7図の6 TeV の陽子衝突の平均多重度7.2と比較して2倍となる。第6図a) の陽子衝突と第8図a) のアルファ衝突の角分布を比較すると、 $\eta > 3.0$ の最前方領域ではその密度は同程度であり、 $|\eta| < 1.5$ の中心領域で約2倍である。

b). ガンマ線の放出角度分布

第2表の核子衝突17例と原子核衝突11例 (アルファ7例, Light 3例, Heavy 1例) におけるガンマ線の放出角度分布を第6図b) と第8図b) に示す。第6図b) には400 GeV 陽子衝突の測定結果も示す。ガンマ線についてはエネルギー $E_\gamma < 30$ GeV, 放出角度 $\text{tg } \theta_\gamma$



第8図 アルファ・ルーサイト衝突における二次粒子の放出角度分布。

a). 荷電二次粒子, b). ガンマ線。

> 5m rad の領域では測定のバイアスがあるが、ガンマ線についても荷電粒子と同様な放出角度分布での粒子数密度の増加が観測される。

4.4 ガンマ線の横運動量分布

第2表のうち28例についてのガンマ線の横運動量分布が第9図である。陽子衝突17例については $0.2 < P_{Tr} < 1.2$ GeV/c の領域で、

$$N(>P_{Tr}) \propto \exp(-P_{Tr}/\langle P_{Tr} \rangle)$$

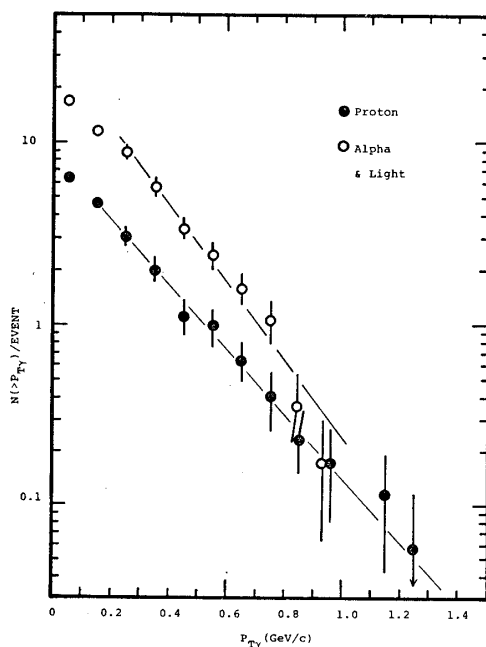
と近似され、 $\langle P_{Tr} \rangle = 0.24 \pm 0.02$ (GeV/c) である。主としてアルファ衝突11例では $\langle P_{Tr} \rangle = 0.20 \pm 0.02$ (GeV/c) となる。原子核・原子核反応では陽子・原子核反応に比較して横運動量分布が1 (GeV/c) の領域で頻度が小さな値を示している、両者の違いは今後さらに統計量を増して詳しく調べなければならない。

4.5 ガンマ線の Fractional-Energy 分布

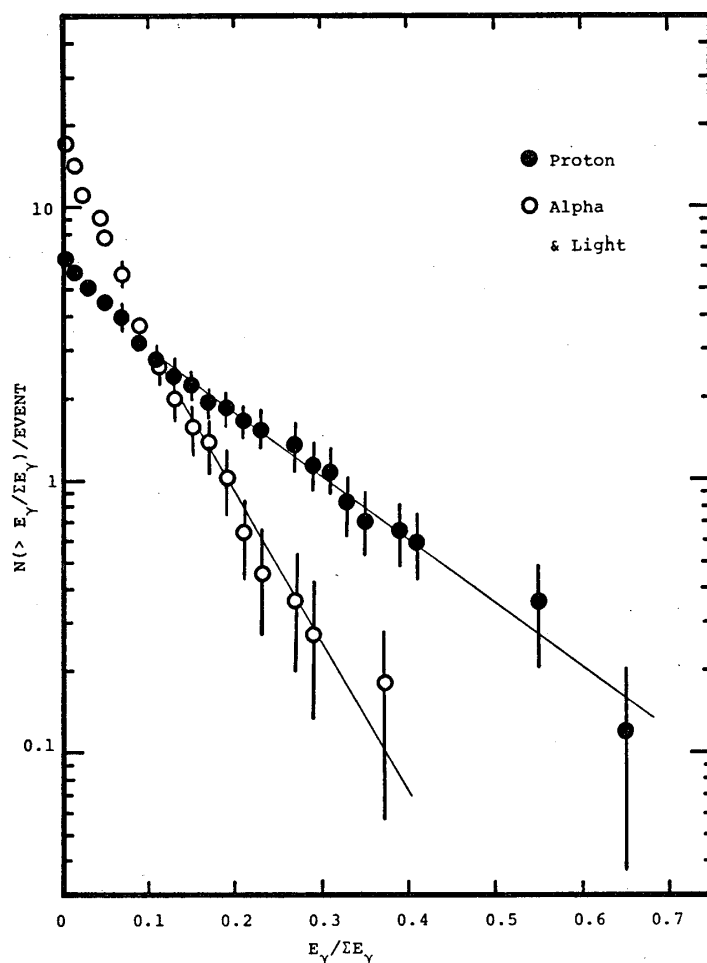
ガンマ線の Fractional-Energy 分布を第10図に示す、 $f = E_\gamma / \Sigma E_\gamma$ とすると $f > 0.1$ の領域で $N(>f) \propto \exp(-f/f_0)$ の関数形で、陽子及び主としてアルファ粒子衝突でそれぞれ f_0 は 0.185 及び 0.079 となる。 f_0 の値の違いは入射粒子の相違によるので、さらに $X_\gamma = E_\gamma / E$ (E は核子当りの入射エネルギー) についての分布を第11図に示す。 $X_\gamma > 0.03$ の領域での関数形を

$$N(>X_\gamma) = N_0 \exp(-X_\gamma/X_0)$$

とすると、近似的に陽子及びアルファ粒子衝突で $X_0 = 0.045$ で等しく、 N_0 はそれぞれ 5.3



第9図 ガンマ線の横運動量分布。●陽子衝突，○原子核衝突
(アルファ粒子7例，Light 3例，Heavy Nuclei 1例)。



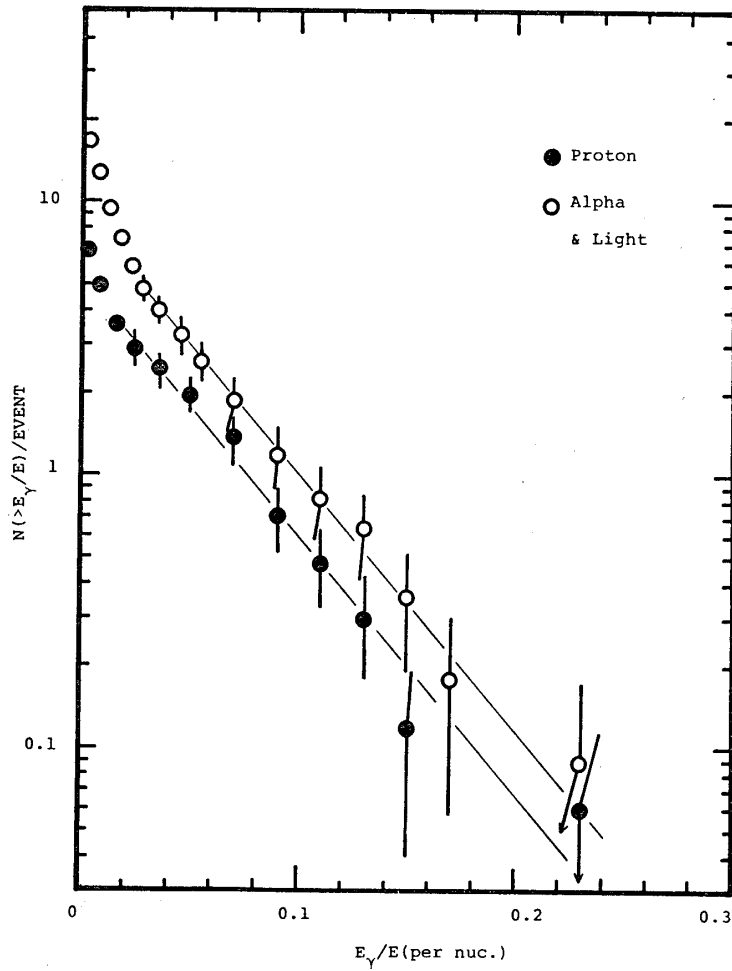
第10図 ガンマ線の Fractional Energy $f = E_\gamma / \sum E_\gamma$ の分布。
●陽子衝突, ○主としてアルファ粒子衝突.

と 8.8 となる。アルファ粒子衝突において X_0 の値は陽子衝突と同じであることから、アルファ衝突は $X_\gamma > 0.03$ の前方領域では独立核子・核子衝突の重ね合わせと考えられ、両者の N_0 の比 1.7 は中性パイ中間子の発生に寄与したアルファ原子核中の平均核子数と考えられる。今後は $X_0 < 0.03$ の領域での測定とさらに Medium 及び Heavy Nuclei 衝突の解析を行う必要がある。

5. 実験結果 (II) —新素粒子の観測—

5.1 20 TeV 陽子衝突における X 粒子対発生 の観測

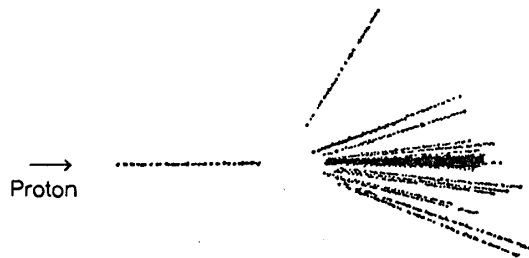
現在まで X 粒子 (チャーム粒子) の対発生を伴う 2 例の衝突例が観測されている。衝突例「BEC 7 - F 20」における V 粒子の対発生については参考文献 [12] に報告されている。この報告では荷電 X 粒子の対発生例「BEC 7 - E 31」について記述する。



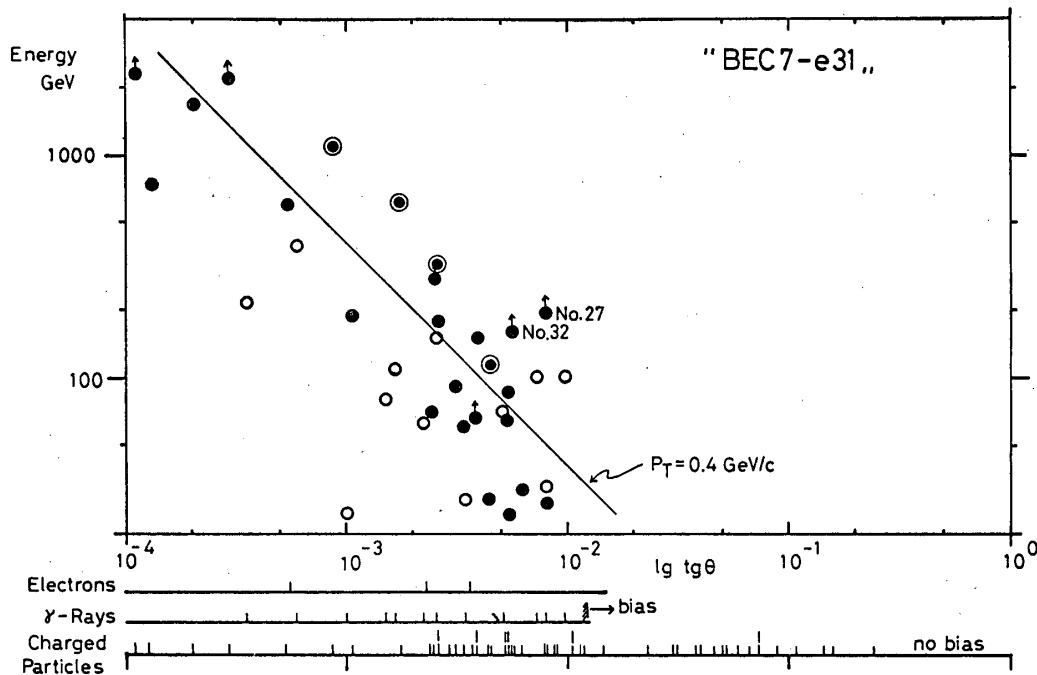
第11図 ガンマ線のエネルギー $X_\gamma = E_\gamma / E$ 分布. E は核子当りの入射エネルギー.
 ●陽子衝突, ○主としてアルファ粒子衝突.

"EVENT BEC7-E31..

(0+56)P



第12図 X粒子対発生例「BEC7-E31」の衝突点近傍におけるスケッチ図.

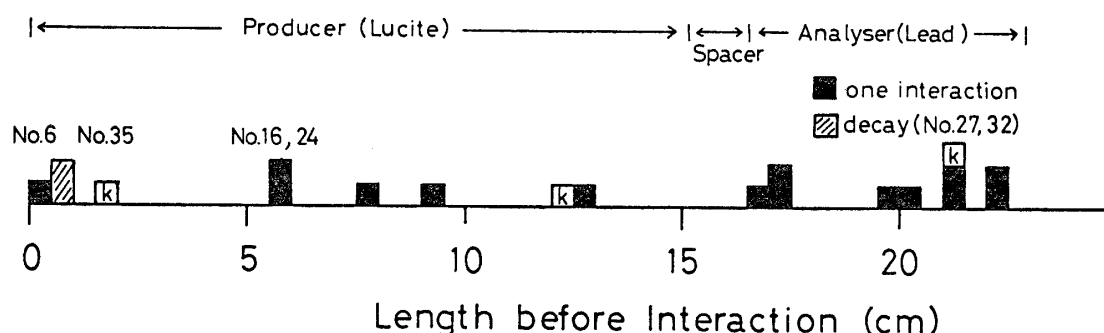


第13図 X粒子対発生例「BEC 7 - E 31」における荷電粒子とガンマ線のエネルギーと放出角度分布。
 ●荷電粒子, ⊙二次衝突を起こした荷電粒子, ○ガンマ線.

この衝突例 (0 + 56) P は発生層の最上部の原子核乾板の 150 μm 厚のポリスチレンベース中での衝突であり、陽子の入射エネルギーは約 20 TeV である。第 12 図はこのジェットシャワーの衝突点近傍のスケッチ図である。tg θ < 15 m rad に放出された 39 個の荷電粒子を解析層まで追跡して、そのうち 3 個は電子または陽電子であることがわかった。32 個の荷電二次粒子は相対散乱法によってその運動量を測定した、残りの 4 個はその二次衝突の放出角度分布より運動量を求めた、その結果荷電二次粒子のエネルギーの総和 Σ E_{ch} は 10 TeV となった。ガンマ線についてはその放出角度が 10 m rad 以下でエネルギーが 20 GeV 以上の 12 個が観測され Σ E_γ は 1.5 TeV である。第 13 図はこれらの二次粒子のエネルギー

第 3 表 X 粒子対発生例「BEC 7 - E 31」における二次現象の観測値と期待値の比較

	Thickness		Followed Track Length (m)	Secondary Interactions	
	(cm)	(λ _{int})		Expected	Observed
Target	17	0.17	7.15	7.1	8 + 2
Analyser	6.5	0.34	2.13	10.9	10



第14図 X粒子対発生例「BEC 7-E31」における荷電二次粒子の追跡結果. 二次現象を起こすまでの距離分布を示す. Kはキック現象, 荷電粒子「No.27」「No.32」は崩壊までのフライト・レンジである.

一と放出角度分布であり, この衝突は多くの大きい横運動量を持つ粒子を放出している現象である.

追跡された36個の荷電粒子に関する全トラック・レンジは9.28メートルであり, 20個の二次現象が観測された. それらは3個のキック現象, 4個の hadron tridents と13個の非弾性衝突である. 第3表には二次現象の観測値と期待値の比較を示す. 第14図はジェットシャワーの発生点から二次現象が観測されるまでの距離の分布である. 3個のキック現象における発生点での放出角度 θ とキックの散乱角度 $\Delta\theta$ の比 $\Delta\theta/\theta$ はいずれも1以下であるのでこれらは弾性散乱と考えられる [13].

4個の hadron tridents がすべて dissociation タイプの二次衝突である確率Pは,

$$P = \{n \times \lambda_{\pi} \times (\sigma_{\text{diss}}/\sigma_{\text{inel}})\}^4$$

で計算される. n は追跡した粒子の個数, λ_{π} は発生層中でのパイ中間子の衝突率, $(\sigma_{\text{diss}}/\sigma_{\text{inel}})$ は静止質量が1 GeV以上の3プロングの dissociation 衝突の比率である. $n=36$, $\lambda_{\pi}=0.17$ と $(\sigma_{\text{diss}}/\sigma_{\text{inel}})=0.02$ を代入すると $P=10^{-4}$ である, この値は非常に小さいのでこれらのいくつかは新素粒子の崩壊の可能性が大きい.

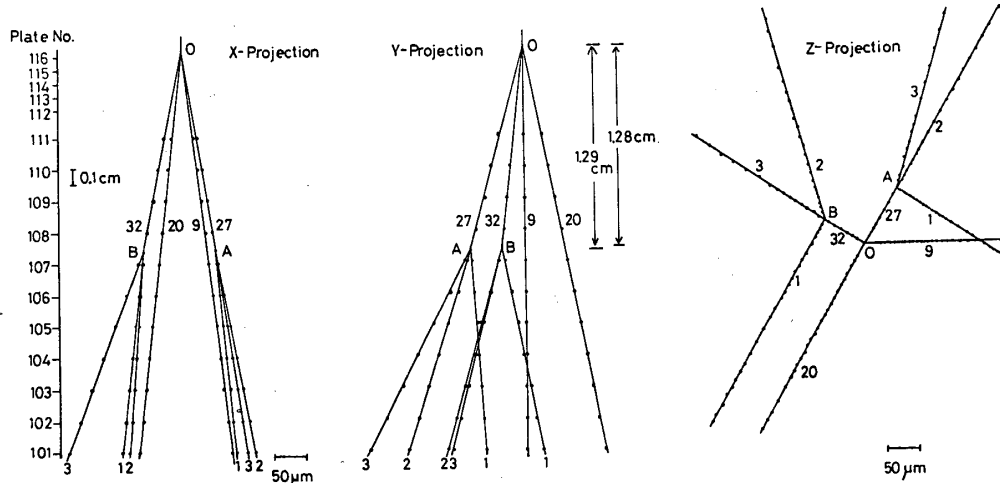
4個の hadron tridents の特徴について詳しく記述する. 荷電粒子「No. 24」はその運動量が3.1 GeV/cで衝突点から5.8 cmのところまで3個の粒子を放出している, その放出角度は0.061, 0.14と0.52 ラジアンであり, これらの粒子のうち最大の横運動量は0.13 GeV/cと小さいのでこの粒子はケイ中間子の early decay か低エネルギー非弾性衝突と考えられる. 荷電粒子「No. 16」は衝突点から5.8 cmで3個の粒子を放出している. その放出角度と運動量はそれぞれ0.01, 0.04と0.13 ラジアンと50, 16と0.9 GeV/cである. これらの値は2桁にわたる差があり非弾性散乱と考えられる.

残りの荷電粒子「No. 27」と「No. 32」は衝突点から1.29と1.28 cmのルーサイト中でそれぞれ3個の粒子を放出している. 6個の小供粒子は下流の解析層(鉛で10 radiation lengths)まで追跡され, 3個は非弾性衝突を起こしているため確実にハドロンであり, 残

第4表 X粒子対発生例「BEC 7-E31」におけるX粒子「No. 27」「No. 32」及びその小供粒子の放出角度と運動量についての測定結果.

Details of Hadron Trident No.27 and No.32

Track No.	tanθ (mrad)	Momentum (GeV/c)	P _T (GeV/c)	Comment
27	7.94			
27-1	8.50	88 ⁺⁴³ ₋₂₂	0.75 ^{+0.37} _{-0.19}	Hadron or Muon
27-2	1.61	69 ⁺³³ ₋₁₇	0.11 ^{+0.05} _{-0.03}	Hadron or Muon
27-3	6.25	38 ⁺¹⁸ ₋₉	0.24 ^{+0.11} _{-0.06}	Hadron
27-0			0.40 ^{+0.44} _{-0.35}	Missing Neutral
32	5.63			
32-1	8.34	94 ⁺⁴⁵ ₋	0.78 ^{+0.38} ₋	Hadron
32-2	5.05	36 ⁺¹⁴ ₋₈	0.18 ^{+0.07} _{-0.04}	Hadron or Muon
32-3	5.82	27 ⁺⁹ ₋₆	0.16 ^{+0.05} _{-0.03}	Hadron
32-0			0.54 ^{+0.43} _{-0.48}	Missing Neutral



第15図 「BEC 7-E31」におけるX粒子「No. 27」と「No. 32」の崩壊例の X, Y, Z 投影図. O点は衝突点, AとB点は崩壊点.

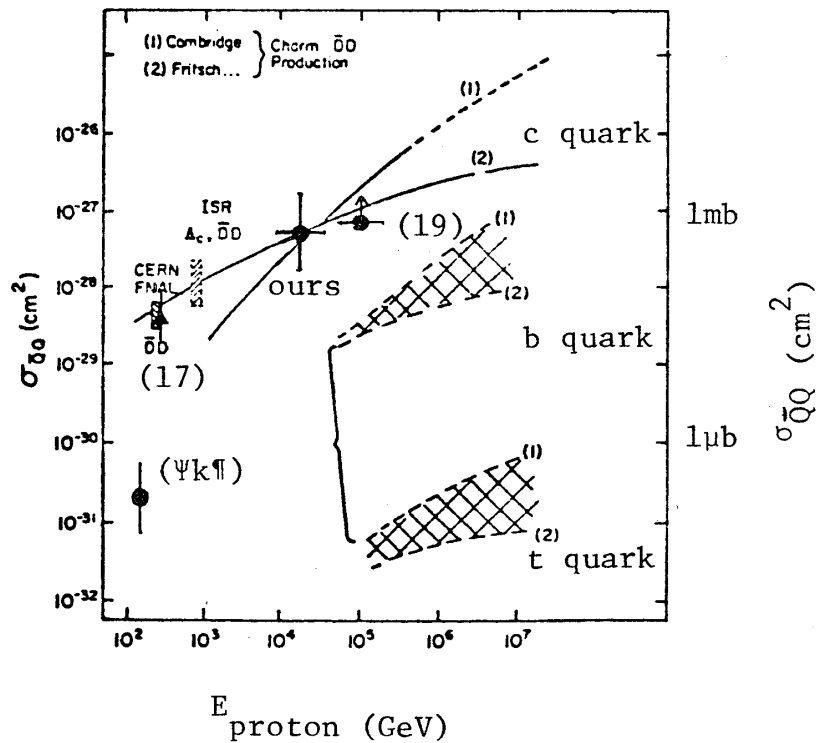
第5表 X粒子「No. 27」「No. 32」の寿命と放出横運動量
 $D^{\pm} \rightarrow (\pi\pi\pi)^{\pm} K^0$ と仮定した場合.

Life Time and Transverse Momentum of X-Particles
 (assumption $D^{\pm} \rightarrow (\pi\pi\pi)^{\pm} K^0$)

Track No.	Flight Length (cm)	Emitting Angle (mrad)	Momentum (GeV/c)	P_T (GeV/c)	Life Time ($\times 10^{-13}$ sec)
27	1.29	7.94	290 $\begin{smallmatrix} +140 \\ -73 \end{smallmatrix}$	2.2 $\begin{smallmatrix} +1.1 \\ -0.6 \end{smallmatrix}$	2.8 $\begin{smallmatrix} +0.9 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$
28	1.28	5.63	252 $\begin{smallmatrix} +100 \\ -76 \end{smallmatrix}$	1.4 $\begin{smallmatrix} +0.6 \\ -0.4 \end{smallmatrix}$	3.2 $\begin{smallmatrix} +1.4 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$

りの3個は通り抜けているのでハドロンまたはミュー中間子である. 小供5個は相対散乱法でその運動量を求めた, 残りの1個は発生層中での非弾性衝突より放出された荷電粒子の放出角分布からその運動量を計算した. 放出角度と運動量についての測定結果を第4表に示す. これらの現象は横運動量のバランスは成立していない, またその値が大きいののでストレンジ粒子の崩壊ではない.

第15図は荷電X粒子「No. 27」と「No. 32」についてのX, Y, Zの投影図である,



第16図 X粒子の発生断面積のエネルギー依存性

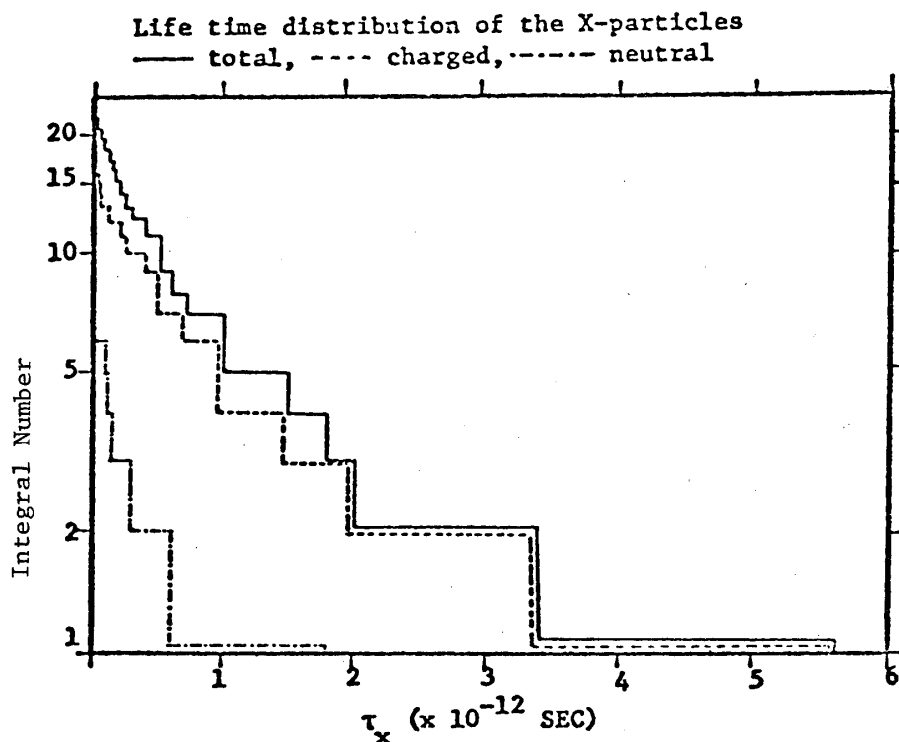
フライト・レンジは1.29と1.28 cmである。ミスィング中性粒子としてパイ中間子、ケイ中間子、ラムダ粒子あるいはニュートリノを仮定するとミスィング粒子の運動量の関数として親の質量を計算できる。例えば崩壊様式として $D^{\pm} \rightarrow (\pi\pi\pi)^{\pm} K^0$ のチャーム中間子を仮定するとその寿命と放出の横運動量が計算されその結果を第5表に示す。

5.2 X粒子の発生断面積

今回の実験では入射エネルギーが20 TeVと150 TeVの核子衝突で2例のX粒子対発生例が観測された。入射エネルギーが2 TeVから100 TeVの範囲で48例の核子衝突が観測されているから発生頻度は(2~6)%である。この値は今までの発生頻度(1~5)%と一致している[15]。チャーム粒子の断面積の標的原子核効果は質量数Aに比例するとして[16]、平均入射エネルギー10 TeVの核子・核子衝突でのX粒子(チャーム粒子)の発生断面積は、

$$\begin{aligned} \sigma(NN \rightarrow C\bar{C}X) &= (42 \text{ mb}/A) \times \{ (2 \pm 1.4) / 48 \times A^{2/3} \} \\ &= (900 \pm 600) \mu\text{b} \end{aligned}$$

となる。この式で42 mbは入射エネルギー10 TeVの核子・核子非弾性衝突の断面積である。ルーサイトの平均質量数は $\langle A \rangle = 7$ を代入した。この値は400 GeV/c陽子衝突での測定値 $30 \pm 20 \mu\text{b}$ と比較して増加している[17]。第16図には入射エネルギーと新素粒子(チャーム粒子)の発生断面積の関係を示す[18][19]。



第17図 X粒子の寿命分布

5.3 X粒子の平均寿命

今までの観測データを含めてX粒子の寿命分布は第17図のようになる。X粒子の平均寿命は $(7 \sim 8) \times 10^{-13}$ 秒であり、中性粒子は $(3 \sim 5) \times 10^{-13}$ 秒で荷電粒子の約 10^{-12} 秒と比較してより短いことが特徴ある結果である。この特徴は最近のニュートリノによるエマルジョンとカウンターのハイブリッド実験の測定値、 D^{\pm} の平均寿命 $(10.0^{+8.9}_{-4.0}) \times 10^{-13}$ 秒、 D^0 の平均寿命 $(0.93^{+0.51}_{-0.29}) \times 10^{-13}$ 秒によって確認された[20]。

5. ま と め

過去2回の日豪協同気球エマルジョンチェンバー実験より得られた測定結果を要約する。

1. 陽子のフラックス強度は $I(E > 10 \text{ TeV}) = (8 \pm 4) \times 10^{-4} (\text{m}^{-2} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1})$ であり、アルファ粒子は $I(E > 5 \text{ TeV/核子}) = (2 \pm 1) \times 10^{-4} (\text{m}^{-2} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1})$ である。これらの値は低エネルギーの Ryan et al. の実験結果の外挿と一致する。Medium Nuclei は $I(E > 2 \text{ TeV/核子}) \simeq 10^{-4} (\text{m}^{-2} \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1})$ である。
2. 平均入射エネルギー20 TeV 領域の核子・核子衝突における荷電二次粒子の平均多重度は 21 ± 4 であり、加速器領域での測定値と比較すると、平均多重度の入射エネルギー依存性は $a + b(\ln E) + c(\ln E)^2$ あるいは $aE^{1/4}$ である。また $|\eta| < 1.5$ の中心領域の平均多重度は 8.7 ± 1.8 で $(\ln E)$ 以上のエネルギー依存性で増加している。これらの測定結果から宇宙線20 TeV 領域の核子・核子衝突ではスケーリング則の破れは明らかである。
3. 平均入射エネルギー6 TeV/核子のアルファ粒子・核子衝突における荷電二次粒子の平均多重度は 30 ± 8 であり、また $|\eta| < 1.5$ の中心領域での平均多重度は 14.7 ± 3.9 となる。同じエネルギーの核子・核子衝突の平均多重度の期待値は16であるから、アルファ衝突の平均多重度はその 1.9 ± 0.5 倍となる。
4. ガンマ線の横運動量分布について $0.2 < P_{T\gamma} \lesssim 1.2 (\text{GeV}/c)$ の領域で、

第6表 核子及びアルファ粒子衝突についての観測結果

Summary Tables of Nucleon and Alpha Collisions in This Experiment.							
Results	Observed Event Number	Average Energy (TeV/nuc)	Average Total Multiplicity $\langle n_{\text{ch}} \rangle_{\text{PP, aP}}$	Average Multiplicity $\langle N_{\text{ch}} \rangle_{\text{PP, aP}}$ in $ \eta < 1.5$	$\langle P_{T\gamma} \rangle$ (GeV/c) $N(>P_{T\gamma}) \propto \exp(-P_{T\gamma}/\langle P_{T\gamma} \rangle)$	$f_0 = \langle E_{T\gamma} \rangle / \langle E_{T\gamma} \rangle$ $N(>f) \propto \exp(-P_{T\gamma}/\langle P_{T\gamma} \rangle)$	$x_0 = \langle E_{T\gamma} \rangle / E$ $N(>x) = N_0 \exp(-x/x_0)$
Ours (Nucleon)	48 Events	24^{+5}_{-5}	21^{+4}_{-4}	$8.7^{+1.8}_{-1.8}$	$0.24^{+0.02}_{-0.02}$ ($P_{T\gamma} > 0.2$)	0.185 ($f_{\gamma} > 0.1$)	$0.045^{+0.005}_{-0.005}$ ($x > 0.03$) $N_0 = 5.3$
Sato et al. (Nucleon)	15 Events	20	19^{+5}_{-5}	$10.2^{+1.4}_{-1.4}$	$0.22^{+0.01}_{-0.01}$ ($P_{T\gamma} > 0.3$)	0.16 ($f_{\gamma} > 0.2$)	$0.04^{+0.01}_{-0.01}$ ($0.005 < x < 0.1$)
Ours (Alpha)	23 Events	6^{+2}_{-2}	30^{+8}_{-8}	$14.7^{+3.9}_{-3.9}$	$0.20^{+0.02}_{-0.02}$ ($P_{T\gamma} > 0.2$)	0.079 ($f_{\gamma} > 0.1$)	$0.045^{+0.005}_{-0.005}$ ($x > 0.03$) $N_0 = 8.8$

$$N(>P_{Tr}) \propto \exp(-P_{Tr}/\langle P_{Tr} \rangle)$$

と近似すると、核子衝突17例では平均横運動量 $\langle P_{Tr} \rangle = 0.24 \pm 0.02$ (GeV/c)となる。主としてアルファ衝突11例(アルファ粒子7例, Light 3例, Heavy Nuclei 1例)では $\langle P_{Tr} \rangle = 0.20 \pm 0.02$ (GeV/c)となる。

5). ガンマ線のエネルギー分布 $X_\gamma = E_\gamma/E$ (核子当りのエネルギー) は $X_\gamma > 0.03$ の領域で、

$$N(>X_\gamma) = N_0 \exp(-X_\gamma/X_0)$$

とすると、 $X_0 = 0.045 \pm 0.005$ で陽子及びアルファ粒子衝突で同じ値であり、 N_0 はそれぞれ5.3と8.8である。両者の N_0 の比は1.7となり、この値は $X_\gamma > 0.03$ の領域におけるガンマ線の多重度の比に相当する。

6). 今回の実験では48例の核子衝突が解析され、そのうち2例のX粒子(チャーム粒子)の対発生が観測された。平均入射エネルギー10 TeVの核子・核子衝突でのチャーム粒子の発生断面積は、

$$\sigma(NN \rightarrow C\bar{C}X) = (900 \pm 600) \mu b$$

となる。

7). 今までの観測データを含めてX粒子の平均寿命は $(7 \sim 8) \times 10^{-13}$ 秒である。中性粒子の平均寿命は $(3 \sim 5) \times 10^{-13}$ 秒で荷電粒子の約 10^{-12} 秒と比較してより短いことが特徴である。

最後に核子衝突及びアルファ粒子衝突についてのまとめを第6表に示す。核子衝突については比較のために Sato et al. の結果を示す [21], [22], 両者の観測結果は良く一致している。

今後の実験目的は今回のアルファ粒子衝突についての観測結果を基準としてさらに重い原子核衝突についての統計量を増していくこと、またbクォークを含むボトム粒子を直接観測することである。これらの目的のためには重粒子のフラックス強度及びボトム粒子の発生断面積(第3図と第16図を参照)から、 $100 \text{ m}^2 \cdot \text{hour}$ 以上の気球フライトを必要とする

1980年4月10日

参 考 文 献

- [1] K. Niu, AIP Conf. Proc. No. 49, Particles and Fields Subseries No. 16 - Bartol Conf. - (1978) 49.
- [2] 前田康子ほか; 大気球シンポジウム報告(昭53) 9.
- [3] 田阪茂樹ほか; 大気球シンポジウム報告(昭53) 15. 同じく(昭54)「オーストラリアにおける気球エマルジョンチェンバー実験」.
- [4] C.F. Powell et al.; The Study of Elementary Particles by Photographic Method, p. 100.
- [5] H. Fuchi et al.; Nuovo Cimento 45A (1978) 471.
- [6] K. Kasahara, S. Torii and T. Yuda; Conf. Paper of 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 13 (1979) 70.

- [7] 佐藤禎宏ほか；大気球シンポジウム報告（昭54），「高エネルギー宇宙線による数10 TeV領域の多重発生の研究計画」。
- [8] M.J. Ryan et al.; *Phys. Rev. Lett.* **28** (1972) 285, errata 1497.
- [9] F. Fumuro et al.; *Nucl. Phys* **B152** (1979) 376.
- [10] W. Thome et al.; *Nucl. Phys* **B129** (1977) 365.
- [11] T. Ferbel; *Proc. of 1st Workshop on Ultra-Relativistic Nuclear Collisions.* p. 1.
- [12] T. Ogata et al.; *Conf. Paper of 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 6* (1979) 100.
- [13] H. Fuchi et al.; *Nuovo Cimento* **51** (1979) 18.
- [14] T.K. Gaisser and F. Halzen; *Phys. Rev.*, **D14** (1976) 3153.
- [15] K. Niu; *AIP Conf. Proc. No. 49, Particles and Fields Subseries No. 16 –Bartol Conf.–* (1978) 181.
- [16] A. Bamberger et al.; *Nucl. Phys.* **B134** (1978) 1.
- [17] N. Ushida et al.; *Lett. Nuovo Cimento* **23** (1978) 577.
H. Fuchi et al.; *Phys. Lett.* **B38** (1979) 135.
- [18] D.B. Cline; *Rapporteur talk at 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 14* (1979) 281.
- [19] K. Sawayanagi; *Conf. Paper of 16th Int. Conf. on Cosmic Rays, Kyoto, 6* (1979) 118.
- [20] to be published to *Phys. Rev. Lett.*
- [21] Y. Sato et al.; *J. Phys. Soc. Japan* **41** (1976) 1821.
- [22] H. Sugimoto; *Nuovo Cimento*, **53A** (1979) 82.