

FAMÍLIAS ATMOSFÉRICAS COM  $\Sigma E_{\gamma} > 100$  TeV DETETADAS  
EM CÂMARAS DE EMULSÃO NUCLEAR E CHUMBO EXPOSTAS NO  
MONTE CHACALTAYA

REGINA HELENA CEZAR MALDONADO

TESE DE MESTRADO

Rio de Janeiro

Março de 1980

Março Aurélio

Meu filho querido.

"Aquelas nossas horas de convívio,  
que em parte foram furtadas,  
afinal são transformadas em Tese".

## AGRADECIMENTOS

Minha gratidão à Professora Neusa Amato, que na qualidade de orientador deste trabalho, acompanhou constantemente o desenvolvimento do mesmo com sugestões, esclarecimentos de dúvidas e transmissão de conhecimentos sempre que necessários. Além disso expressei o meu reconhecimento pela amizade e confiança que sempre depositou em mim.

Ao Professor Toru Shibata, meu agradecimento pela sugestão do assunto do presente trabalho e das etapas iniciais do mesmo. Agradeço também o seu prestimoso auxílio na elaboração de alguns gráficos.

Ao Professor Francisco Mendes de Oliveira Castro quero agradecer não só a colaboração no desenvolvimento dos cálculos matemáticos como também a solicitude com que sempre me transmitiu os ensinamentos necessários à compreensão dos mesmos.

Agradeço ao Professor Edison Hiroyuki Shibuya por ter lido o manuscrito e sugerido a introdução de algumas partes neste trabalho. Agradeço ainda os esclarecimentos prestados sempre que foi solicitado.

Sou grata ao Professor Cesar M.G. Lattes, fundador do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, e iniciador da Colaboração Brasil-Japão, a qual tem recebido sua constante dedicação e incentivo possibilitando assim a elaboração desta tese.

Aos Professores Y. Fujimoto, S. Hasegawa e A. Ohsawa agradeço as críticas e sugestões feitas no trabalho e aos Professores Takeshi Kodama e Luiz Carlos Oliveira pelos esclarecimentos de dúvidas quando solicitados.

Às microscopistas Iolanda A. Lopez, Nair Miranda e Te rezinha T. Vilar agradeço todo auxílio prestado e o carinho que sempre me dedicaram.

Agradeço ao Sergio Bruno que gentilmente colaborou nos desenhos de alguns gráficos e figuras que constam deste trabalho.

Na etapa do trabalho que envolveu o uso de computador meu agradecimento ao Luiz A. Reis, Tarcio Cardoso Oliveira e outros.

A datilografia deste trabalho coube ao Carlos Lopes da Conceição e as cópias xerox ao Sr. José M. de Jesus, a eles o meu agradecimento.

Agradeço ainda:

- A colaboração Brasil-Japão por permitir o livre acesso e utilização dos dados para este trabalho.
- Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo auxílio financeiro concedido.
- Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, entidade que possibilitou a minha participação nos trabalhos da Colaboração Brasil-Japão.
- Ao Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense pelo tempo concedido para realização deste trabalho.

Quero agradecer especialmente aos meus familiares o apoio e incentivo que constantes possibilitaram a conclusão deste trabalho.

## ÍNDICE DE TABELAS

	Pág.
TABELA 1 - Relação de câmaras expostas até 1978	2
TABELA IIA - Tamanho do grão dos materiais sensíveis .....	20
TABELA IIB - Composição química dos materiais sensíveis .....	20
TABELA IIIA - Composição química do revelador, fixador e fixador utilizados no processamento dos filmes de raios X .....	24
TABELA IIIB - Composição química do revelador fixador e fixador utilizados no processamento das emulsões nucleares .....	25
TABELA IVA - Tempos padrões de processamento para os filmes de raios X .....	26
TABELA IVB - Tempos padrões de processamento para emulsões nucleares .....	26
TABELA V - Tempo de processamento da câmara 18	26
TABELA VI - Valores de $D_0$ e $\alpha$ obtidos sob condição padrão de revelação .....	41
TABELA VII - Dados das 99 famílias atmosférica com $\Sigma E_\gamma > 100$ TeV .....	62
TABELA VIII - Valores de $\Delta N_0$ e $\Delta E_0$ .....	82
TABELA IX - Valores de $\beta_N$ , $\beta_E$ , $\Delta \bar{N}_0$ e $\Delta \bar{E}_0$	82

## ÍNDICE DE FIGURAS

	Pag.
FIGURA 1 - Representação esquemática da difusão dos raios cômicos na atmosfera ....	9
FIGURA 2 - Câmaras de Emulsão .....	11
FIGURA 2A - Câmara fina .....	11
FIGURA 2B - Câmara espessa .....	11
FIGURA 2C - Câmara de dois andares..	11
FIGURA 3 - Registro da Radiação Cômica nos 3 tipos de Câmara .....	16
FIGURA 3A - Detecção de famílias atmosféricas de raios $\gamma$ .....	16
FIGURA 3B - Detecção de raios $\gamma$ e partícula nuclearmente ativa .....	16
FIGURA 3C - Detecção de raios $\gamma$ e de partículas nuclearmente ativas através de C jatos e Pb jatos por estas produzidos .....	16
FIGURA 4 - Mapa de um bloco .....	30
FIGURA 5 - Números de eletrons num círculo de raio r em função da profundidade t ..	33
FIGURA 6 - Alturas determinadas pelo método de acoplamento para vários valores de energia .....	35
FIGURA 7 - Curvas de transição - Método de contagem de traços ..	37

FIGURA 8	-	Esquema de fotodensitômetro .....	39
FIGURA 9	-	Curvas de transição - Método fotométrico .....	43
FIGURA 10	-	Curva de calibração - Câmara 14 ....	44
FIGURA 11	-	Correlação entre a energia determinada pelo método fotométrico e a determinada pelo método de contagem de traços .....	45
FIGURA 12	-	Fluxo vertical da componente eletromagnética em Chacaltaya .....	47
FIGURA 13	-	Fluxo vertical integral da componente nuclearmente ativa .....	47
FIGURA 14	-	Distribuição de energia fracionária $f = \frac{E_{\gamma}}{\sum E_{\gamma}}$ , dos raios $\gamma$ de C jatos ..	50
FIGURA 15	-	Distribuição de momentos transversais dos raios $\gamma$ de C jatos .....	51
FIGURA 16	-	Histograma de energia de repouso, $m_{\gamma} c^2$ (liberadas em $\gamma$ ), dos estados intermediários .....	54
FIGURA 17	-	Distribuição integral de momentos transversais dos raios $\gamma$ .....	56
FIGURA 18	-	Distribuição integral de energia fracionária dos raios $\gamma$ .....	56
FIGURA 19	-	Espectro integral de energia das famílias .....	67

FIGURA 20	-	Espectro integral de energia dos raios $\gamma$ de todas as famílias analisadas .....	70
FIGURA 21	-	Espectro de energia dos raios $\gamma$ na forma diferencial .....	72
FIGURA 22	-	(a ~ d) - Espectros integrais de energia dos raios $\gamma$ de famílias individuais .....	75
FIGURA 23	-	Relação entre a energia de interação de cada família atmosférica e o parâmetro de idade $\bar{S}$ .....	77
FIGURA 24a	-	Distribuições laterais da densidade de $n\varphi$ de partículas e da densidade de energia para $E_{\min} = 2$ TeV .....	79
FIGURA 24b	-	Distribuições laterais da densidade de $n\varphi$ de partículas e da densidade de energia para $E_{\min} = 5$ TeV .....	80
FIGURA 25	-	Relação entre a distância $r_\gamma$ e a razão $\frac{\Delta N}{\Delta E}$ .....	83
FIGURA 26a	-	Distribuição lateral de densidade de $n\varphi$ de partícula (ponderada de energia) .....	84
FIGURA 26b	-	Distribuição lateral de densidade de energia (ponderada de energia) ..	85
FIGURA 27	-	Correlação entre $\xi_r$ e $\frac{\bar{N}}{E} \times \frac{\xi_r}{E_m}$ ....	88
FIGURA 28	-	Expressão $\frac{\ln\left[\frac{T}{T-t}\right]}{\exp\left[\frac{t}{\Lambda}\right]}$ em função de $t$	94

FIGURA 29	-	Distribuição $r_{\gamma} (\Sigma E_{\gamma})_{obs}$ de todas as famílias .....	96
FIGURA 30	-	Distribuição $r_{\gamma} (\Sigma E_{\gamma})_{obs}$ na forma percentual .....	97

## PREFÁCIO

A descoberta da radiação cósmica ocorreu no início do século, e a confirmação da sua existência nas décadas que se seguiram.

O estudo das suas propriedades tem sido realizado ativamente, e a Radiação Cósmica tornou-se interesse de pesquisa nas várias áreas da Física. A contribuição de grande significado se refere à Física de altas energias, podendo-se citar, entre outras descobertas, o fenômeno denominado Produção Múltipla de Mesons (mesons produzidos em uma única colisão hadron-hadron). Hadrons são partículas que interagem fortemente (Ex.: próton, neutron, mesons  $\pi^{\pm}$ , etc).

Em 1940, experiências realizadas no Brasil por Wataghin, S. Santos e Pompeia<sup>(1)</sup> possibilitaram a descoberta dos chuviros penetrantes na Radiação Cósmica, que foram atribuídos à Produção Múltipla de Mesons nas colisões hadronicas.

Modelos fenomenológicos foram propostos para descrever este fenômeno; entre eles destacam-se o das duas bolas de fogo, introduzido independentemente por Ciok et al<sup>(2)</sup>, Cocconi<sup>(3)</sup> e Niu<sup>(4)</sup> e o modelo do quantum H. de Hasegawa<sup>(5)</sup>, proposto em 1962 após análises de jatos em emulsões.

Vários grupos de pesquisa surgiram para estudar a Produção Múltipla de Mesons, e no período de 1960 a 1962 foi feito

o programa ICEF (International Cooperative Emulsion Flight) <sup>(6)</sup>, do qual faziam parte quinze países.

Em 1962 teve início uma colaboração internacional entre grupos de pesquisa brasileiros e japoneses denominada Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos. Esta colaboração foi proposta pelo Professor H. Yukawa através de uma carta ao Professor Cesar M. G. Lattes em 1959 <sup>(7)</sup>.

A Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos tem como objetivo principal o estudo das interações nucleares produzidas pela radiação cômica e detetadas em câmaras de emulsões nucleares e chumbo, exposta no Monte Chacaltaya, La Paz, Bolivia (a 5220m acima do nível do mar). Este tipo de detetor foi desenvolvido pelos grupos japoneses de raios cômicos, constituídos em 1954.

Em linhas gerais, as câmaras de emulsão, expostas até agora pela Colaboração Brasil-Japão, foram de dois tipos diferentes: o primeiro tipo projetado para detetar as interações nucleares ocorridas na atmosfera (A-jatos) e o segundo tipo para detetar as interações ocorridas num alvo de piche localizado dentro da própria câmara (C-jatos). Cada tipo tem suas vantagens e desvantagens.

O primeiro tipo é usado quando se deseja uma boa estatística de interações hadronicas de grande energia, pois estas ocorrem com maior frequência na atmosfera terrestre do que no alvo de piche, devido à grande diferença de espessura entre

esses dois alvos.

Por outro lado, existe uma grande desvantagem no estudo das interações hadronicas na atmosfera, que é a pouca precisão na determinação da altura de interação; portanto quando se deseja uma maior precisão na determinação da altura de interação usa-se o segundo tipo.

Nos últimos dez anos, a Colaboração Brasil-Japão exoôs à Radiação Cosmica cêrca de 500m<sup>2</sup> ano de material fotosensível para detetar A-jatos, em 200m<sup>2</sup> ano para detetar C-jatos.

Neste trabalho é feita análise de interações hadronicas com energia observada  $\Sigma E_{\gamma}$  maior que 100 TeV, em número razoavelmente grande de eventos.

Em virtude dos fatos acima expostos, são utilizadas somente interações hadronicas na atmosfera, usando-se um método em que a altura da interação (cuja determinação tem sido alvo de muitas críticas) não aparece explicitamente.

Os dados usados neste trabalho foram cedidos pela Colaboração Brasil-Japão, que tendo detetado até agora um grande número de interações do tipo acima citado, permitiu um aumento considerável na estatística de tais eventos.

CAPÍTULO I - DESCRIÇÃO GERAL DA RADIAÇÃO CÓSMICA E DAS CÂMARAS  
DE EMULSÃO NUCLEAR

I.1. - EXPOSIÇÕES DA CÂMARAS DE EMULSÃO NUCLEAR NO MONTE CHACAL  
TAYA

Atualmente (1979) fazem parte da Colaboração Brasil-Japão, o grupo de raios cósmicos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (Rio de Janeiro), o grupo da Universidade Estadual de Campinas (Campinas - S.P.) e os grupos japoneses da Universidade de Waseda, Universidade Aoyama Gakuin e Universidade de Tóquio.

A câmara de emulsões é formada por vários blocos, cada um constituído de placas de chumbo, alternadas com envelopes contendo material fotosensível (composição típica): (3 filmes de raios X e um de emulsão nuclear). Todos os blocos tem dimensões de 40cm x 50cm sendo que a profundidade varia de uma câmara para outra.

Na Tab. I figuram todas as câmaras expostas até 1978, em número de 18, sendo que a 19<sup>a</sup> foi processada quimicamente no último mês de agosto.

No período 1962-1968 foram construídas 13 câmaras. Pode-se dizer que estas câmaras foram "câmaras testes", principalmente as 11 primeiras, pois nestas foram testadas câmaras de tipos e espessuras diversas, efeitos de fadiga (perda de sensibilidade ou de imagem latente, etc). Neste mesmo período foram

TABELA I - CÂMARAS EXPOSTAS ATÉ 1978

CÂMARA NÚMERO	ÁREA (m <sup>2</sup> )	ESPESSURA μ. c Pb	PERÍODO DE EXPOSIÇÃO
1	0,4	12	15/06/62 - 05/08/62
2	0,4	12	15/06/62 - 05/08/62
3	0,4	16	15/06/62 - 15/10/62
4	1,2	12	01/08/62 - 15/10/62
5	6,0	12	05/08/62 - 15/10/62
6	1,2	20	20/10/62 - 20/02/63
7	0,2	20	15/06/62 - 18/04/63
8	8,0	20	20/10/62 - 18/04/63
9	8,0	20	22/04/63 - 03/11/63
10	1,2 sup. 1,2 inf.	12 10	23/04/63 - 03/11/63
11	6,0	58	24/02/64 - 05/01/65
12	6,0 sup. 6,0 inf.	16 40	06/05/65 - 05/04/66
13	9,8 sup. 5,0 inf.	12 72	20~23/08/66 - 04~07/09/67
14	46	22	14~17/05/68 - 15/04/69
15	44,2 sup. 33,0 inf. 0,4 teste	12 16 12	04~07/10/69 - 19~29/07/70
16	44,2 sup. 21,4 inf. 0,4 teste	12 30 14	03/04/71 - 10~17/04/72
17	44,2 sup. 33,0 inf.	16 14	17~21/10/72 - 06~14/06/74
18	44,2 sup. 33,0 inf. 25,2 <sup>s</sup> sala 1 15,0 <sup>s</sup> sala 2	14 16 14 14	18~26/11/74 - 07~11/06/76

também realizadas determinações de fluxo das componentes eletromagnética ( $e^{\pm}$ ,  $\gamma$ ) e nuclearmente ativas (N,  $\pi^{\pm}$ , ...); suas dependências com o ângulo zenital, etc.

Neste período, a dimensão das câmaras era da ordem de  $10m^2$  ano no máximo.

Depois de 1968, a dimensão das câmaras de emulsão foi aumentada para cerca de  $50m^2$  ano <sup>(8)</sup>. Sabe-se que justamente a primeira câmara de maior dimensão (câmara 14) detectou um evento muito grande, com energia total da ordem de  $10^{16}$  eV, que foi denominado "Andromeda" <sup>(8)</sup>.

Em 1973, foi observado pela primeira vez um novo tipo de evento denominado "Centaur" <sup>(9)</sup>, que apresentava produção de aproximadamente cem partículas nuclearmente ativas, desacompanhadas de pions neutros. Depois desse, outros eventos do mesmo tipo já foram analisados.

Simultaneamente com esses acontecimentos surpreendentes, o grupo da Colaboração Brasil-Japão estudou sistematicamente as características das bolas de fogo, ou melhor, as evidências de estados intermediários discretos produzidos entre as interações hadrônicas e o decaimento em mesons; concluiu-se pela existência de três tipos de estados intermediários: "Lr", "Lçu e Guaçu.

## I.2 - FENOMENOS DA RADIAÇÃO CÔSMICA NA ATMOSFERA

### I.2a - Componentes da Radiação Cômica

No presente trabalho estudar-se-ã, em particular, a componente eletromagnética ( $e^+$  e  $\gamma$ ) produzida nas interações das partículas primárias com núcleos da atmosfera. Essas interações são denominadas A-jatos, sendo que os eletrons e  $\gamma$ s produzidos nas mesmas chegam à câmara de emulsão obedecendo um paralelismo, e constituem o que é definido como uma "família" de raio  $\gamma$ . Na análise das famílias atmosféricas de raios  $\gamma$ , observadas nas câmaras de emulsão, é necessário saber, previamente o modo de propagação dos raios cômicos na atmosfera.

As partículas da radiação cômica podem ser classificadas em grupos: primários, secundários, terciários. etc.

Os primeiros são aqueles que chegam a atmosfera terrestre e são constituídos principalmente de prótons e partículas  $\alpha$ .

Os valores relativos dos fluxos correspondentes são dados por <sup>(10)</sup>:

$$\text{proton: alfa: mais pesado} \approx \frac{1}{7} : \frac{1}{60} \quad (\text{I-1})$$

O fluxo das partículas primárias pode ser expresso pela lei de potência

$$\phi_p(\geq E) = K \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha}$$

Os valores dos parâmetros no intervalo  $10^{17}$  a  $10^{20}$  eV são (10) :

$$E_0 = 10^{19} \text{ eV}$$

$$K = (2 \pm 1) \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ Sr}^{-1}$$

$$\alpha \approx 1,7$$

resultando o seguinte valor absoluto para o fluxo

$$\phi_p (\geq E) = (2 \pm 1) \times 10^{-18} \left( \frac{E}{10^{19}} \right)^{-1,7} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1} \quad (I-2)$$

Recentemente experiências com chuveiros atmosféricos extensos revelaram que núcleos mais pesados, tais como o ferro, tornam-se predominantes à medida que a energia de interação cresce. No estágio atual é difícil tirar qualquer conclusão definitiva a esse respeito.

As partículas secundárias são aquelas produzidas em interações nucleares sucessivas das partículas da radiação cósmica primária.

Um próton primário incidente colide com um núcleo do ar, com livre caminho médio de colisão da ordem de  $80 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}$ , que é aproximadamente igual ao que se deve esperar da seção de choque geométrica de um núcleo de ar. Pions são produzidos nas colisões (fenômeno conhecido como Produção Múltipla de Mesons) e os pions neutrons assim produzidos se desintegram principalmente em 2 raios  $\gamma$  imediatamente em virtude da sua vida média ser extremamente curta, da ordem de  $10^{-16}$  seg. Já os pions carrega-

dos, tendo uma vida média relativamente longa ( $\sim 10^{-8}$  seg), se propagam na atmosfera e colidem com núcleos do ar antes do decaimento  $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$

O livre caminho médio de colisão dos pions carregados é da ordem de  $100 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2} \sim 120 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}$ . O livre caminho médio para o decaimento dos mesmos é dado por (10)

$$l_{\pi \rightarrow \mu} \approx \frac{E_{\pi} \cdot x}{B_{\pi}} \quad (\text{I-3})$$

onde  $E_{\pi}$  é a energia do pion carregado

$B_{\pi}$  é a correspondente constante de decaimento, igual a 139 GeV/c e

$x$  é a profundidade atmosférica.

Sendo assim, exceto para os casos em que  $E_{\pi} \ll 139$  GeV ou onde  $x \sim 0$ , pode-se desprezar os efeitos do decaimento dos pions carregados. Esses pions de alta energia se propagam através da atmosfera, interagindo sucessivamente com núcleos do ar e atenuando sua energia. Finalmente o efeito do decaimento torna-se dominante em comparação com o da interação nuclear.

Muons de alta energia, uma vez produzidos pelo decaimento dos pions carregados altamente energéticos, penetram facilmente tanto nas camadas da atmosfera como nas camadas abaixo do nível do mar, sem dissipar muito sua energia por causa da fraca interação com a matéria.

Entretanto, os muons de baixa energia, produzidos pelo

decaimento de pions carregados, de baixa energia, atenuam principalmente por causa dos dois efeitos: o decaimento e a perda de energia por ionização.

Realmente, neste caso, o livre caminho médio para o decaimento  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$  (ou analogamente para o  $\mu^+$ ) é dado por:

$$l_{\mu \rightarrow e} \approx \frac{E_\mu}{B_\mu} x \quad (I-4)$$

com  $B_\mu = 1,2 \frac{\text{GeV}}{c}$ . A perda por ionização ao nível do mar é desta mesma ordem de grandeza.

Portanto, para mesons de energia da ordem de alguns GeV, deve-se levar em consideração ambos os efeitos.

Os neutrinos produzidos pelo decaimento dos muons e dos pions carregados penetram na matéria mais facilmente que os muons pelo fato de não terem carga.

Os pions neutrons produzidos nas interações nucleares, conforme já foi mencionado, tem a vida média muito curta, da ordem de  $10^{-16}$  seg. O livre caminho médio do decaimento  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  é dado por:

$$l_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} \approx \frac{E_{\pi^0}}{B_{\pi^0}} x \quad (I-5)$$

com  $B_{\pi^0} = 1.9 \times 10^7 \frac{\text{TeV}}{c}$ . Portanto, para um  $\pi^0$  individual de energia da ordem de  $10^{12}$  eV  $\sim 10^{14}$  eV e  $x \sim 10^2 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}$  pode-se considerar  $l_{\pi^0 \rightarrow 2\gamma} \sim 0$ , isto é, o ponto do decaimento do  $\pi^0$  em  $2\gamma$

é praticamente o ponto de interação nuclear.

### 1.2c - Cascata Eletromagnética

Os raios  $\gamma$  de alta energia, que resultam do decaimento do  $\pi^0$ , experimentam sucessivas interações eletromagnéticas com os núcleos do ar e então um grande número de raios  $\gamma$ , elétrons e pósitrons chegam paralelamente ao ponto de observação. Este processo é denominado "cascata eletromagnética" e é muito importante para o estudo das famílias atmosféricas de raios  $\gamma$ . Entende-se por "raios  $\gamma$ " não só os raios  $\gamma$  como também elétrons e pósitrons todos englobados; a teoria quantitativa de cascata (1) é resumida no Apêndice I.

A representação esquemática da difusão dos raios cósmicos na atmosfera é apresentada na Fig. 1.

### 1.3 - CÂMARA DE EMULSÕES E FAMÍLIA ATMOSFÉRICA DE RAIOS $\gamma$

Na seção anterior foi ilustrado o aspecto geral da propagação dos raios cósmicos na atmosfera. Nesta seção serão focalizados detalhes da câmara de emulsão e análise das famílias atmosféricas de raios  $\gamma$ .

#### 1.3a - Classificação das Câmaras de Emulsão Pb-jeitos.

C-jeitos

Dependendo da forma e da natureza e permeabilidade as câmaras de emulsão são classificadas em: (1) câmaras de emulsão de placa e (2) câmaras de emulsão de tubo.

FIG. 01

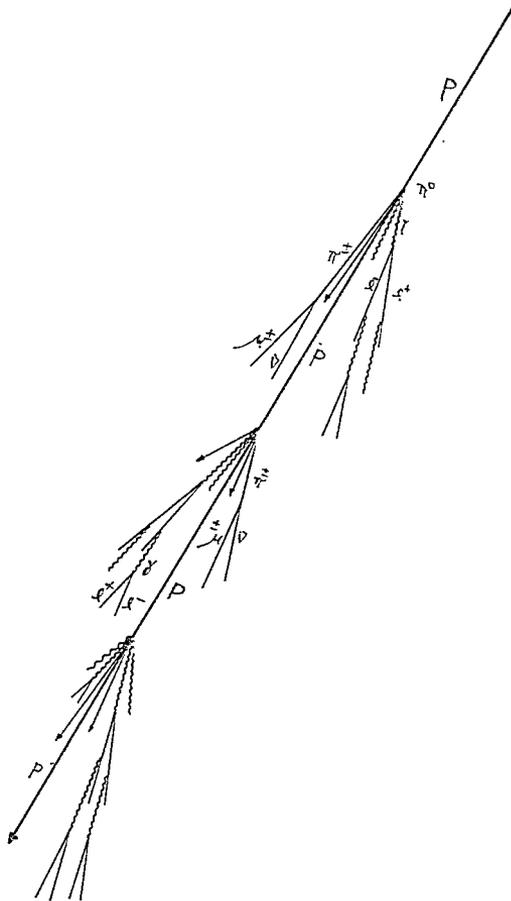


Fig. 2: câmara fina, câmara espessa e câmara de dois andares.

A Fig. 2a apresenta uma câmara fina; esta câmara é projetada para detetar principalmente a componente eletromagnética ( $e^{\pm}$  e  $\gamma$ ) que se propaga através da atmosfera. Geralmente a espessura deste tipo de câmara é da ordem de 16 u.c., podendo alcançar até 20 u.c., onde u.c. representa a "unidade de cascata" ou "comprimento de radiação",  $x_0$ , do meio, o qual tem dimensão de comprimento, e é definido por:

$$\frac{1}{x_0} = 4\alpha \cdot \frac{N}{A} Z (Z + 1) \ln (183 Z^{-1/3}) r_e^2$$

onde:

$$\alpha = \frac{1}{137,036} \text{ - constante de estrutura fina}$$

$$N = 6.02 \cdot 252 \times 10^{23} \text{ (N}^\circ \text{ de Avogadro)}$$

A = número de massa do elemento considerado

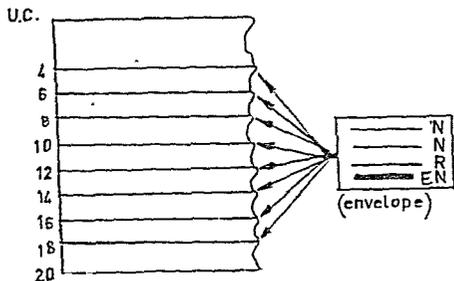
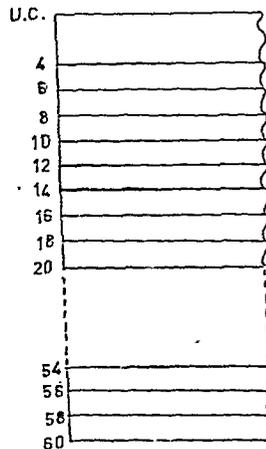
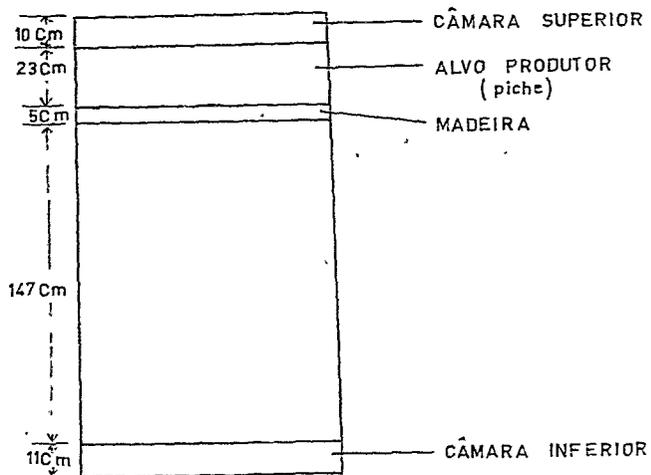
Z = número atômico do elemento considerado

$$r_e = 2,82 \times 10^{-13} \text{ cm} = \text{raio clássico do elétron}$$

Para o caso do chumbo: 1 u.c. = 5,7 mm.

Um exemplo típico de câmara fina é a câmara 14, que foi exposta durante o período 1968-1969. Nestas câmaras finas é grande a probabilidade da partícula nuclearmente ativa (nucleon pión carregado ou outra) penetrar sem sofrer interação. Isto pode ser explicado facilmente, pois o caminho livre médio de interação,  $\lambda_N$ , das partículas nuclearmente ativas no chumbo é de aproximadamente  $190 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}$ . ( $\approx 30$  u.c.).

FIG. 02

FIG. 2a  
CÂMARA FINAFIG. 2 b  
CÂMARA ESPESAFIG. 2 c  
CÂMARA DE DOIS ANDARES

Para se obter exemplo numérico pode-se considerar o caso em que  $N_0$  partículas nuclearmente ativas incidem no topo de uma câmara de emulsão com espessura  $t \frac{gr}{cm^2}$ . O número de partículas que penetram sem sofrer interação é dado pela relação

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\lambda_N}} \quad (I.6)$$

onde  $\lambda_N$  é o caminho livre médio de interação da componente nuclearmente ativa no chumbo.

No caso particular em que a espessura da câmara é de 20 u.c., a probabilidade que a partícula nuclearmente ativa tem de penetrar na câmara, sem sofrer interação, é dada por

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{t}{\lambda_N}} = e^{-\frac{20}{30}} = 0,51 \quad (I.7)$$

Deste modo, para que além da componente eletromagnética, se possa detetar também a componente nuclearmente ativa, é conveniente utilizar-se uma câmara do tipo espessa, como a indicada na Fig. 2b.

Uma câmara espessa típica é a câmara 11, que apresenta 60 u.c. de espessura (aproximadamente dois caminhos livres médios de interação). Esta câmara foi expostas no período de 1963 a 1964, e com ela determinou-se o caminho livre médio de interação e o fluxo das partículas nuclearmente ativas<sup>(12)</sup>.

Nas câmaras espessas encontram-se frequentemente cascatas eletromagnéticas que são detetadas somente nas camadas mais profundas das mesmas. Essas não podem ser originadas na atmosfera

ra, pois sendo o comprimento de radiação (ou unidade de cascata) no chumbo da ordem de 0,5 cm, dificilmente um  $\gamma$  atmosférico alcançaria as camadas mais profundas da câmara sem sofrer materialização. A origem destas cascatas é atribuída principalmente aos  $\pi^0$  produzidos nos Pb-jatos que são interações nucleares das partículas nuclearmente ativas com o chumbo da câmara.

Os dois tipos de câmaras apresentados (fina e espessa) conduziam, porém a resultados com grande indeterminação na avaliação da altura da interação pelo método do acoplamento dos dois raios  $\gamma$  resultantes da desintegração do  $\pi^0$  (a ser visto no Capítulo II). Para eliminar a incerteza na determinação da altura da interação, bem como a contaminação produzida por interações nucleares sucessivas e por cascatas eletromagnéticas atmosféricas\*, projetou-se a câmara de dois andares<sup>(13)</sup>, que é apresentada na Fig. 2C. Uma câmara deste tipo é composta de câmara superior, uma camada de material com número atômico baixo (utilizamos o piche  $C_{26}H_{52}$ ), espaço vazio e câmara inferior, situada a aproximadamente 1,50m da câmara superior. A câmara superior tem duas funções: a primeira é detetar famílias atmosféricas de raios  $\gamma$ , a segunda é absorver a componente eletromagnética para que esta não atinja a câmara inferior.

---

\* são obtidas quando o  $\gamma$  produzido através do decaimento  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  se materializa e inicia o desenvolvimento de cascata ao atravessar a atmosfera terrestre.

O objetivo da câmara inferior é detetar as partículas secundárias (principalmente os pions neutros através dos  $\gamma$  resultantes da sua desintegração) produzidas nas interações nucleares que ocorrem dentro da camada de piche. Essas interações nucleares que ocorrem no piche são chamadas C-jatos. Os  $\gamma^S$  resultantes do decaimento dos  $\pi^0$ , gerados nestas interações nucleares, atravessam a camada fina de piche, sem se materializar, por causa do baixo número atômico,  $Z$ , deste material, e alcançam a câmara inferior, onde são materializados.

O espaço vazio, existente entre o alvo produtor (piche) e a câmara inferior permite que os  $\gamma$  alcancem esta última suficientemente separados, de modo a serem analisados individualmente.

As primeiras câmaras deste tipo foram as câmaras 12 e 13 expostas, respectivamente, nos períodos 1965-1966 e 1966-1967, ambas com  $9\text{m}^2$  de área e alvo produtor com 70cm de espessura. Os resultados obtidos mostravam que elas eram bastante eficientes para o estudo das interações nucleares de energia superior a alguns TeV. É por isso que desde 1969 esse tipo de câmara tem sido utilizado pela colaboração Brasil-Japão. Pode-se citar as câmaras 15, 16, 17, 18 e 19, todas apresentando a câmara superior com  $44.2\text{ m}^2$  de área, e alvo produtor com 2,3 cm de espessura, o que corresponde aproximadamente a  $\frac{1}{3}$  do caminho livre médio de interação das partículas nuclearmente ativas no piche ( $\lambda \approx 66,5\text{ gr/cm}^2 \approx 60,5\text{ cm}$ ) e a  $\frac{1}{4}$  do caminho livre médio de criação de par. Com essa espessura evita-se a ocorrência de interações sucessivas no piche.

### I.3b - Famílias Atmosféricas "Limpas" e Famílias Atmosféricas "Mistas"

A figura 3 (a,b,c) apresenta esquematicamente o modo pelo qual as partículas da radiação cósmica são registradas pelos três tipos de câmaras citados.

No primeiro tipo, câmara fina, apresentada na Fig. 3a são detetadas principalmente as famílias atmosféricas de raios  $\gamma$ , as quais podem ser classificadas em dois tipos; aquelas cujos  $\gamma$  chegam diretamente na câmara (como a família 1 da figura 3a) e as que são acompanhadas de interações nucleares sucessivas bem como de cascatas eletromagnéticas atmosféricas (como a família 2 da figura 3a). As primeiras são classificadas como famílias atmosféricas "limpas" enquanto que as outras são famílias atmosféricas "mistas". Como se pode facilmente prever, as primeiras aparecem se a altura da interação não é muito grande (por exemplo, inferior a 1 unidade de cascata no ar, aproximadamente 600m em Chacaltaya) enquanto que as outras são observadas se a altura de interação é superior a um caminho livre médio de interação, aproximadamente 1000m.

Pode-se comparar a dispersão lateral dos raios  $\gamma$ , causada principalmente pelo momento transversal dos raios  $\gamma$  produzidos em interações nucleares de altura conhecida, com o espalhamento coulombiano dos eletrons originados nas cascatas atmosféricas.

Como exemplo, considere-se o caso de uma interação nu

FIG. 03

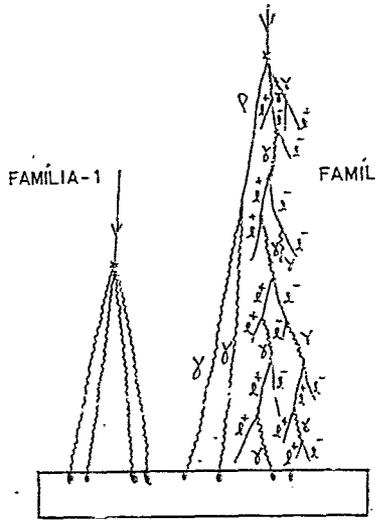


FIGURA - 3a

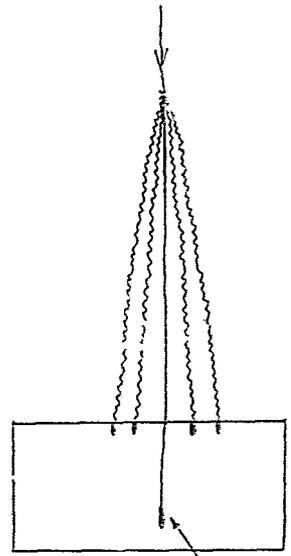


FIGURA - 3b

P b JATO

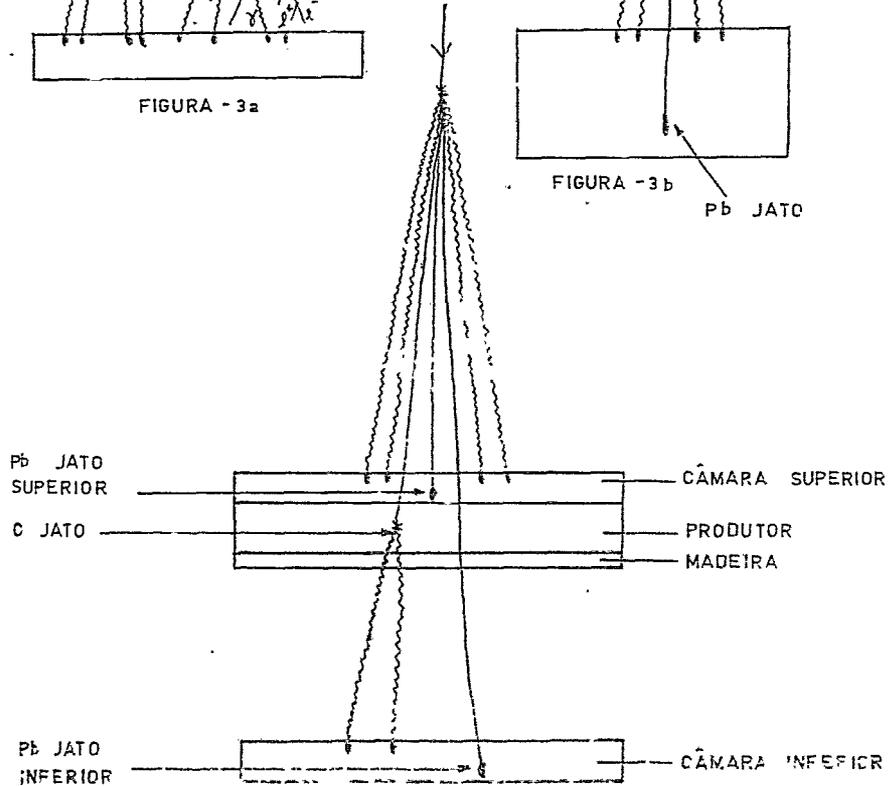


FIGURA - 3c

clear, ocorrida a 1000m acima da câmara, em que seja produzido um raio  $\gamma$  de energia igual a 2TeV e de momento transversal  $200 \frac{\text{MeV}}{c}$ . No nível de observação, a distância lateral de raio  $\gamma$  ao "centro da família" (a ser definido no capítulo II) é dado por:

$$r_{\text{jato}} \approx \frac{H P_{T\gamma}}{E_{\gamma}} = 10\text{cm} \quad (\text{I-8})$$

Por outro lado, a dispersão lateral do raio  $\gamma$  de 2 TeV, provocada pela cascata eletromagnética, em Chacaltaya é dada por:

$$r_{\text{casc}} \approx \frac{K}{E_{\gamma}} \text{ u.c.} = 0,6\text{cm} \quad (\text{I-9})$$

onde K é a constante de espalhamento, igual a 20 MeV.

Vê-se que o segundo espalhamento é muito menor que o primeiro.-

Na câmara espessa, apresentada na figura 3b, além dos raios  $\gamma$  atmosféricos, também uma partícula nuclearmente ativa é detetada através do Pb jato por ela produzido.

Na figura 3c ilustra-se o comportamento do nucleon residual e de pions carregados, de alta energia, juntamente com a componente eletromagnética. Um dos pions carregados interagem com o piche, originando um C-jatos conforme já mencionados, onde são produzidos raios  $\gamma$ , que chegam à câmara inferior, sem sofrer o processo de cascata. A dispersão lateral dos raios  $\gamma$  na câmara inferior, para o caso de um  $\gamma$  de energia  $E_{\gamma} = 0,3 \text{ TeV}$  e  $P_{T\gamma} = 200 \text{ MeV}/c$ ,

é dada por:

$$r_{\text{jato}} = \frac{H P_{T\gamma}}{E_{\gamma}} = 1 \text{ mm} \quad (\text{I-10})$$

Esse desvio é muito pequeno, comparado ao da família atmosférica por isso, para se analisar os C-jatos, deve-se utilizar também a emulsão nuclear, além dos filmes de raios X.

Se a câmara inferior for espessa ( $> 20$  u.c) pode-se detectar também a componente nuclearmente ativa através dos Pb-jatos por ela produzidos. Neste trabalho, a atenção é concentrada no estudo das famílias atmosféricas de raios  $\gamma$  detetadas ou em câmaras finas, ou nas primeiras camadas das câmaras espessas, ou na parte superior das câmaras de dois andares.

## CAPÍTULO II - MÉTODO EXPERIMENTAL

## II.1 - CARACTERÍSTICAS DO MATERIAL SENSÍVEL

Os materiais sensíveis, utilizados nas câmaras de emulsão, são geralmente constituídos por placas de emulsão nuclear (Fuji ET 7B) com espessura de  $50\mu$ , e filmes de raios x (Sakura) de 2 tipos, N e RR, formados por uma película de poliéster revestida em ambos os lados por uma camada sensível de  $25\mu$  de espessura. Todos esses filmes tem as mesmas dimensões,  $40\text{cm} \times 50\text{cm}$ . A composição química e o tamanho do grão desses materiais estão indicados na Tabela II <sup>(14)</sup>.

A sensibilidade da emulsão nuclear é relativamente baixa, o que a torna apropriada para investigar a estrutura fina de raios  $\gamma$  colimados dentro de poucos milímetros, como é o caso dos C-jatos e cascatas atmosféricas de raios  $\gamma$ . É bastante estável contra a fadiga em períodos de 1,5 a 2 anos depois de fabricada <sup>(15)</sup>. A observação das cascatas eletromagnéticas, detetadas nas emulsões nucleares, só é possível ao microscópio, exceto para as de maior energia.

Por outro lado, a sensibilidade dos filmes de raios X, do tipo N, é relativamente alta, de modo que as manchas escuras produzidas por cascatas com energia superior a  $10^{12}$  eV podem ser vistas a olho nu. Em virtude do grande tamanho do grão, não é possível a observação da estrutura fina da cascata em região de diâmetro  $\leq 100 \mu$ .

TABELA II A

TIPO DE EMULSÃO	ESPESSURA DA EMULSÃO ( $\mu$ )	TAMANHO DO GRÃO $\mu^2$	TAMANHO DO GRÃO. APÓS REVELAÇÃO $\mu^2$	ESPESSURA DA BASE ( $\mu$ )
Raios X Sakura Tipo N	30	3	25	200
Raios X Sakura Tipo RR	25	0,5	1,6	200
Fuji ET 7 A e B	50	0,07	0,7	1600

TABELA II B

TIPO DE EMULSÃO	COMPOSIÇÃO QUÍMICA
Sakura Tipo RR	Ag Br : Br - 99,7 % em mol Ag I : I - 1,3 % em mol
Fuji ET 7 A e B	Ag - 1,74 $\frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$ = 46,7 % em peso Br - 1,26 " = 34,4 % em peso I - 0,049 " = 0,55% em peso C - 0,278 " = 7,55% em peso H - 0,0334 " = 1,25% em peso O - 0,161 " = 7,0 % em peso N - 0,010 " = 2,3 % em peso S - 0,015 " = 0,2 % em peso

A sensibilidade do filme de raio X tipo RR é intermediária entre a da emulsão nuclear e a do filme de raio X tipo N. Os filmes de raios X tipo N são usados para procurar cascatas eletromagnéticas e também para a determinação da energia pelo método de fotometria (a ser descrito posteriormente).

## II.2 - EXPOSIÇÃO DA CÂMARA DE EMULSÃO

### II.2a - Montagem da Câmara de Emulsão

O material sensível já citado é colocado em envelope, como mostra a figura 2a. Deve-se tomar cuidado para que o envelope seja perfeitamente fechado após retirar-se todo o ar como precaução contra o fenômeno de fadiga, que ocorre quando uma exposição é muito longa.

Na montagem da câmara de dois andares deve ser tomado o cuidado de colocar a câmara superior antes da inferior, pois do contrário os raios  $\gamma$  atmosféricos seriam registrados na câmara inferior conjuntamente com os raios  $\gamma$  que se originam nas interações nucleares ocorridas dentro do alvo produtor.

### II.2b - Fluxo da Radiação Cósmica. Ângulo Sólido Efetivo

O número de partículas da radiação cósmica registrada na câmara de emulsão cresce com o tempo de exposição. De fato, no caso de uma câmara de área  $s$ , exposta no nível de observação  $t$ , durante o tempo  $T$ , o número de partículas é dado por:

$$\phi(> E, t) = ST \Omega_{ef} \phi_0 (> E, t) \quad (\text{II-1})$$

Na expressão acima,  $\phi_0$  representa o fluxo vertical das partículas da radiação cósmica  $\left(\frac{N\phi}{\text{cm}^2 \text{ seg sterad}}\right)$  e  $\Omega_{ef}$  é o ângulo sólido efetivo relativo ao nível de observação, e é expresso por (ver Apendice II):

$$\Omega_{ef} = \frac{2\pi}{2 + \frac{t}{\lambda_a}} \quad (\text{II-2})$$

onde  $\lambda_a$  é o caminho livre médio de atenuação.

O fluxo vertical da componente eletromagnética observado no Monte Chacaltaya é dado por<sup>(16)</sup>

$$\phi_0 (> E_\gamma, t = 540 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}) = 2,25 \times 10^{-11} \times \left(\frac{E}{10^{13} \text{eV}}\right)^{-\beta} \quad (\text{II.3})$$

$\text{cm}^2 \text{ seg sterad}$

com  $\beta = 2,05 \pm 0,05$

Por exemplo, pode-se calcular o número de raios  $\gamma$  esperado, com energia maior que 100 TeV, utilizando-se uma câmara de 100m<sup>2</sup> de área exposta no Monte Chacaltaya durante 1 ano. Obtem-se:

$$\phi (> 100\text{TeV}, 540 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}) = ST \Omega_{ef} \phi_c (> 100\text{TeV}, t = 540 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2})$$

$$\phi (> 100\text{TeV}, 540 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2}) \approx 5 \quad (\text{II.4})$$

onde foi usado o valor de  $\Omega_{ef} = 0,84$  em Chacaltaya.

Embora o número de partículas da radiação cósmica aumente com o tempo de exposição, não se pode expor a câmara de emulsão durante um período muito longo, por causa do efeito de "fagiga" e do crescente "fundo". Porém as perturbações citadas não são muito sérias de 1 ~ 1,5 ano<sup>(17)</sup>.

### II.3 - PROCESSAMENTO DO MATERIAL SENSÍVEL

Em 1974 foi construída no Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade de Campinas uma grande câmara escura, com o objetivo de processar uma grande quantidade de material fotosensível. Atualmente, a capacidade de processamento desta câmara escura é de aproximadamente 900 placas de emulsão nuclear por dia e 3000 filmes de raios X por dia.

Na Tabela III<sup>(14)</sup> é apresentada a composição química do revelador, do fixador e do fixador utilizados no processamento das emulsões nucleares e dos filmes de raios X.

Na Tabela IV figura o tempo padrão de processamento, o qual depende naturalmente do tempo de exposição da câmara. A temperatura sendo mais elevada faz com que o véu químico cresça muito. O tempo de processamento usado na câmara 18 em julho de 1976 consta da Tabela V.

### II.4 - BUSCA NOS FILMES DE RAIOS X

#### II.4a - Medições de Ângulos

Uma vez processados os filmes fotosensíveis, é iniciada a busca das partículas eletromagnéticas. Esta busca é feita

TABELA III A - FILMES DE RAIOS X TIPOS N e RR

REVELADOR	1) Água morna ( $\approx 50^{\circ}\text{C}$ ) desmineralizada	
	2) Konidol industrial	1 lata/10 litros
	a) Metol (sulfato de p-metitamino-fenol)	3,5 g/litro
	b) Sulfito de sódio anidro	60,0 g/litro
	c) Hidroquinona	9,0 g/litro
	d) Carbonato de sódio mono-hidratado	40,0 g/litro
	e) Brometo de potássio	2,0 g/litro
FREADOR	1) Água desmineralizada	
	2) Acido acético glacial	30,0 cc/litro
FIXADOR	1) Solução A	
	a) Água morna ( $\approx 50^{\circ}\text{C}$ ) desmineralizada	600 cc/litro
	b) Hipossulfito (tiosulfito) de sódio	250 g/litro
	2) Solução B	
	a) Água morna ( $\approx 50^{\circ}\text{C}$ ) desmineralizada	200 cc/litro
	b) Sulfito de sódio anidro	15 g/litro
c) Acido acético glacial	15 cc/litro	
d) Alumen de potássio	15 g/litro	
LAVAGEM	Água corrente	
Temperatura média das soluções ( $20 \pm 1^{\circ}\text{C}$ )		

TABELA III E - (EMULSÃO NUCLEAR FUJI ET&amp;A e ET7B)

Banho prévio	Água desmineralizada	
Revelador	1) Água desmineralizada	
	2) Sulfito de sódio anidro	6,7 g /litro
	3) Meta-bissulfito de sódio (sol. saturada)	1,4cc /litro
	4) Amidol	3,0 g /litro
	5) Brometo de potássio	0,5 g /litro
Freador	1) Água desmineralizada	
	2) Ácido acético glacial	5,0cc /litro
Fixador	1) Água morna ( 50°C) desmineralizada	
	2) Hipossulfito (tiossulfito) do sódio	400 g /litro
	3) Meta-bissulfito de sódio	30 g /litro
Lavagem	Água Corrente	

Temperatura média das soluções (20 ± 1)°C

TABELA IV A - TEMPOS PADRÕES DE PROCESSAMENTO PARA FILMES DE RAIOS X

Revelador	5 a 10 minutos
Freador	4 minutos
Fixador	12 minutos
Lavagem	40 a 60 minutos

TABELA IV B - TEMPOS PADRÕES DE PROCESSAMENTO PARA EMULSÕES NUCLEARES

Banho Prévio	10 minutos
Revelador	15 a 20 minutos
Freador	10 minutos
Fixador	50 a 80 minutos
Lavagem	90 a 120 minutos

TABELA V - TEMPO DE PROCESSAMENTO DA CÂMARA 18

RAIOS X	EMULSÃO	
-----	10 minutos	Banho Prévio
6 minutos	15 minutos	Revelador
4 minutos	10 minutos	Freador
12 minutos	80 minutos	Fixador
40 minutos	120 minutos	Lavagem

olho nu, procurando-se corresponder cuidadosamente os pontos es  
curos existentes nos dois filmes de raios X tipo N que se en-  
contravam à mesma profundidade na câmara de emulsão nuclear, quan-  
do em exposição.

O limite inferior de detecção da cascata eletromagnéti-  
ca é da ordem de  $10^{12}$  eV, o qual depende não só do tempo de expo-  
sição como também das condições de revelação. Sendo assim esco-  
lhe-se um filme de raio X, correspondendo a uma certa profundi-  
dade na câmara, e que apresente uma boa revelação e um número  
razoável de eventos, entre outras características, e nele sele-  
ciona-se alguns pontos escuros tomados com referência, que pos-  
sivelmente representam cascatas eletromagnéticas. A configura-  
ção das cascatas eletromagnéticas pode ser feita superpondo-se  
o filme de raio X sobre a chapa de emulsão nuclear adjacente e  
localizando nela as posições dos referidos pontos escuros que  
serão observados ao microscópio. Após confirmada a existência  
de eventos (cascatas eletromagnéticas) nestes pontos escolhidos  
para referência, determina-se para cada um deles (com auxílio de  
um transferidor e um reticulado adaptados à ocular do microscó-  
pio):

- a) O ângulo entre a projeção horizontal dos traços dos e  
letrons, constituintes das cascatas eletromagnéticas,  
e um eixo tomado com referência.
- b) O comprimento da projeção horizontal dos traços dos  
mesmos eletrons.

#### II.4b - Mapa do Bloco

Conhecidos os parâmetros citados acima, confecciona-se

o mapa do bloco. Para tal superpõe-se o filme de raio X, previamente escolhido em um papel milimetrado, e neste localiza-se as posições dos eventos de referência; a seguir, usando um transferidor, traça-se, a partir de cada um desses pontos, uma reta tendo a direção da projeção horizontal do evento correspondente (de terminada previamente ao microscópio). Pela medida do comprimento dos traços de um evento, pode-se estimar onde deverão estar localizados, no papel milimetrado, os pontos escuros referentes ao mesmo evento, nos outros filmes de raios X, correspondentes às diferentes profundidades. Além dos eventos de referência, são registrados também, no papel milimetrado, as posições dos pontos escuros encontrados na busca a olho nu, nos filmes de raios X, pontos esses que podem ou não serem produzidos por cascatas eletromagnéticas. Fazendo isto para os filmes de raios X, correspondentes às diversas profundidades na câmara, os pontos escuros produzidos realmente por uma cascata eletromagnética se distribuem ao longo de uma reta, que dá a projeção horizontal da direção do evento. Para cada uma dessas profundidades, a posição do ponto escuro no papel milimetrado é registrada segundo uma simbologia previamente convencionada.

Após o registro de todos os eventos encontrados, tem-se finalmente o mapa do bloco, que representa as projeções horizontais das direções de incidência dos eventos detectados nas várias profundidades, e dá uma visão geral do número de cascatas eletromagnéticas incidentes no bloco.

#### II.4c - Famílias de Raios $\gamma$

O mapa do bloco, descrito na seção anterior, permite

obter:

- o valor do ângulo de incidência dos eventos.
- as cascatas eletromagnéticas que constituem uma família (conjunto de  $\gamma$ s e eletrons cogenéticos) e que aparecem nas diversas profundidades da câmara obedecendo um paralelismo.

Na Figura 4 é apresentado um mapa que corresponde ao bloco 21 da câmara 14. Neste mapa distingue-se três famílias. Uma vez identificadas e selecionadas as famílias a serem analisadas, confecciona-se, para estas, o diagrama de alvo correspondente.

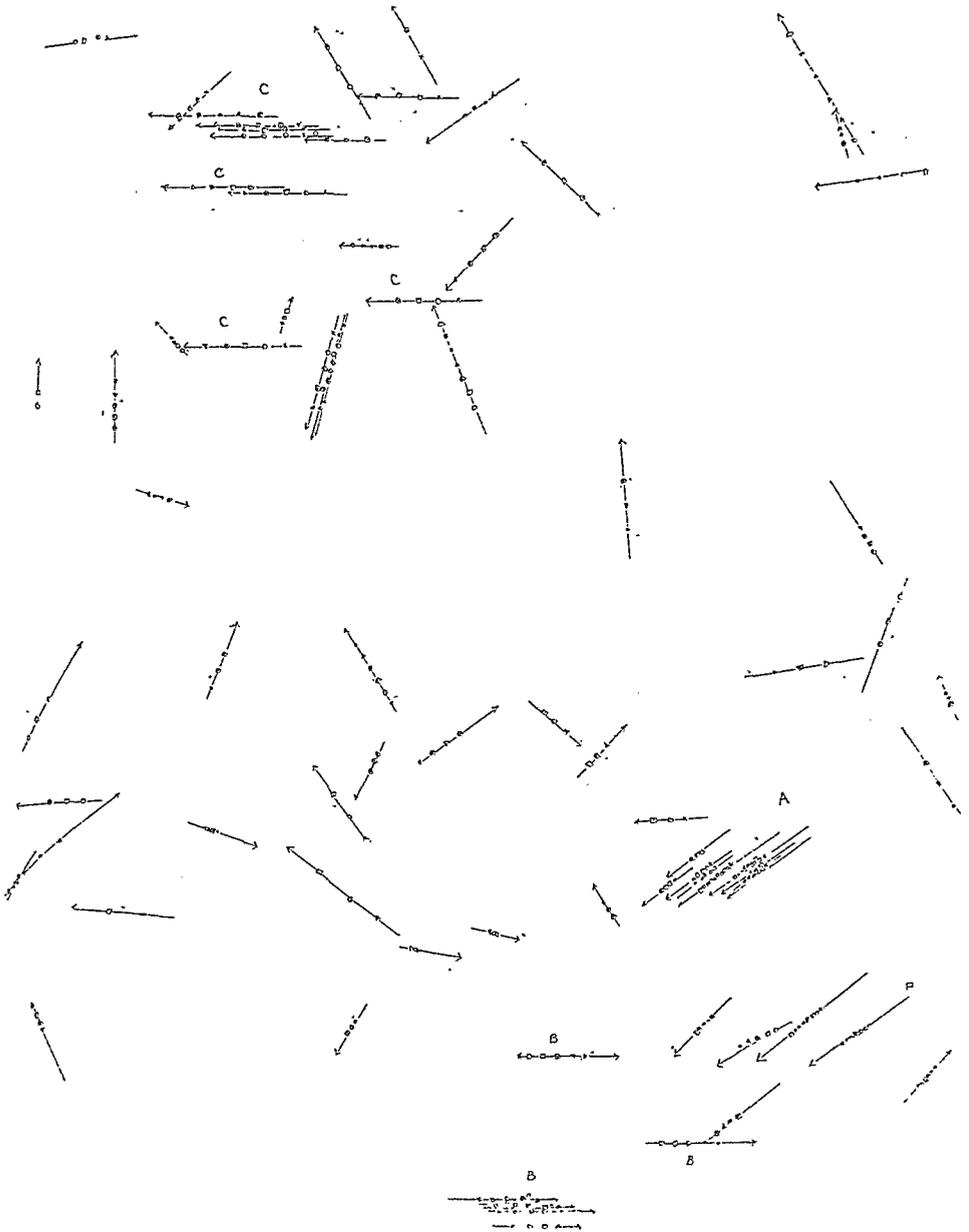
#### II.4d - Diagrama de Alvo das Famílias. Centro Ponderado de Energia. Afastamento Lateral

Para confecção do diagrama de alvo de uma família, superpõe-se um papel transparente num dos filmes de raios X em que está localizada a família, e faz-se uma cópia, registrando no papel as posições das cascatas eletromagnéticas (pontos escuros do filme de raios X) que constituem com certeza a família. Para confirmação, superpõe-se o papel transparente em todos os filmes de raios X, do mesmo bloco, os quais correspondem às diversas profundidades da câmara.

A observação, ao microscópio, permite verificar que alguns dos pontos escuros correspondem na realidade, a um grupo de cascatas eletromagnéticas. Quando isto acontece, faz-se um diagrama do grupo separadamente.

FIG.04

CÂMARA - 14 , BLOCO 21



A seguir é feita uma correção nas posições das cascatas eletromagnéticas, afim de se levar em conta a direção de incidência (ângulo zenital  $\theta$ ) dos raios  $\gamma$  da família. O diagrama assim corrigido é o que se obtém projetando-se o original em um plano perpendicular à direção de incidência dos raios  $\gamma$  da família.

Obtido o diagrama de alvo, e tendo-se a energia das cascatas eletromagnéticas constituintes da família, determina-se em seguida as coordenadas do centro ponderado de energia,  $\bar{x}$  através das relações:

$$X = \frac{\sum E_i X_i}{\sum E_i} \qquad Y = \frac{\sum E_i Y_i}{\sum E_i}$$

onde:

$E_i$  é a energia do  $i$ ésimo  $\gamma$

$X_i$  e  $Y_i$  são as coordenadas do  $i$ ésimo  $\gamma$

$\sum E_i$  é a soma das energias dos raios  $\gamma$  constituintes da família.

Localizado o centro ponderado de energia, pode-se medir as distâncias,  $r_\gamma$ , entre êle e os diferentes raios  $\gamma$  da família. Essa distância  $r_\gamma$  é o afastamento lateral do raio  $\gamma$ , e é uma grandeza que será utilizada em várias seções deste trabalho.

## II.5 - DETERMINAÇÃO DA ENERGIA

No apêndice I foi resumida a teoria unidimensional de

cascata eletromagnética, que fornece base para a determinação da energia do chuveiro<sup>(11)</sup>.

Praticamente deve-se utilizar a teoria de cascata tridimensional, mas a essência, do ponto de vista teórico, não muda, mesmo no caso em que se leva em conta a difusão transversal causada pelo espalhamento coulombiano dos eletrons, se bem que o tratamento matemático é ligeiramente complicado.

No caso da teoria de cascata tridimensional o fato importante é que existe a seguinte lei de similaridade

$$N(E_0, \geq E, r, t) = N\left(\frac{E_0 r}{K}, t\right) \quad (\text{II-5})$$

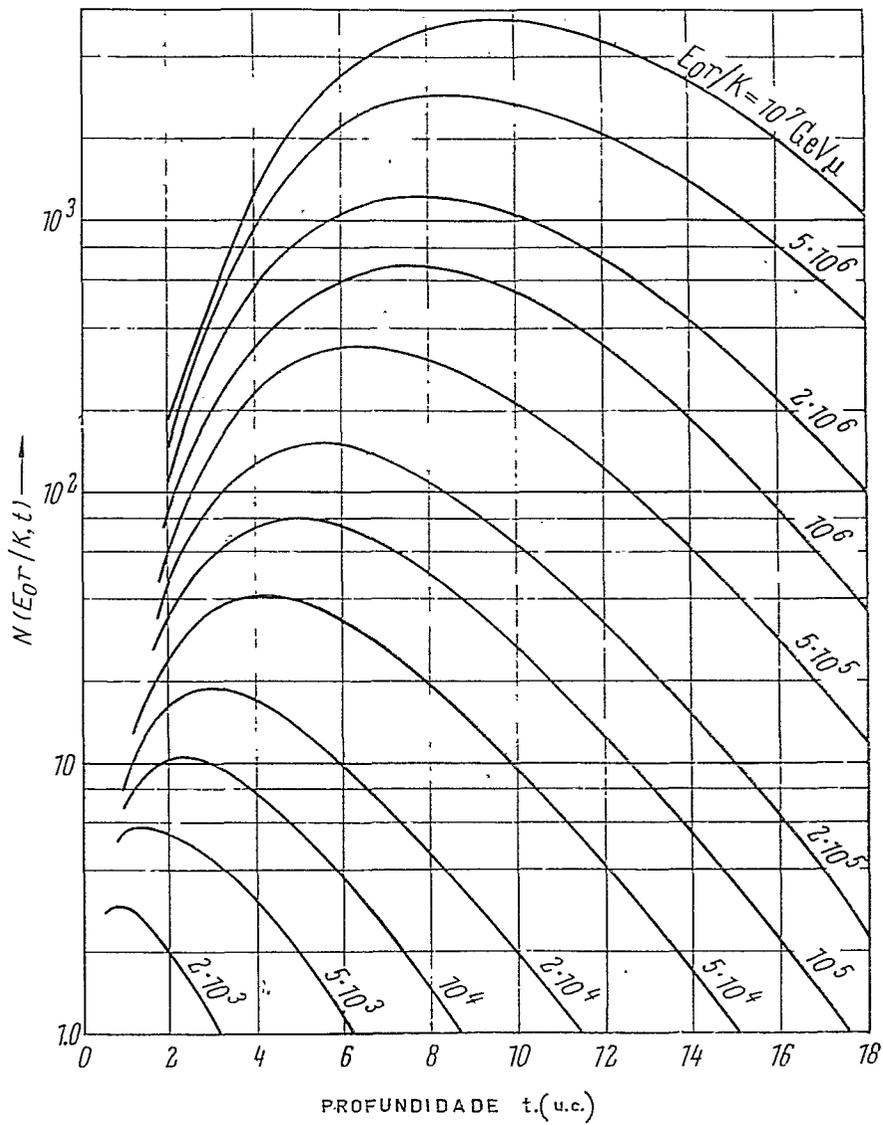
onde K é a constante de espalhamento ( $\approx 20$  MeV).

A relação de similaridade mencionada acima faz com que se torne muito fácil a análise prática dos fenômenos de chuveiro observados nas câmaras de emulsão.

Na Figura 5 a forma explicita (II-5) é apresentada para vários valores de  $\frac{E_0 r}{K}$ . A precisão, na determinação da energia, estimada desse modo supõe-se ser da ordem de 20% a 30% em valor absoluto, e menos de 10% em valor relativo, por causa da dificuldade nos cálculos numéricos exatos para o caso tridimensional.

Em 1970, todavia, utilizando câmara de emulsão de dois andares com alvo produtor fino ( $\frac{1}{3}$  caminho livre médio de inter-

FIG. 05



ração), o grupo da Colaboração Brasil-Japão calibrou a energia dos raios  $\gamma$ , comparando o valor obtido experimentalmente com o teórico esperado e encontrou que a precisão (10% ~ 20%) do método de contagem (a ser descrito posteriormente) era melhor do que se esperava. Para tal calibração, foram selecionados pares de raios  $\gamma$  detetados na câmara inferior e originados de decaimento de  $\pi^0$  produzidos em interações ocorridas no produtor. Foram medidas as energias desses raios  $\gamma$  pelo método de contagem de traços de eletrons obtendo-se para cada par a energia do  $\pi^0$  (igual a soma das energias dos dois raios  $\gamma$ ) e a altura em que se deu o decaimento dada por:

$$H = \frac{d \sqrt{E_1 E_2}}{m_{\pi^0} c^2} \quad (\text{II-6})$$

onde:

$d$  - distância entre os dois raios  $\gamma$  que constituem o par, medida no diagrama de alvo

$E_1, E_2$  - energias dos dois raios  $\gamma$

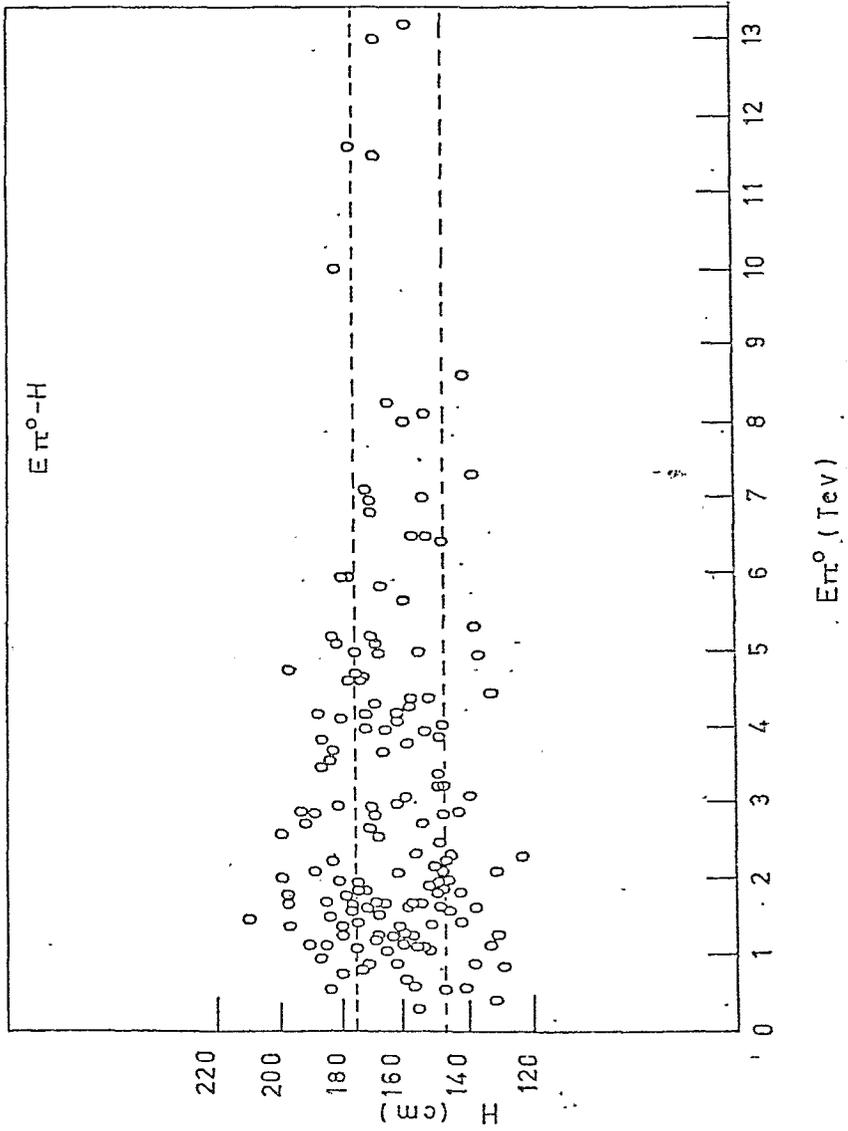
$m_{\pi^0} c^2$  - massa de repouso do  $\pi^0$ .

A Figura 6 mostra a relação entre a altura determinada pelo método acima, e a esperada do arranjo experimental. Vê-se que a maioria dos pontos se distribue dentro do alvo produtor, e portanto a determinação da energia, pelo método de contagem de traços, é bastante satisfatória na região de energia 0,5TeV ~ 10TeV.

### II.5a - Método de Contagem de traços

Neste método conta-se, ao microscópio, o número de tra

FIG. 06



ços de eletrons e positrons, que constituem a cascata eletromagnética, contidos em um quadrado de aproximadamente  $90\mu$  de lado. Esta contagem é feita cuidadosamente nas chapas de emulsão nuclear que correspondem às varias profundidades da câmara. A seguir, marca-se num papel monolog, os pontos experimentais, colocando em abcissa, a profundidade  $t$  (em  $\mu.c$ ) e em ordenada, o número de traços,  $N_e$ . Dentre as curvas de transição teóricas ( $N_e \times t$ ) calculadas com base na teoria de Nishimura e Kamata, escolhe-se aquela que mais se aproxima dos pontos experimentais. Sabendo-se que o número máximo de eletrons,  $N_{max}$ , obtido na curva de transição, é proporcional à energia,  $E$ , da cascata eletromagnética, pode-se determinar esta energia utilizando a curva de calibração que relaciona as duas grandezas  $N_{max}$  e  $E$ .

Na Figura 7 são dados exemplos de curvas de transição com os correspondentes pontos experimentais.

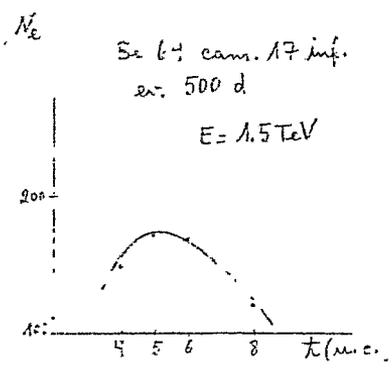
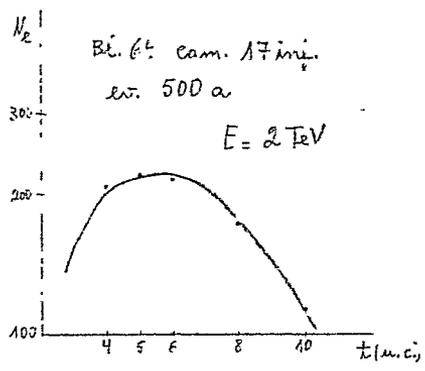
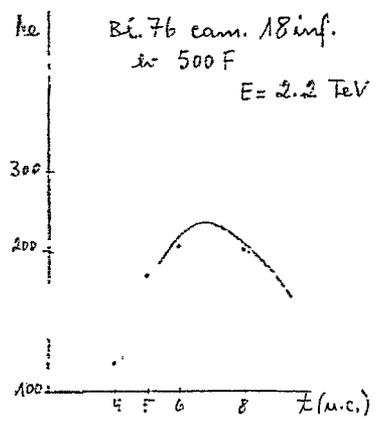
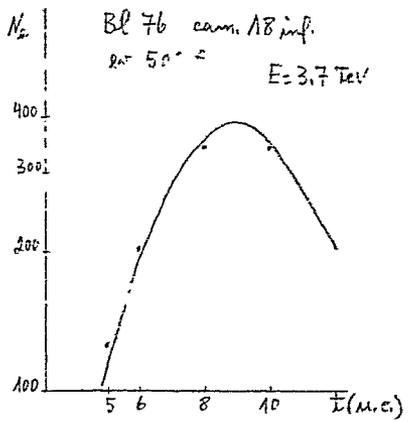
O método explicado acima é util para análise de C-jatos, enquanto que para A-jatos torna-se pouco prático devido à existência de número muito grande de raios  $\gamma$ .

Para resolver tal dificuldade decidiu-se usar, para a determinação da energia dos raios  $\gamma$ , o método fotométrico, no qual se mede o escurecimento da mancha produzida pelo chuveiro nos filmes de raios X em lugar de se contar os traços de eletrons registrados nas emulsões nucleares.

#### II.5b - Método fotométrico

No método fotométrico as medidas são feitas com auxí -

FIG. 07



lio do fotodensitômetro, cujo esquema é apresentado na Figura 8. Este instrumento permite medir a opacidade do filme de raios X na região da cascata eletromagnética, a qual é definida pela relação

$$D = \log_{10} \frac{I_0}{I} \quad (II.7)$$

onde:

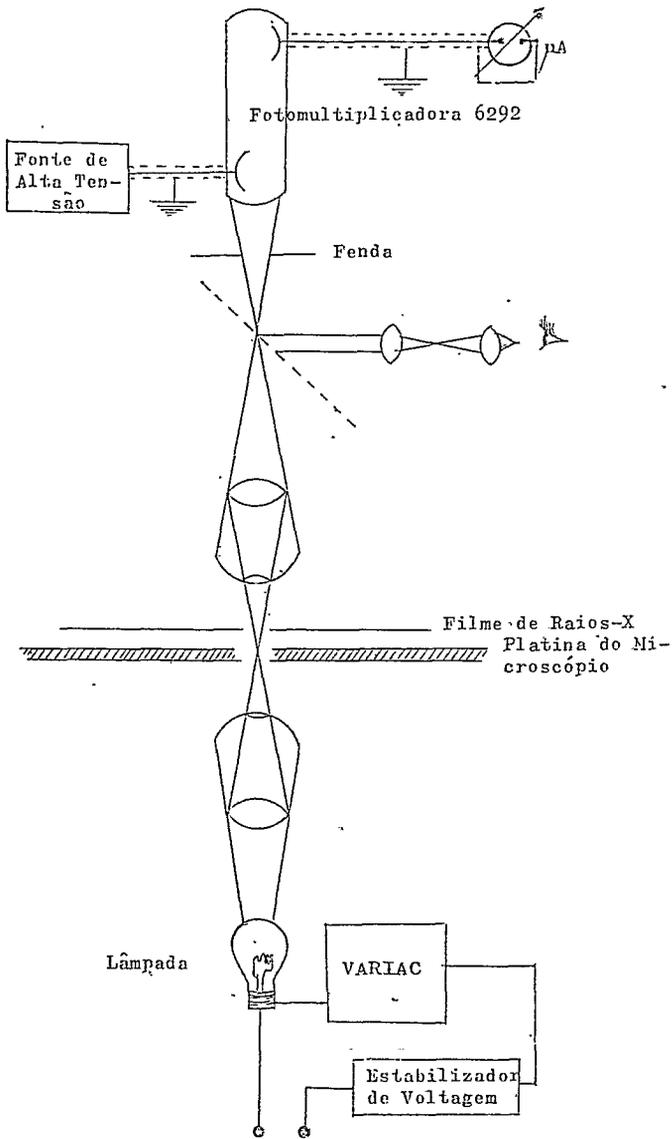
$I_0$  - é a corrente produzida pela luz que atravessa o filme de raios X na região vizinha àquela em que se encontra a mancha produzida pela cascata eletromagnética, isto é, a corrente de fundo (corresponde a região sem evento).

$I$  - é a corrente medida na região em que se encontra a mancha produzida pela cascata eletromagnética, isto é, a corrente de sinal.

O valor do escurecimento da mancha varia com o tamanho da fenda do fote densitômetro. As medidas têm sido feitas geralmente com uma fenda circular de  $230\mu$  de diâmetro. Para medidas em chuveiros de energia muito alta, usa-se uma fenda maior.

Para se obter a relação entre a densidade de eletrons,  $\rho$ , e o escurecimento,  $D$ , dos filmes de raios X, expôs-se os filmes ao feixe de eletrons, com momentum de  $650 \frac{\text{MeV}}{c}$  do sincrotron do INS com várias quantidades de irradiação.

Essa relação é representada pela chamada "curva cara-



cterística" do filme de raios X, e depende das condições da revelação e da temperatura do revelador.

Foi verificado que o escurecimento  $D$  cresce linearmente com a densidade de eletrons até cerca de  $\rho = 10^7$  eletrons/cm<sup>2</sup> e depois atinge assintoticamente um valor máximo  $D_0$  (18).

A fórmula empírica válida para todo o intervalo usado de densidade de eletrons pode ser escrita

$$D = D_0 (1 - e^{-\alpha\rho}) \quad (\text{II.8})$$

onde os valores de  $D_0$  (escurecimento máximo) e  $\alpha$ , obtidos sob condição padrão de revelação, são os apresentados na Tabela VI, para os filmes de raios X tipo N e tipo RR (15).

Como o valores de  $D_0$  e  $\alpha$  dependem das condições de revelação, o escurecimento do filme causado por uma cascata eletromagnética de determinada energia varia de uma câmara para outra, e portanto para cada exposição deve ser feita uma calibração da relação entre a energia do chuveiro e o escurecimento da mancha produzida pelo mesmo nos filmes de raios X.

Para se determinar a energia de uma cascata eletromagnética, as medidas fotodensitométricas são feitas nos filmes de raios X situados a várias profundidades  $t$  (em  $\mu.c$ ) da câmara, determinando-se a opacidade  $D$  em cada um deles, e colocando-se num gráfico esses valores de  $D$  em função da profundidade  $t$ . Em seguida, escolhe-se dentre as curvas de transição teóricas, que

TABELA VI

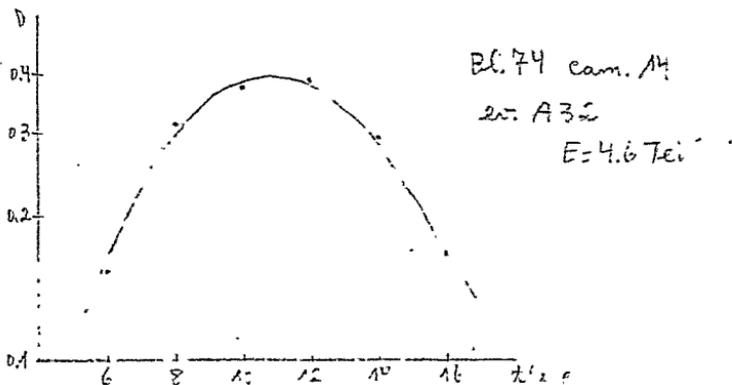
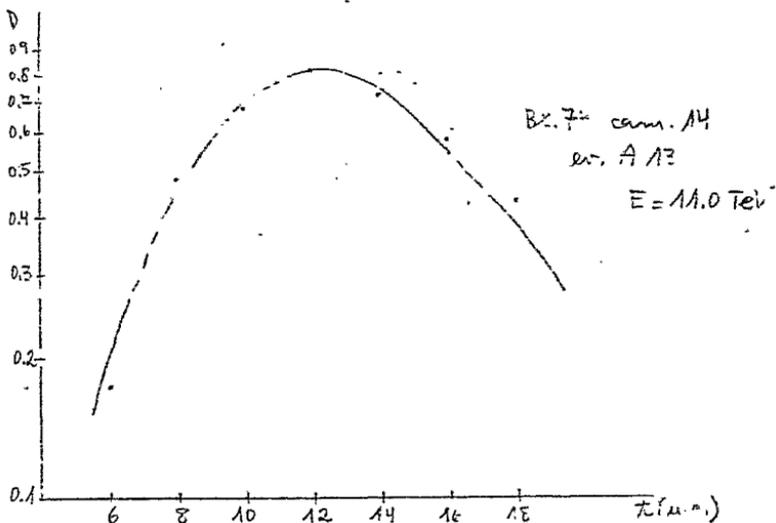
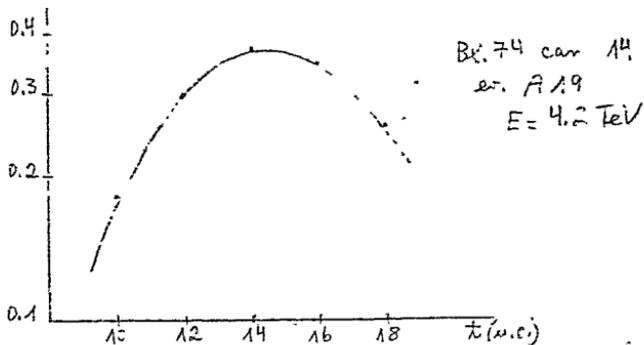
Tipo de filme de raios x	$D_0$	$\alpha$ ( $\mu^2$ )
Tipo N	7,0	3,0
Tipo RR	7,0	0.43

dão  $D \times t$ , aquela que mais se aproxima dos pontos experimentais obtidos, determinando-se o valor de  $D_{\max}$ . Com este valor de  $D_{\max}$ . Calcula-se a energia da cascata eletromagnética usando-se a curva de calibração, que dá a energia da cascata eletromagnética em função de  $D_{\max}$ . Esta calibração, como já foi mencionado antes, deve ser feita para cada câmara. Escolhe-se, para isso, alguns eventos, abrangendo um grande intervalo de energia, e mede-se, para os mesmos, as opacidades  $D$  nos filmes de raios X (determinando-se assim a opacidade máxima) e a energia  $E$  pelo método de contagem de traços nas emulsões nucleares.

Na Figura 9 são apresentados exemplos de curvas de transição para fotometria com os pontos experimentais correspondentes e na Figura 10 é representada a curva de calibração obtida para a câmara 14.

O método fotométrico é mais fácil e mais rápido que o de contagem de traços, e por este motivo ele foi empregado na determinação da energia das cascatas eletromagnéticas constituintes da famílias analisadas no presente trabalho.

Na Figura 11 é apresentada a correlação entre a energia determinada pelo método fotométrico<sup>(17)</sup> e a determinada pelo método de contagem de traços de eletrons. Observa-se que os pontos se distribuem mais ou menos segundo uma reta de  $45^\circ$  de inclinação.

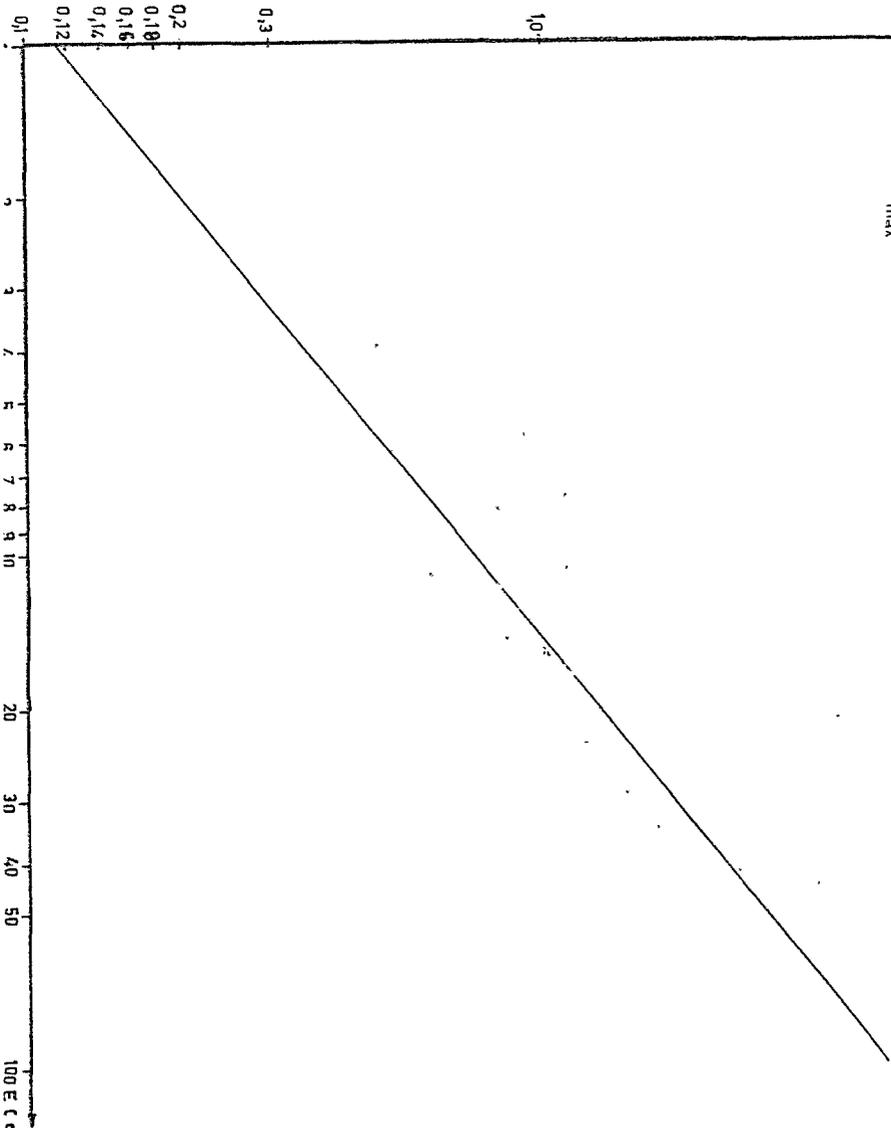


D<sub>max</sub>

$$D_{\max} = E^{0,81}$$

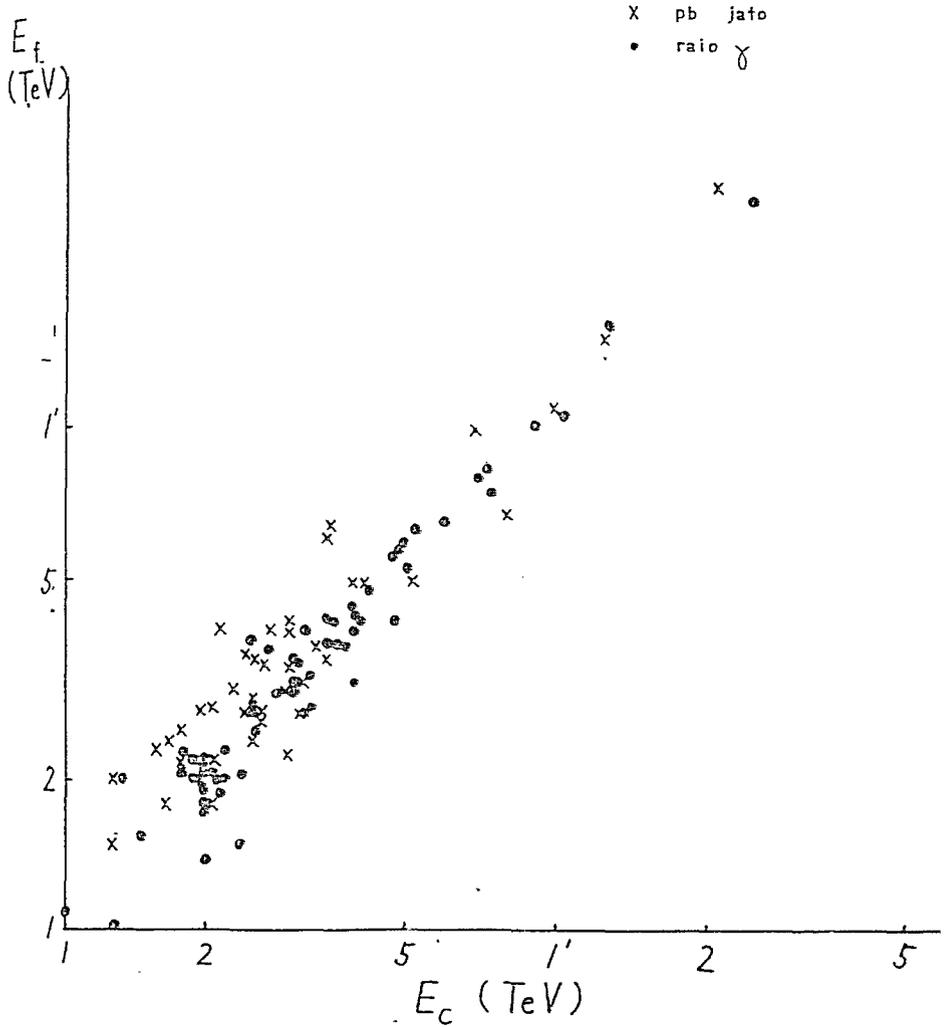
DIÂMETRO D<sub>A</sub> FENDA = 230 $\mu$

FIG. 10



100 E (contagem) ..... 100 E

FIG. 11



Correlação entre  $E_f$  e  $E_c$ .

CAPITULO III - RESUMO DE RESULTADOS DE EXPERIÊNCIAS COM CÂMARAS  
DE EMULSÕES

III.1 - INTENSIDADES DAS COMPONENTES DA RADIAÇÃO CÔSMICA

Da análise de fenômenos atmosféricos de energia extremamente alta, a Colaboração Brasil-Japão obteve para os fluxos de energia da componente eletromagnética e da componente nuclearmente ativa em Chacaltaya a dependência com a energia do tipo

$$\phi \propto \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\eta}$$

Foram obtidos:

- a) fluxo energético integral de raios  $\gamma$  <sup>(16)</sup>

A figura 12 dá o fluxo vertical da componente eletromagnética em Chacaltaya de onde resulta a seguinte expressão para o espectro.

$$\phi_{e\gamma} = 2,25 \times 10^{-11} \left(\frac{E}{10^{13} \text{ eV}}\right)^{-\beta} \text{ cm}^2 \text{ seg sterdd}$$

com  $\beta = 2,05 \pm 0,05$

na região de energia de  $10^{11} - 10^{14}$  eV.

- b) Fluxo energético integral de partículas nuclearmente ativas.

Na Figura 13 obtida pela Colaboração Brasil-Japão <sup>(8)</sup> é apresentado o fluxo vertical integral da componente nuclearmente ativa como função da energia total  $\sum E'_\gamma$  com

FIG. 12

Fluxo vertical da componente eletromagnética em Chacaltaya.

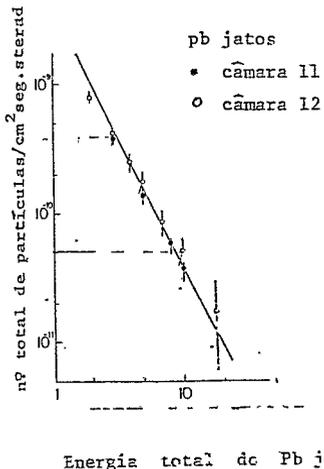
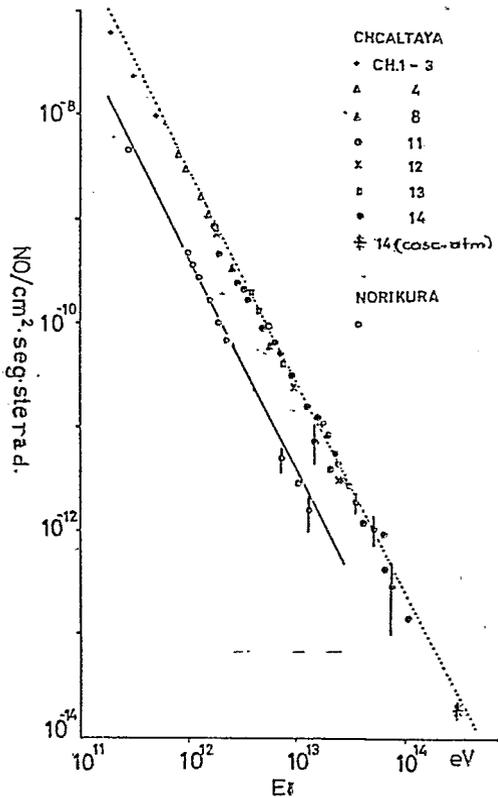


FIG. 13

Fluxo vertical integral da componente nuclearmente ativa

vertido em raios  $\gamma$ , na interação (Pb jato), o qual pode ser expresso pela lei de potência

$$\phi_{NA}(\Sigma E'_\gamma) = 3,9 \times 10^{-10} \left( \frac{\Sigma E'_\gamma}{3 \times 10^{12} \text{eV}} \right)^{-\gamma} / \text{cm}^2 \text{ seg sterad}$$

com  $\gamma = 2,1 \pm 0,10$

c) espectro integral da energia total,  $\Sigma E_\gamma$ , de famílias

Este espectro é visto na Figura 19 do presente trabalho, onde se observa que os pontos experimentais podem ser bem ajustados com uma linha reta de inclinação 1,3. Como a escala é logarítmica, resulta que também este espectro é expresso por uma função de potência:

$$N(\geq \Sigma E) \propto (\Sigma E_\gamma)^{-1,3}$$

d) espectro integral de energia dos  $\gamma$ 's superpondo várias famílias

Este espectro é dado na Figura 20 para três intervalos de energia de interação,  $\Sigma E_\gamma$ , e novamente resulta a lei de potência  $N_\gamma(\geq E_\gamma) \propto E_\gamma^{-1,4}$

### III.2 - ANÁLISE DOS ESTADOS INTERMEDIÁRIOS

Em colisões nucleares de energia da ordem de TeV ocorre a produção múltipla de mesons. A Colaboração Brasil-Japão de

Raios Cômicos descobriu e vem apresentando evidências da existência de estados intermediários entre a colisão e a Produção Múltipla de Mésons.

A câmara de emulsões deteta os raios  $\gamma$  provenientes principalmente do decaimento dos  $\Pi^0$ s produzidos nas interações dos hádrons da radiação cômica com os núcleos da atmosfera - "A jatos" - e com os nucleons de um alvo de carbono - "C jatos".

Da análise dos dados da Colaboração Brasil-Japão os seguintes resultados foram obtidos

### III.2a - Resultados dos C jatos

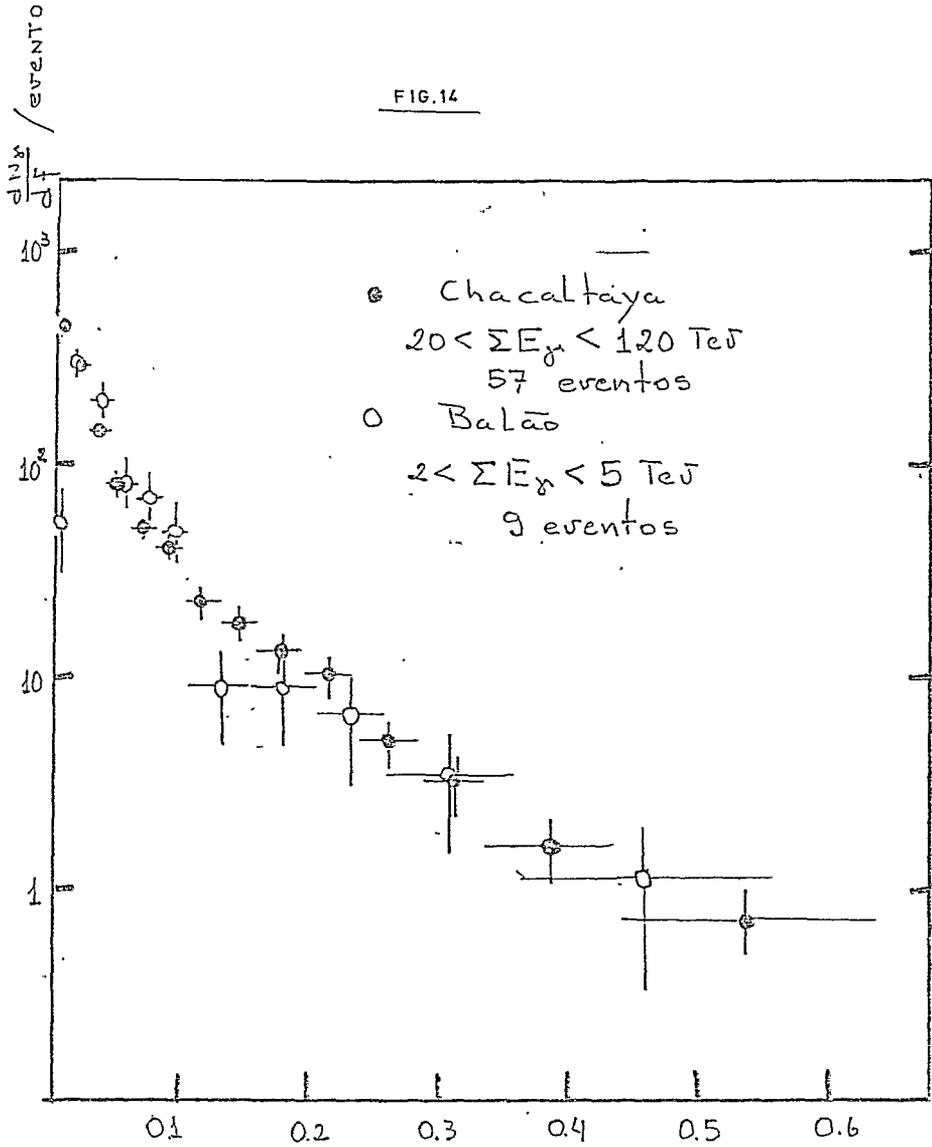
#### 1) Espectro Energético dos Raios $\gamma$ .

Na figura 14 é apresentada a distribuição de energia fracionária,  $f = \frac{E_\gamma}{\Sigma E_\gamma}$ , dos raios  $\gamma$  de C jatos (21), e também, para comparação dos raios  $\gamma$  da experiência de Sato e colaboradores (22), obtidos em experiência de câmara de emulsão exposta em balão. Os dados das duas experiências apresentam bom acordo, e a distribuição pode ser ajustada por uma função do tipo exponencial.

#### 2) Distribuição de Momento. Transversais dos Raios $\gamma$

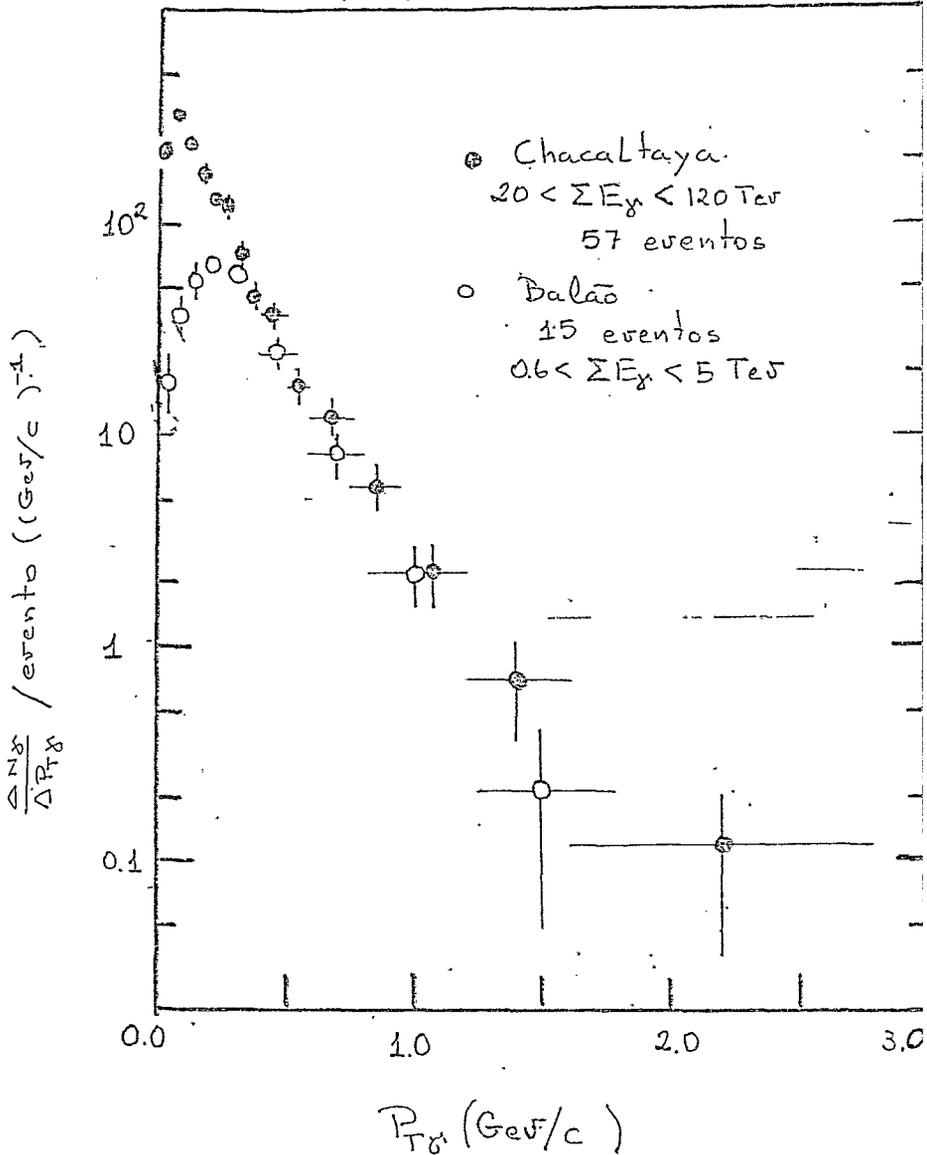
Na figura 15 é apresentada a distribuição de momento transversais dos raios  $\gamma$  observados na experiência de Chacaltaya e na experiência em balão. Também esta distribuição pode

FIG. 14



$$f = \frac{E_\nu}{\sum E_\gamma}$$

FIG. 15



ser ajustada por uma função tipo exponencial.

Os dois resultados acima podem ser interpretados como devidos a uma desintegração isotrópica, em raios  $\gamma$ , de um centro que se move, isto é, do estado intermediário produzido na interação hadrônica.

### 3) Distribuição de Massa dos Estados Intermediários

Para um agrupamento de raios  $\gamma$  proveniente da desintegração isotrópica de um estado intermediário pode-se estimar a energia de repouso, liberada em  $\gamma$ , pela sua massa invariante em raios  $\gamma$ :

$$m_{\gamma} c^2 = (\sum_i E_i \times \sum_i E_i \theta_i^2)^{1/2} \quad (\text{III.1})$$

ou pela soma dos momentos transversais dos raios  $\gamma$ :

$$\sum P_T = \sum_i E_i \frac{\theta_i}{c} \quad (\text{III.2})$$

porque, em média, vale a relação:

$$m_{\gamma} c = \frac{4}{\pi} \sum P_T \quad (\text{III.3})$$

Toma-se um grupo de raios  $\gamma$  com  $\theta_i < \theta$  em um C jatos e calcula-se  $m_{\gamma}(\theta)c$  e  $\sum_{\theta} P_T$  variando  $\theta$ . Para  $\theta$  pequeno,  $m_{\gamma}(\theta)c$  é menor que  $\frac{4}{\pi} \sum_{\theta} P_T$ . Aumentando  $\theta$ , chega-se ao ponto onde a relação (III.3) é satisfeita. O grupo de raios  $\gamma$  definido por (III.3) é consistente com um estado intermediário decaindo isotropicamente, e o

valor de  $m_Y(\theta)$  nesse ponto dá a energia de repouso do estado intermediário do evento em consideração. Para um  $\theta$  maior, o valor de  $m_Y(\theta)c$  torna-se maior que  $\frac{4}{\pi} \Sigma P_T$ .

A Figura 16 apresenta o histograma das energias de repouso  $M_Y c^2$ , (liberadas em  $\gamma$ ) dos estados intermediários assim calculados.

#### 4) Existência de Mirim e Açú.

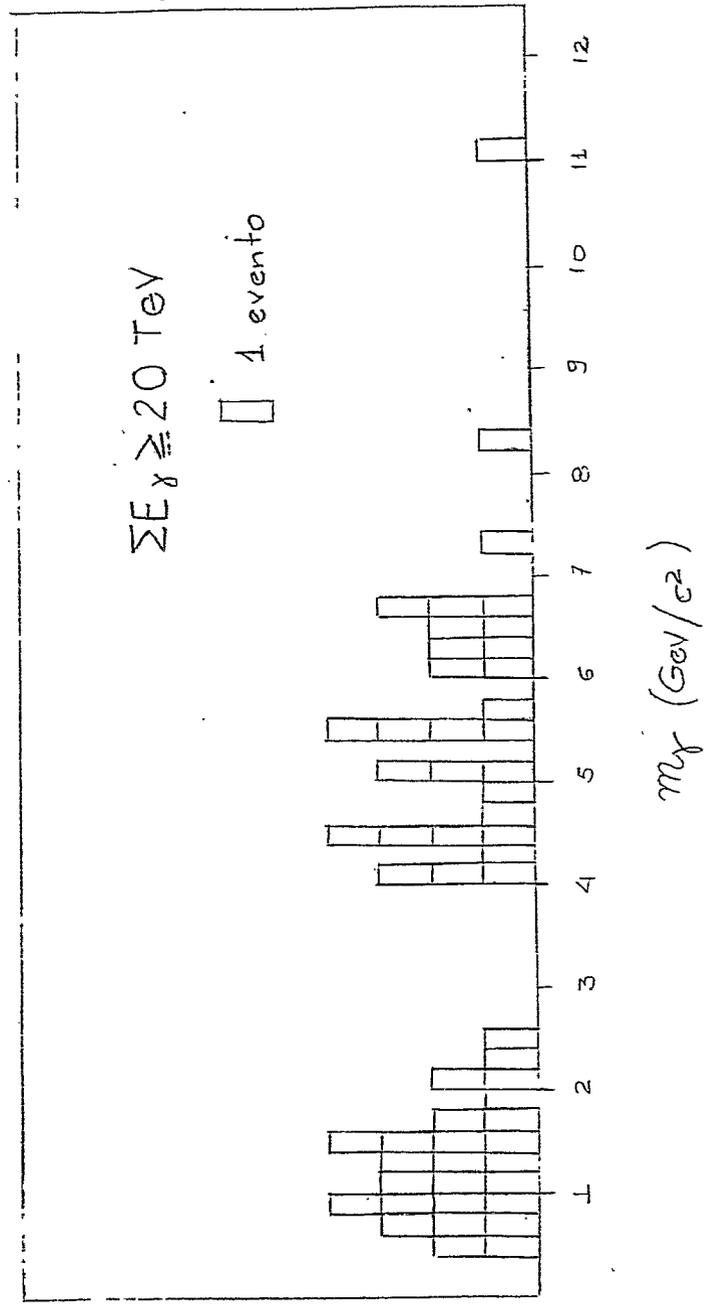
O histograma da Figura 16 mostra dois picos, um com  $m_Y c^2 \sim 1$  GeV e outro com  $m_Y c^2 = 4 \sim 7$  GeV.

Os primeiros dados de C jatos, eram consistentes com a existência de um único tipo de estado intermediário, caracterizado pela sua massa e "temperatura", o Mirim. Através da análise de dados mais recentes de C jatos e também de A jatos encontrou-se um número significativo de eventos com maior multiplicidade e maior momento transversal que os primeiros. Com base nestes resultados, em 1967, foi introduzido um tipo novo de estado intermediário, o "Açú" com maior massa e maior temperatura que o Mirim.

No histograma da Figura 16 o primeiro pico corresponde ao Mirim e o segundo ao Açú.

O estado intermediário Mirim é mais frequente na região de energia  $\Sigma E_Y$  da ordem de alguns TeV, onde  $\Sigma E_Y$  é a energia total dos  $\gamma$  observados. As características bem conheci-

FIG. 16



das dos processos de produção múltipla, tais como a constância do momento transversal e a dependência logaritmica da multiplicidade com a energia são atribuídas ao estado intermediário Mirim.

O estado intermediário Açu torna-se mais importante na região de energia mais alta.

#### 5) Exemplo de Guaçu Produzido na Camada de Piche

No decorrer da análise da câmara 17 foi encontrada uma interação nuclear ocorrida na camada de piche e que não podia ser classificada nem no tipo Mirim nem no tipo Açu. Esta interação tem um espalhamento angular excepcionalmente grande, e, em consequência os momentos transversais envolvidos são muito maiores que os dos outros eventos observados anteriormente. Desde que o evento é interpretado como a produção e desintegração de um estado intermediário, este resultado mostra que o estado intermediário deve ser de um novo tipo, diferindo dos conhecidos Mirim e Açu. A diferença característica entre este evento e os outros C jatos pode ser vista melhor na distribuição de momento transversais. Arata<sup>(23)</sup> estudou em detalhe este evento, e a Figura 17, mostra a distribuição integral de momentos transversais.  $P_{T\gamma}$ , dos raios  $\gamma$ . Para comparação são também dados na mesma figura as distribuições de momentos transversais dos C jatos tipo Mirim e tipo Açu, os quais são obtidos da estatística de 40 C jatos nas câmaras 15, 16 e 17 com  $\Sigma E_{\gamma} \geq 10$  TeV do tipo Açu, e 74 C jatos na câmara 17 com  $\Sigma E_{\gamma} \geq 7$  TeV do tipo Mirim, até então analisados pelo grupo da Colaboração Brasil-Japão. Vê-se

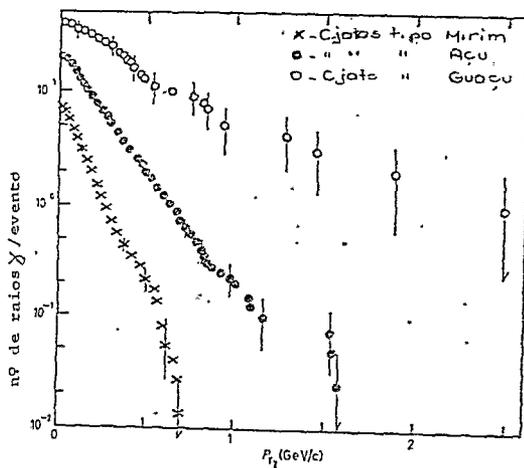
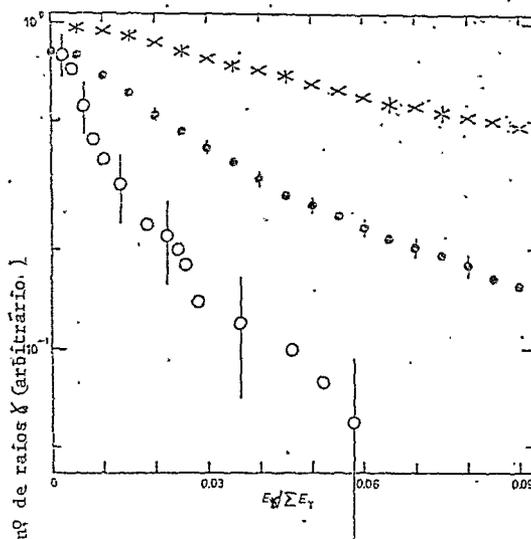


FIG. 17

Distribuições de momentum transversal de raios  $\gamma$   
 na forma integral.

FIG. 18



Distribuições de energia fracionária de raios  $\gamma$   
 na forma integral.

imediatamente que o evento presente é caracterizado por momenta transversais significativamente maiores, o momentum transversal médio  $\langle P_{T\gamma} \rangle$  é cerca de  $500 \frac{\text{meV}}{c}$  para o presente evento, enquanto é cerca de  $250 \frac{\text{meV}}{c}$  para os eventos tipo Açu e cerca de  $130 \frac{\text{meV}}{c}$  para os eventos tipo Mirim.

A Figura 18 mostra a distribuição integral de energia fracionária  $\frac{E_\gamma}{\sum E_\gamma}$  dos raios  $\gamma$  do presente evento e aquela dos C jatos dos tipos Mirim e Açu usados para o gráfico anterior. Nota-se que as diferenças entre a distribuição do presente evento e as distribuições dos outros dois tipos também não são devidas somente à flutuação estatística.

Com a hipótese do estado intermediário a interpretação mais natural do presente evento é que ele é um exemplo de produção de um estado intermediário gigante, com massa (sob forma de raios  $\gamma$ )  $m_\gamma = (60 \sim 80) \frac{\text{GeV}}{c^2}$

### III.2b - A jatos

#### 1) Similaridade Entre A jatos e C jatos

O mesmo método de análise dos C jatos foi aplicado aos A jatos. Primeiro construiu-se o espectro de energia fracionária;  $\frac{E_\gamma}{\sum E_\gamma}$ , e verificou-se que também este era representado por uma simples função exponencial. A seguir foi feita a distribuição de momenta transversais dos raios  $\gamma$ , que também apresentou bom acordo com a obtida para os C jatos.

A distribuição de massa do estado intermediário também apresentou os mesmos dois picos dos C jatos.

Esses resultados permitem concluir que os estados intermediários nos A jatos têm a mesma natureza que os dos C jatos.

## 2) Exemplo de Guaçu em A jato

Até 1974 haviam sido identificados dois exemplos de interações atmosféricas de energia da ordem de milhares de TeV, mostrando uma multiplicidade de mesons excepcionalmente grande. O primeiro exemplo, indicando a existência de um estado intermediário gigante (batizada como Guaçu) foi o evento "Andromeda" encontrado em 1969 pelo grupo da Colaboração Brasil-Japão<sup>(24)</sup>. O evento é constituído de numerosos  $\gamma$ s e eletrons, de alta energia, com energia total  $\sim 15000$  TeV, e sua análise mostrou que a interação atmosférica original ocorreu a pelo menos 10  $\mu$ .c acima da câmara produzindo mais de 100  $\gamma$ s cada uma com energia  $\sim 100$  TeV.

O segundo exemplo isolado é o "Texas Lone Star", de Perkins e Fowler<sup>(25)</sup>, que é constituído de mais de 200  $\gamma$ s, produzidos numa interação nuclear ocorrida perto do "stack" de emulsões nucleares, e apresentando uma energia total observado,  $E_{\gamma}$ , igual a 210 TeV. Este evento também foi analisado pelo grupo da Colaboração Brasil-Japão, e através da análise desses dois eventos foi proposta, em 1971, a existência do estado intermediário Guaçu.

Os dois exemplos acima citados, de interações de ultra-altas energias, com multiplicidade excepcionalmente altas, não são, porém, exemplos de uma única interação hadron-nucleon.

O primeiro exemplo claro de Guaçu foi um grande jato atmosférico puro, detetado na câmara 17, exposta em Chacaltaya pela Colaboração Brasil-Japão<sup>(26)</sup>, e estudada em detalhe por H Semba<sup>(27)</sup>. O evento contem 117  $\gamma$ s com  $E > 1$  TeV e 24 Pb jatos, e possui uma energia total observada igual a 878 TeV. Um exame cuidadoso do evento mostra quase completa ausência de degradação dos  $\gamma$ s em cascatas no ar, podendo-se interpretá-lo como uma única interação, com altura de produção estimada em 250 m acima da câmara.

As principais características da interação são os valores excepcionalmente grandes tanto da multiplicidade como do momento transversal dos  $\gamma$ s produzidos. O valor de  $\langle P_{T\gamma} \rangle$  é  $390 \frac{\text{MeV}}{c}$ .

Sob a hipótese de estados intermediários obtém-se uma massa invariante de  $\sim 70 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  para a parte de raios  $\gamma$ . Mostra-se que a independência de carga vale para este evento e então a massa invariante total resulta  $\sim 200 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  que é consistente com a do estado intermediário Guaçu proposto em 1971 pela Colaboração Brasil-Japão.

## CAPÍTULO IV

## ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Como foi mencionado no capítulo anterior a análise de C jatos indica a existência de três tipos de estados intermediários na Produção Múltipla de Mesons: Mirim, Açu e Guaçu.

A região de energia observada dos C jatos é, porém, limitada, ( $\Sigma E_{\gamma} < 100$  TeV), devido a condição experimental (isto é, geometria da câmara, qualidade do material sensível, etc), e seria interessante conhecer como é a situação na região de energia mais alta. Para se estudar as interações nucleares de energia  $\Sigma E_{\gamma}$  acima de 100 TeV é portanto inevitável usar famílias atmosféricas (A jatos).

Neste capítulo será desenvolvido um método para analisar A jatos produzidos a grandes altitudes ( $H \gtrsim 2$  km em relação à câmara), e que em média tem energias  $\Sigma E_{\gamma}$  grandes, da ordem de centenas de TeV. Para tanto foram selecionados 99 exemplos de A jatos, com energias observadas  $\Sigma E_{\gamma}$  excedendo 100 TeV, detectados pelas câmaras de emulsão da Colaboração Brasil-Japão, deve-se lembrar que a energia observada de 100 TeV deve corresponder a  $10^{15}$  eV ou mais para a energia da partícula primária.

Entre os vários problemas da análise de A jatos pode-se citar a falta de precisão na determinação da altura de interação e a ocorrência de interações sucessivas, não permitindo que

esta análise seja feita de maneira idêntica à dos C jatos. Por isso um novo método<sup>(14)</sup> foi introduzido para analisar os A jatos, método esse que é descrito no presente capítulo, o qual é dividido nas seguintes três partes:

- 1) - Compilação dos dados de A jatos
- 2) - Determinação da "idade" das famílias
- 3) - Análise de A jatos

#### IV.1 - PROCESSO DE COMPILAÇÃO DOS DADOS DE FAMÍLIAS ATMOSFÉRICAS

Na Tabela VII são apresentados os dados das 99 famílias atmosféricas, com  $\Sigma E_{\gamma} > 100 \text{ TeV}$ , selecionadas para análise.

As câmaras 17 e 18 ainda estão em fase de análise; por isso as famílias detetadas nas mesmas e que constam da Tabela VII não representam a totalidade.

Nesta tabela os eventos medidos pelo grupo do CBPF são identificados com (\*).

Na 1<sup>a</sup> coluna consta o nome original de cada família, que é apresentado na seguinte ordem: nº da câmara, nº do bloco e o nº de cada família dentro do bloco.

Na 2<sup>a</sup> coluna estes mesmos dados são apresentados do modo como foram compilados no computador.

TABELA VII

Nome			$\Sigma E_Y^{obs}$ (TeV)	$\bar{S} \pm \Delta S$
Original	Computador			
1	Cam 6426-I	011026001	318,7	0,96 $\pm$ 0,18
2	Cam 13B27-2B	013027001	267,7	1,90 $\pm$ 0,25
3	Cam 12B4-1	012004001	222,9	---
4	Cam 13B26-27	013026001	173,6	1,45 $\pm$ 0,26
5	Cam 12B18	012018001	168,8	---
6	Cam 63B-7	010001007	161,6	---
7	Cam 13B41-42-43	013041001	147,4	1,65 $\pm$ 0,73
8	Cam 64F21-I	011021001	144,3	1,36 $\pm$ 0,18
9	Cam 64F7-I	011007001	114,1	1,62 $\pm$ 0,31
10	Cam 63H	010001001	110,0	1,27 $\pm$ 0,39
11	Cam 14B189-1	014189001	571,4	---
12	Cam 14B210-1	014210001	463,8	0,94 $\pm$ 0,35
13	Cam 14B132-1	014132001	449,2	---
14	Cam 14B67-1	014006001	421,5	1,63 $\pm$ 0,28
15	Cam 14B1-1	014001001	408,6	1,88 $\pm$ 0,37
16	Cam 14B65-A	014065001	279,8	1,46 $\pm$ 0,19
17	Cam 14B74-A	014074001	232,1	2,01 $\pm$ 0,20
18	Cam 14B105-1	014105001	230,8	0,86 $\pm$ 0,25
19	Cam 14B211-1	014211001	224,1	---
20	Cam 14B31-1	014031001	216,0	1,09 $\pm$ 0,12
21	Cam 14B232-A	014232001	170,4	---
22	Cam 14B19-1	014019001	154,9	1,00 $\pm$ 0,17
23	Cam 14B107-1	014107001	153,5	1,11 $\pm$ 0,32
24	Cam 14B63-A	014063001	150,2	---
25	Cam 14B45-1	014045001	149,9	1,12 $\pm$ 0,20
26	Cam 14B98-VIII	014098001	130,3	1,44 $\pm$ 0,54
27	Cam 14B75-A	014075001	114,7	1,23 $\pm$ 0,28
28	Cam 14B77-A	014077001	114,1	1,10 $\pm$ 0,20
29	Cam 14B179-I	014179001	113,4	1,53 $\pm$ 0,19
30	Cam 14B21-A	014021001	107,9	0,92 $\pm$ 0,16
31	Cam 14B140-I	014140001	106,8	2,19 $\pm$ 0,69

Nome		Computador	$\Sigma E_{\gamma}^{obs}$ (TeV)	$\bar{E} \pm \Delta S$
Original				
32	Cam 14B94-I	014094001	105,9	1,91 $\pm$ 0,57
33	Cam 15B42-I	015042001	341,3	1,43 $\pm$ 0,15
34	Cam 15B24-1	015024001	266,6	1,73 $\pm$ 0,20
35	Cam 15B127-1	015127001	258,3	0,78 $\pm$ 0,22
36	Cam 15B70	015070001	146,1	1,33 $\pm$ 0,36
37	Cam 15B34	015034001	145,5	1,59 $\pm$ 0,37
38	Cam 15B24-2	015024002	120,5	1,06 $\pm$ 0,20
39	Cam 15B109-I	015109001	114,7	1,19 $\pm$ 0,44
40	Cam 15B137-1	015137001	109,3	---
41	Cam 15B125-1	015125001	105,7	---
42	Cam 15B128-1	015128001	102,2	0,63 $\pm$ 0,25
43	Cam 16B167-I	016167001	533,9	1,61 $\pm$ 0,16
44	Cam 16B106-1	016106001	430,4	1,69 $\pm$ 0,17
45	Cam 16B166-1	016166001	357,0	---
46	Cam 16B180-II	016180002	218,0	1,06 $\pm$ 0,34
47	Cam 16B180-I	016180001	211,8	1,26 $\pm$ 0,31
48	Cam 16B206-I	016206001	194,3	0,91 $\pm$ 0,23
49	Cam 16B214-I	016214001	134,0	1,85 $\pm$ 0,47
50	Cam 16B201-214	016201001	129,7	2,44 $\pm$ 0,47
51	Cam 16B115-I	016115001	127,6	1,41 $\pm$ 0,43
52	Cam 16B132-I	016132001	102,6	1,44 $\pm$ 0,44
53	Cam 17B15	017015001	1160,9	1,30 $\pm$ 0,01
54	Cam 17B112-1	017112001	848,7	1,13 $\pm$ 0,08
55	Cam 17B147-I	017147001	396,3	0,95 $\pm$ 0,14
56	Cam 17B176-I	017176001	360,8	1,29 $\pm$ 0,04
57	Cam 17B221-1	017221001	311,4	1,77 $\pm$ 0,33
58	Cam 17B146	017146001	302,3	0,91 $\pm$ 0,21
59	Cam 17B180-I	017180001	292,9	1,33 $\pm$ 0,12
60	Cam 17B215 <sup>S</sup> -137 <sup>I</sup>	017215001	278,6	1,30 $\pm$ 0,14
61	Cam 17B147-II	017147002	258,1	1,77 $\pm$ 0,23
62	Cam 17B189	017189001	250,7	1,35 $\pm$ 0,17
63	Cam 17B171-I	017171001	199,9	1,01 $\pm$ 0,19
64	Cam 17B217-II	017217002	189,7	1,29 $\pm$ 0,11

Nome			$\Sigma E_Y^{\text{obs}} (\text{TeV})$	$\bar{S} \pm \Delta S$
Original	Computador			
65	Cam 17B167-1	017167001	186,8	$0,74 \pm 0,30$
66	Cam 17B112-2	017112002	173,1	$1,11 \pm 0,51$
67	Cam 17B161-1	017161001	165,0	$1,23 \pm 0,27$
68	Cam 17B60 <sup>S</sup> -1	017060001	148,8	$2,30 \pm 0,66$
69	Cam 17B204-I	017204001	137,1	$0,84 \pm 0,32$
70	Cam 17B183-1	017183001	136,0	$1,84 \pm 0,52$
71	Cam 17B180-II	017180002	130,3	$1,30 \pm 0,21$
72	Cam 17B198-1	017198001	118,9	$1,81 \pm 0,70$
73	Cam 17B145-II	017145002	114,3	$0,93 \pm 0,48$
74	Cam 17B139-1	017139001	107,6	$2,23 \pm 0,56$
75	Cam 18B154 <sup>S</sup> -133 <sup>I</sup>	018154001	794,1	$1,26 \pm 0,03$
76	Cam 18B131 <sup>S</sup> -115 <sup>I</sup>	018131001	609,9	$1,41 \pm 0,14$
77	Cam 18B18 <sup>S</sup> -149 <sup>I</sup>	018185001	559,8	$1,28 \pm 0,11$
78	Cam 18B101 <sup>S</sup> -A	018101001	505,4	$1,42 \pm 0,06$
79	Cam 18A268 A269	018268001	433,2	$1,77 \pm 0,14$
80	Cam 18B170 <sup>S</sup> -138 <sup>I</sup>	018170001	402,5	$1,00 \pm 0,22$
81	Cam 18B162-I	018162001	369,0	$0,95 \pm 0,25$
82	Cam 18B48 <sup>S</sup> -32 <sup>I</sup>	018043001	357,8	---
83	Cam 18B178-III	018178003	197,5	$1,43 \pm 0,37$
84	Cam 18B130-111	018130001	195,3	$1,17 \pm 0,26$
85	Cam 18B137-I	018137001	192,6	$1,25 \pm 0,36$
86	Cam 18B185-II	018185002	186,7	$1,58 \pm 0,25$
87	Cam 18BP08 <sup>S</sup> -70 <sup>I</sup>	018008001	180,8	$1,50 \pm 0,18$
88	Cam 18B51 <sup>S</sup> -B	018051002	174,7	$1,23 \pm 0,17$
89	Cam 18B163-II	018163002	169,4	---
90	Cam 18B176-I	018176001	167,2	$1,64 \pm 0,36$
91	Cam 18B149-162	018149001	164,0	$1,35 \pm 0,47$
92	Cam 18B51-A	018051001	147,8	$1,2 \pm 0,3$
93	Cam 18B126-I	018126001	139,5	$0,99 \pm 0,41$
94	Cam 18B117-I	018117001	134,0	$0,78 \pm 0,46$
95	Cam 18B91 <sup>S</sup> -73 <sup>I</sup>	018091001	132,6	$1,41 \pm 0,25$
96	Cam 18B176-II	018176002	123,5	---
97	Cam 18B163-1	018163001	123,5	$1,61 \pm 0,34$
98	Cam 18B179 <sup>S</sup> -130 <sup>I</sup>	018179001	111,6	$1,21 \pm 0,55$
99	Cam 18B22-A	018022001	101,7	---

As famílias de cada câmara estão apresentadas em ordem de energia decrescente.

Não constam desta tabela os eventos famosos como Andromeda e Magalhães, observados na câmara 14 e o evento Ursa Maior<sup>(28)</sup> observado na câmara 15.

De modo geral é fácil compilar os dados de um C jato, porque não há necessidade de se preocupar com as contaminações devido a interações nucleares sucessivas e também a processo de formação de cascata eletromagnética fora da câmara (no ar).

No entanto, o registro dos dados de A jato é muito mais complicado, porque conforme já foi mencionado antes, em algumas famílias existem grupos colimados de raios  $\gamma$  (cascatas atmosféricas).

O método de compilação é resumido no Apêndice III.

O número de eventos com energia de interação  $\Sigma E_{\gamma} > 100$  TeV (energia observada), obtido por câmara é

Câmara 10 ~ 13	10	( - )
Câmara 14	22	( 7 )
Câmara 15, 16	20	( 4 )
Câmara 17	22	( 1 )
Câmara 18	25	( 6 )
Total	99	(18 )

Na última coluna aparece, entre parênteses, o número de eventos que foram analisados pelo grupo do CBPF.

Os eventos foram classificados em 3 grupos, correspondendo às 3 seguintes regiões de energia de observação.

REGIÃO DE ENERGIA OBSERVADA	Nº DE EVENTOS
100 ~ 200 TeV	60
200 ~ 500 TeV	31
500 ~ 1200 TeV	8

Neste trabalho investigou-se, principalmente, as características médias nestas 3 regiões de energia.

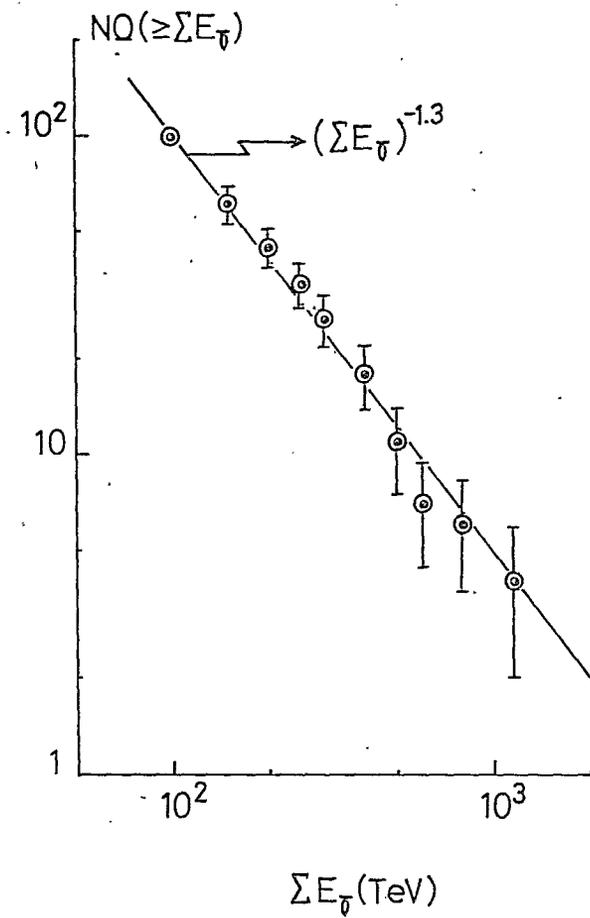
Inicialmente foi construído o espectro integral de energia,  $\Sigma E_{\gamma}$ , de todas as famílias, incluindo as já conhecidas Andromeda, Magalhães e Ursa Maior. Este espectro é apresentado na Figura 19, onde se observa que os pontos experimentais podem ser bem ajustados com uma linha reta de inclinação 1.3 .

Este resultado é consistente com o já obtido da câmara 14, embora, nesta a região de energia de interação estudada fosse ligeiramente mais baixa ( $\Sigma E_{\gamma}^{obs}$  20 ~ 500 TeV) que a deste trabalho  $\Sigma E_{\gamma}^{obs}$  (100 ~ 1200 TeV).

#### IV.2 - DETERMINAÇÃO DA "IDADE DA FAMÍLIA"

Como foi mencionado anteriormente, num A jato não se tem informação exata sobre a altura de interação, e por isso a

FIG. 19



análise de A jatos não é tão imediata como a dos C jatos. Nesta seção estuda-se, como primeiro passo de análise, a "idade" dos raios  $\gamma$  de alta energia no A jato.

De acordo com Konishi e outros<sup>(29)</sup> quando o ponto de observação está a grande profundidade atmosférica  $T$ , como é o caso de Monte Chacaltaya ( $T \approx 540 \frac{gT}{cm^2} \approx 14$  comprimentos de radiação), o A jato com grande energia está num estágio de equilíbrio, e é descrito aproximadamente pela função:

$$N_{e,\gamma} (\geq E_{e,\gamma}, T, E_0) = N^* \left( \frac{E_0}{E_{0\min}} \right)^{S_N} \left( \frac{E_{e,\gamma}}{E_{e,\gamma\min}} \right)^{-S_\gamma} \exp \left[ \frac{-T}{\Lambda} \right]$$

onde

$N_{e,\gamma}$  - é a multiplicidade média por família, e é obtida do espectro de energia dos A jatos.

$E_0$  - é a energia do primário, proporcional a  $(\Sigma E_{e,\gamma})$  obs

$S_N$  - parâmetro que descreve o desenvolvimento médio da partícula nuclearmente ativa.

$S_\gamma$  - parâmetro que descreve o desenvolvimento médio da cascata eletromagnética.

$T$  - profundidade atmosférica do ponto de observação.

$\Lambda$  - caminho livre médio de atenuação, que é relacionado com o parâmetro  $S_\gamma$  por:

$$- \lambda_1(S_\gamma) = \frac{1}{\Lambda}$$

onde  $\lambda_1(S_\gamma)$  é a função que aparece na teoria de "chuveiros de cascata"<sup>(11)</sup>.

Então,  $S_\gamma$  é um parâmetro importante, pelo qual o estã-

gio do desenvolvimento médio das cascatas eletromagnéticas do A jato pode ser conhecido.

#### IV.2a - Valor Médio da "Idade do Chuveiro das Famílias Superpostas"

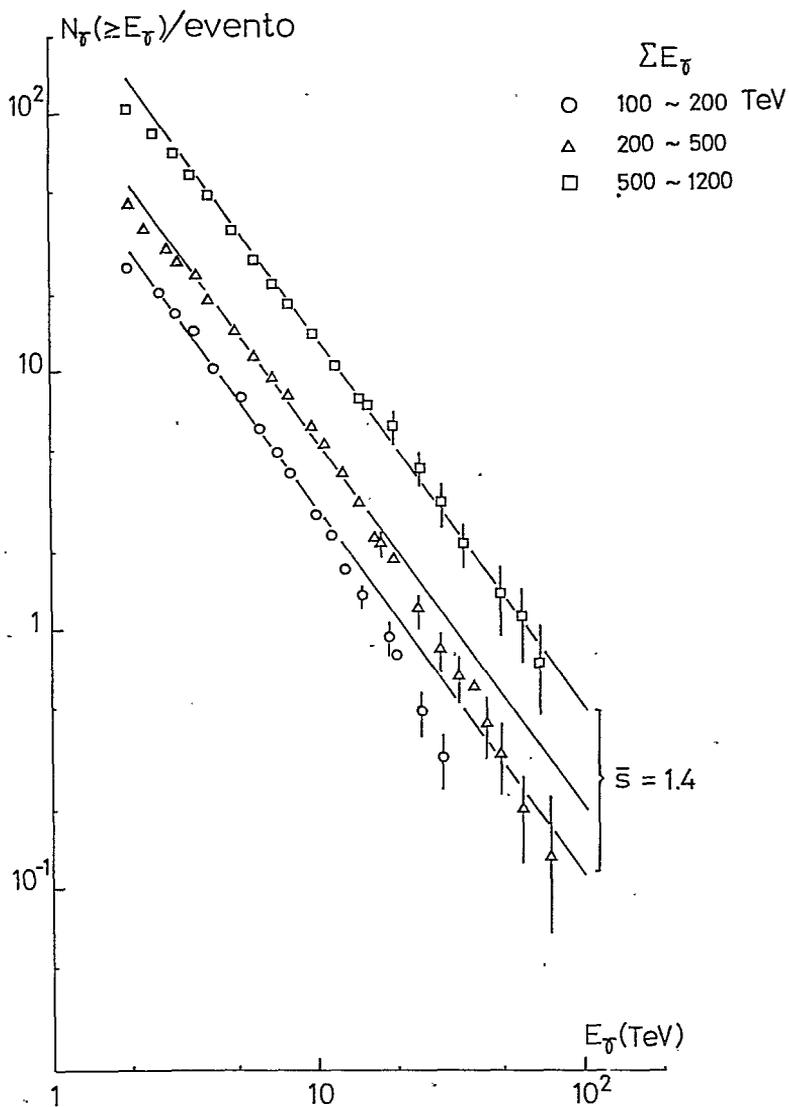
O espectro integral de energia dos raios  $\gamma$  é aproximadamente expresso por uma lei de potência,  $E_{\gamma}^{-S}$ , que em escala  $\log - \log$ , dá uma reta de inclinação S.

Aqui construiu-se os espectros integrais de energia, superpondo todos os raios  $\gamma$  das famílias de cada um dos três intervalos de energia de interação (100  $\sim$  200 TeV, 200  $\sim$  500 TeV e 500  $\sim$  1200 TeV). Esses espectros são apresentados na Figura 20, onde pode ser visto que, em todos os três grupos, os pontos se distribuem em uma linha reta com inclinação 1.4, exceto na região de energia mais baixa,  $E_{\gamma} < 2 \sim 3$  TeV, e na região de energia mais alta,  $E_{\gamma} \geq 50$  TeV, particularmente no grupo de energia de interação 100  $\sim$  200 TeV.

Os ligeiros desvios da linha reta que os pontos experimentais apresentam podem ser explicados como se segue.

O desvio na região de mais baixa energia é causado pela perda de eventos de energia abaixo do limiar de detecção, enquanto que o ocorrido na região de energia mais alta é proveniente da limitação no número de  $\gamma$ 's com grande energia. A forma integral de espectro de energia não é, portanto, conveniente (em particular, no intervalo de energia de interação mais baixa) pa

FIG. 20



ra a determinação da inclinação, embora a flutuação estatística seja pequena comparada à que se obtém utilizando a forma diferencial.

Sendo assim, considerou-se o espectro de energia dos raios  $\gamma$  na forma diferencial, que é apresentado na Figura 21 no caso da forma diferencial é válida a seguinte relação:

$$d N_{\gamma}^{\text{obs}} = N_0 E_{\gamma}^{-S-1} d E_{\gamma} \quad (\text{IV.1})$$

a qual pode ser escrita também do seguinte modo

$$d N_{\gamma} = N_0 10^{-S y} dy \quad \text{onde } y = \log E_{\gamma}$$

Da relação acima resulta:

$$\log \frac{dN}{dy} = \log N_0 - S y \quad (\text{IV.2})$$

Assim, para o espectro diferencial, devia-se obter também uma reta de inclinação  $S$ , usando escala monologaritmica.

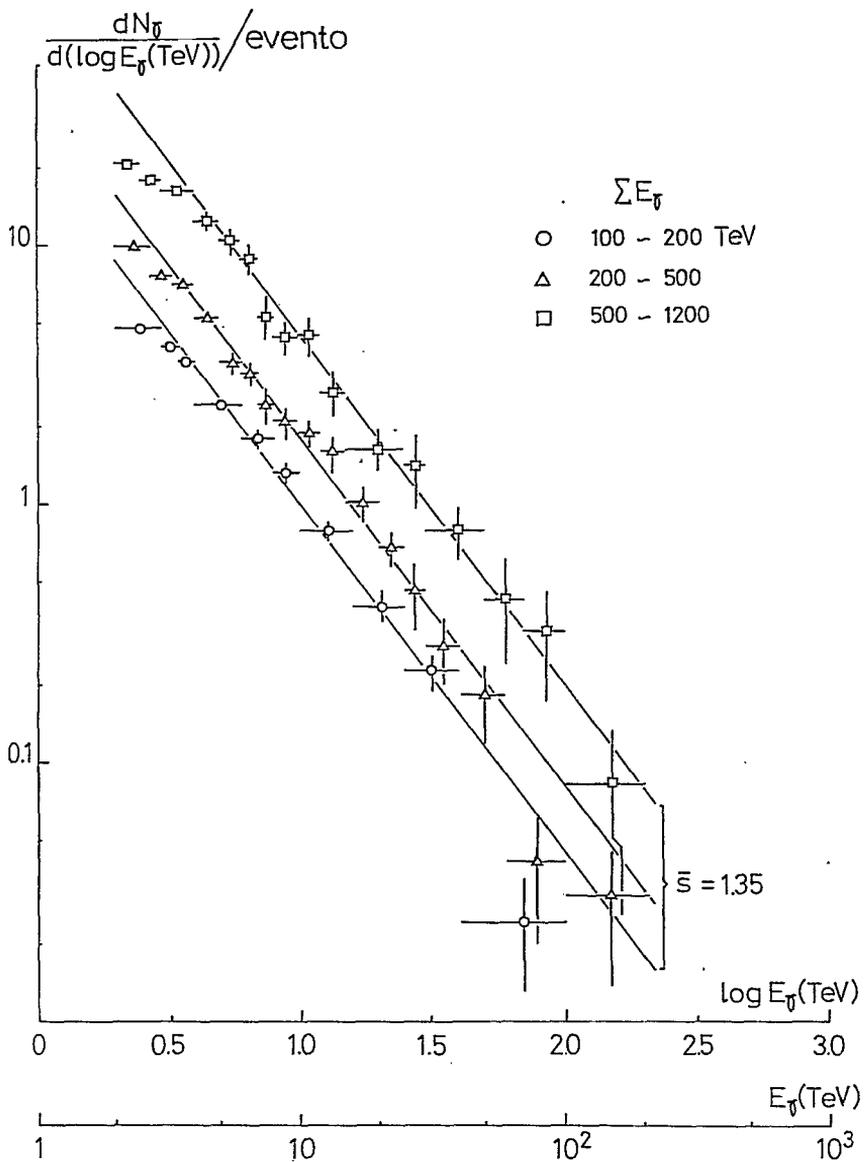
Encontrou-se um bom ajuste com a linha reta, sem se preocupar com o decréscimo observado na região de mais alta energia, para o intervalo de energia de interação  $\Sigma E_{\gamma}^{\text{obs}}$  mais baixo.

O melhor ajuste dá:

$$\bar{S} = 1,35 \pm 0,1 \quad (\text{IV.3})$$

Assim, através das Figuras 20 e 21, confirma-se que o

FIG. 21



espectro de energia é dado aproximadamente por uma lei de potência com o mesmo expoente para os 3 intervalos de energia de interação.

Como já foi mencionado antes, os pontos experimentais do espectro não se ajustam na região de energia menor que  $2 \sim 3$  TeV. Desta forma, como será visto nas seções seguintes, foram considerados 2 valores, 2 TeV e 5 TeV, para a energia mínima dos raios  $\gamma$  utilizados no presente trabalho.

#### IV.2b - Espectro de Energia de Famílias Atmosféricas individuais.

Na última sub-seção procurou-se ver a tendência geral do espectro energético, superpondo as famílias de raios  $\gamma$  previamente divididas em 3 intervalos de energia de interação. Como era de se esperar, pelas considerações teóricas, encontrou-se que o espectro de energia, em média, era representado por uma lei de potência.

Nesta seção procurou-se determinar o parâmetro efetivo de idade,  $S$  das famílias atmosféricas individuais, que é obtido a partir da inclinação do espectro de cada família.

Sabe-se que o erro estatístico a ser considerado no espectro integral de energia é dado por

$$\delta N_{\gamma} = \pm \frac{N_{\gamma}}{\sqrt{N_{\gamma}}} = \pm \sqrt{N_{\gamma}} \quad (\text{IV.4})$$

onde  $N_{\gamma}$  - representa o nº de  $\gamma$ s da família com energia maior que  $E_{\gamma}$ .

Sendo assim obteve-se dois valores,  $S_{\min}$  e  $S_{\max}$ , para a inclinação do espectro de energia, um representando o limite inferior e o outro o limite superior, respectivamente, admitindo-se que ambos os espectros sejam expressos por simples função de potência.

Levando-se em conta que a energia limiar de raios  $\gamma$  é de 2 ~ 3 TeV, e que o espectro integral de energia flutua muito na região de energia mais alta, determinanouse as duas linhas para a região de  $N_\gamma \geq 4$  e  $E_\gamma > 2 \text{ TeV} \sim 3 \text{ TeV}$ , para eliminar estas dificuldades citadas.

Nas Figuras 22 a ~ 22 d são vistos exemplos da determinação do parâmetro efetivo de idade  $S$  de famílias individuais.

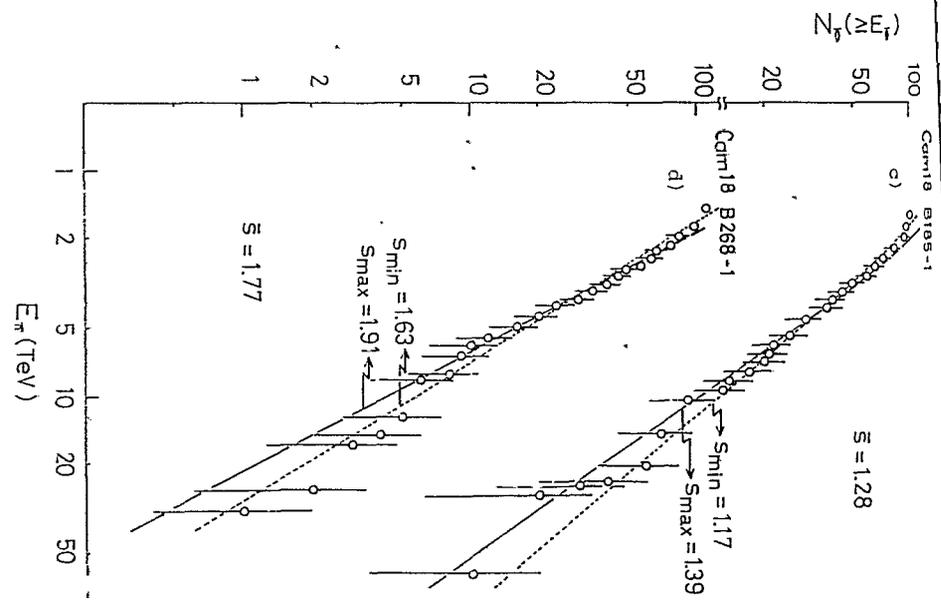
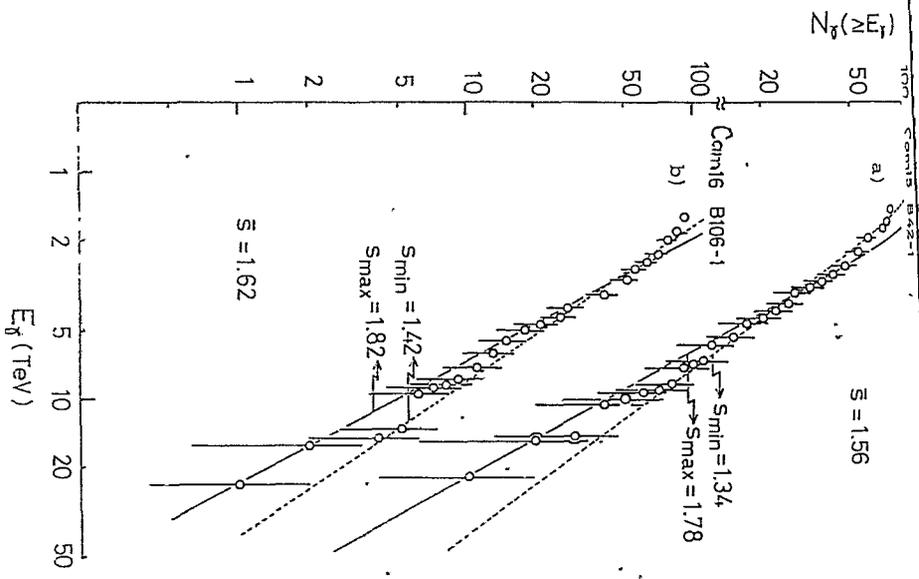
Com os valores de  $S_{\min}$  e  $S_{\max}$  das famílias individuais, estimou-se o valor do parâmetro de idade médio  $\bar{S}$ , para cada família, através da média aritmética

$$\bar{S} = \frac{S_{\min} + S_{\max}}{2} \quad (\text{IV.5})$$

Os valores de  $\bar{S}$  estão apresentados na quarta coluna da Tabela VII, seguidos dos valores de  $\Delta S$ , que foram obtidos por

$$\Delta S = \bar{S} - S_{\min} = S_{\max} - \bar{S} \quad (\text{IV.6})$$

Os valores médios  $\langle S \rangle$ , para o parâmetro de idade efetivo, nos três intervalos de energia, são:



$$\begin{aligned}
 \langle S \rangle &= 1,37 \quad \text{para } \Sigma E_{\gamma}^{\text{obs}} \quad 100 \sim 200 \text{ TeV} \\
 \langle S \rangle &= 1,31 \quad \text{para } \Sigma E_{\gamma}^{\text{obs}} \quad 200 \sim 500 \text{ TeV} \\
 \langle S \rangle &= 1,30 \quad \text{para } \Sigma E_{\gamma}^{\text{obs}} \quad 500 \sim 1200 \text{ TeV}
 \end{aligned}
 \tag{IV.7}$$

os quais mostram um bom acordo com os obtidos anteriormente para os espectros de energia de famílias superpostas, e que foram apresentados nas Figuras 20 e 21.

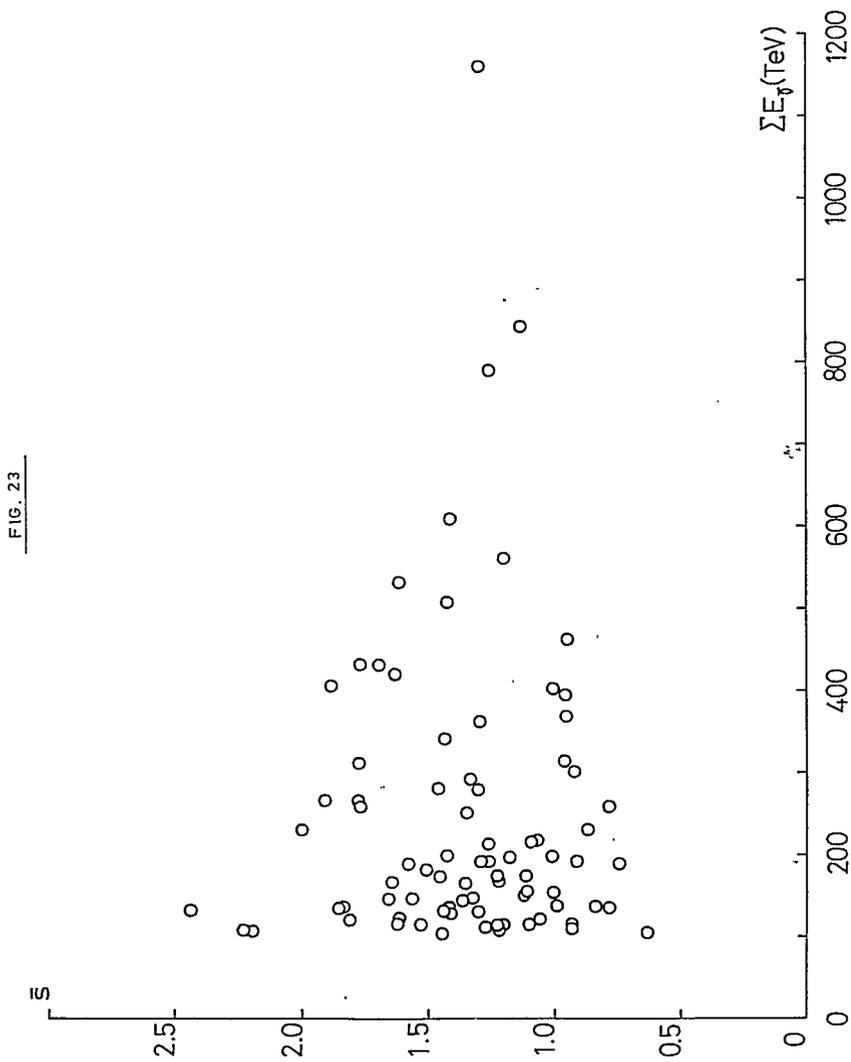
A relação existente entre a energia de interação de cada família atmosférica e o parâmetro de idade efetivo  $\bar{S}$  foi investigada e é apresentada na Figura 23. Fato característico é que a dispersão do parâmetro  $\bar{S}$  se torna mais significativa a medida que a energia de interação se torna menor, sendo que a região de energia mais alta carece de estatística.

Na próxima sub seção, dando continuação ao estudo morfológico das famílias, mas agora com respeito à distribuição lateral, mostram-se-ã que a estrutura lateral é descrita pelo mesmo parâmetro de "idade" obtido nas sub seções anteriores.

#### IV.2c - Distribuição Lateral dos Raios $\gamma$

Outro aspecto a ser analisado neste trabalho refere-se à distribuição lateral dos raios  $\gamma$  nos três intervalos de energia,  $\Sigma E_{\gamma}^{\text{obs}} \quad 100 \sim 200 \text{ TeV}$ ,  $200 \sim 500 \text{ TeV}$ ,  $500 \sim 1200 \text{ TeV}$ , considerando os dois valores de energia mínima, 2 TeV e 5 TeV.

Estimou-se a distribuição lateral da densidade de número de partículas,  $\Delta N$ , e a distribuição lateral de densidade de



energia,  $\Delta E$ , e ambas foram normalizadas, de modo que se obtenha:

$$\int_0^{\infty} 2\pi r dr \Delta_{N,E} (\geq E_m, r) = 1 \quad (\text{IV.8})$$

Os resultados estão apresentados nas Figuras 24a e 24b.

Por cálculos analíticos<sup>(30)</sup> deve-se ter:

$$\Delta N \approx \Delta E \quad (\text{IV.9})$$

Sendo assim, é de se esperar que as distribuições acima citadas tenham a mesma forma. As figuras 24a e 24b indicam que a previsão teórica é aproximadamente confirmada, dentro dos erros estatísticos. Observando-se cuidadosamente estas figuras, contudo, percebe-se que a densidade de número de partículas torna-se maior que a densidade de energia à medida que a energia de interação cresce. Verifica-se também que ambas as distribuições são expressas por uma lei de potência, exceto nas regiões  $r_\gamma < 2 \text{ a } 3 \text{ cm}$  e  $r \geq 20 \text{ cm}$ .

Sabendo-se que as dimensões das placas de emulsão são 40 cm x 50 cm, é natural que os raios  $\gamma$  distantes, com  $r_\gamma \geq 20 \text{ cm}$ , não sejam, em geral, detetados, ainda que os blocos vizinhos sejam também examinados cuidadosamente. Por isso os pontos experimentais nesta região se afastam da linha reta. Desta forma, considerou-se apenas os pontos experimentais na região de  $r_\gamma$  compreendida entre 5cm e 20cm para traçar a melhor reta utilizando-se o método  $\chi^2$ .

FIG. 24a

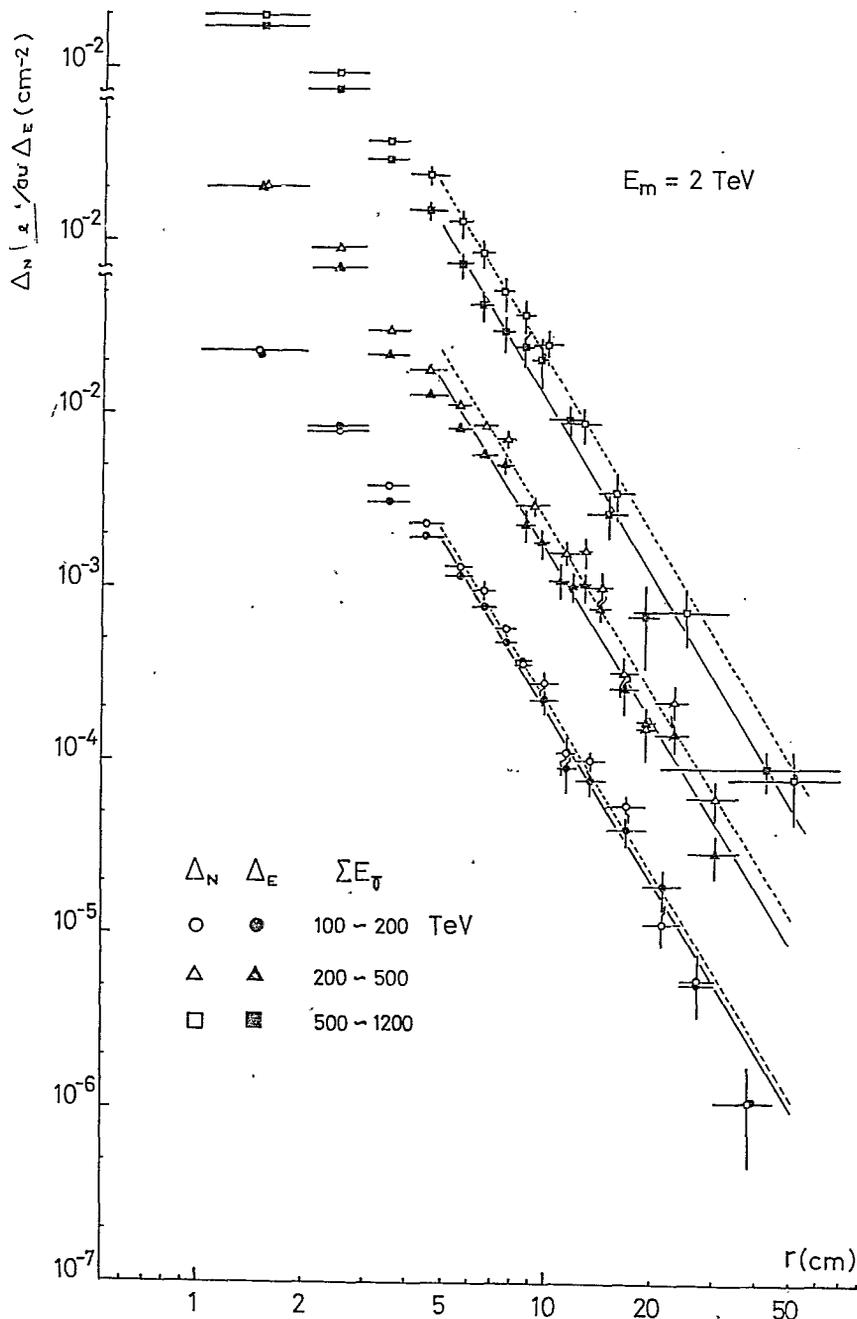
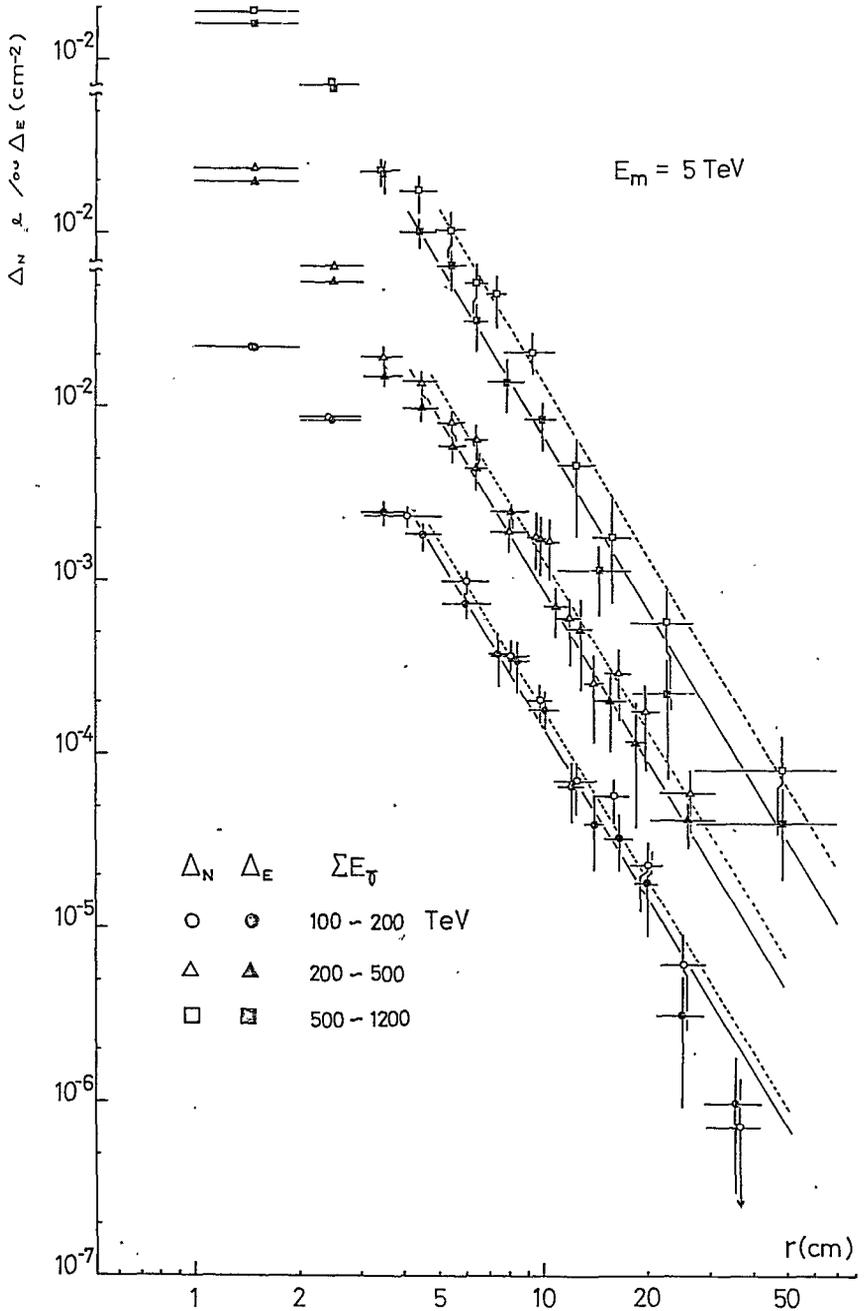


FIG. 24b



Os resultados obtidos estão resumidos a seguir

$$\Delta N (\geq E_m, r) = \Delta^{\circ N} \times \left(\frac{r}{\text{cm}}\right)^{-\alpha_N} \quad (\text{IV.10})$$

$$\Delta E (\geq E_m, r_\gamma) = \Delta^{\circ E} \times \left(\frac{r_\gamma}{\text{cm}}\right)^{-\alpha_E}$$

com  $\alpha_N \approx \alpha_E \approx 3,35 \pm 0,05$

Os valores de  $\Delta^{\circ N}$  e  $\Delta^{\circ E}$  parecem depender dos valores de  $E_m$  e  $\Sigma E_\gamma^{\text{obs}}$  e são apresentados na Tabela VIII.

Para ver melhor os ligeiros desvios dos pontos experimentais em relação aos cálculos analíticos, estimou-se a relação entre a distância  $r_\gamma$  e a razão  $\frac{\Delta N}{\Delta E}$ . A Figura 25 contém o resultado, que mostra claramente que os valores de  $\frac{\Delta N}{\Delta E}$ , na região  $r \geq 5\text{cm}$ , são ligeiramente maiores que o previsto, e isto é mais acentuado na distribuição correspondente ao intervalo de energia de interação 500 TeV  $\sim$  1200 TeV.

#### IV.2d - Distribuição Lateral Ponderada de Energia

As distribuições laterais, ponderadas de energias, nas formas de densidade de número de partículas,  $\Delta \tilde{N}$ , e densidade de energia,  $\Delta \tilde{E}$ , são ilustradas nas Figuras 26a e 26b respectivamente.

A normalização foi feita de modo a se obter

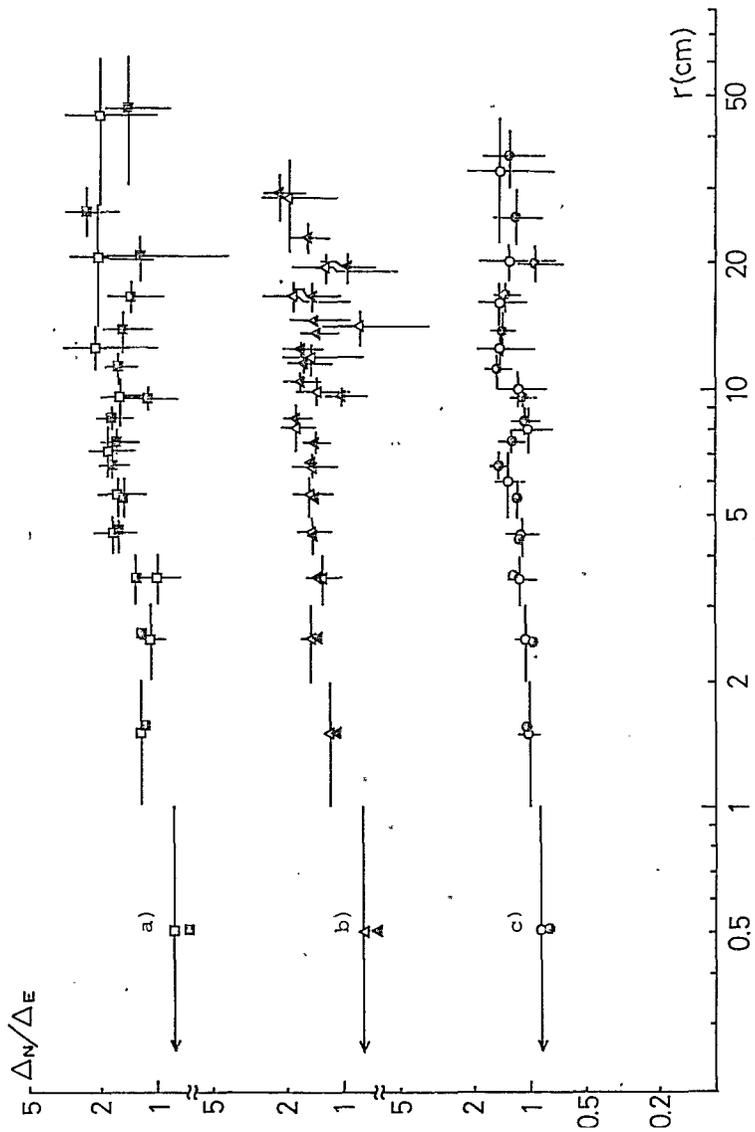
TABELA VIII

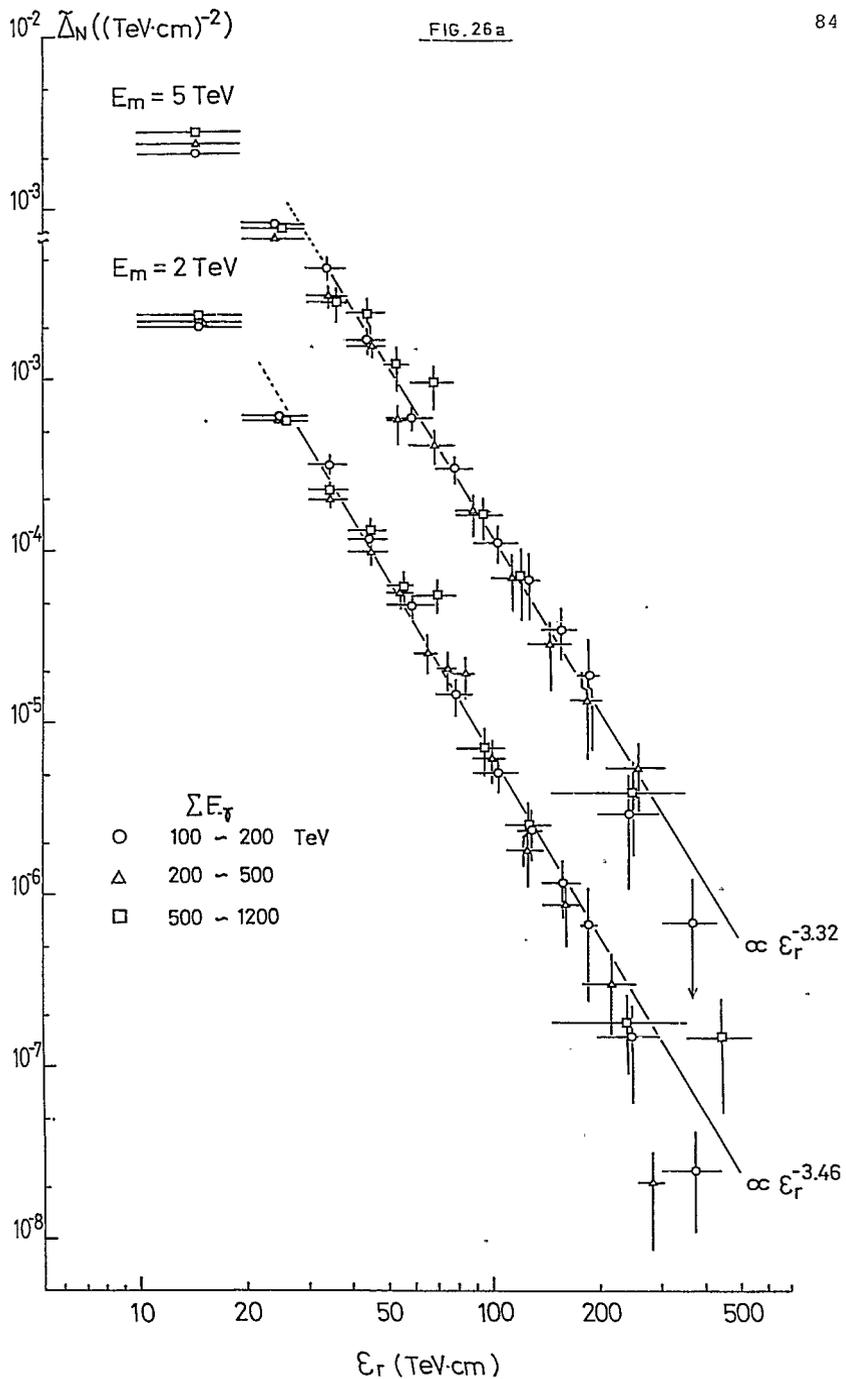
$\Sigma E_Y$ (TeV)	$E_m$ (TeV)	$\Delta^{ON} (N^O/cm^2)$	$\Delta^{OE} (N^O/cm^2)$
100 ~ 200	2	0,40	0,33
	5	0,32	0,25
200 ~ 500	2	0,39	0,25
	5	0,28	0,19
500 ~ 1200	2	0,36	0,22
	5	0,27	0,14

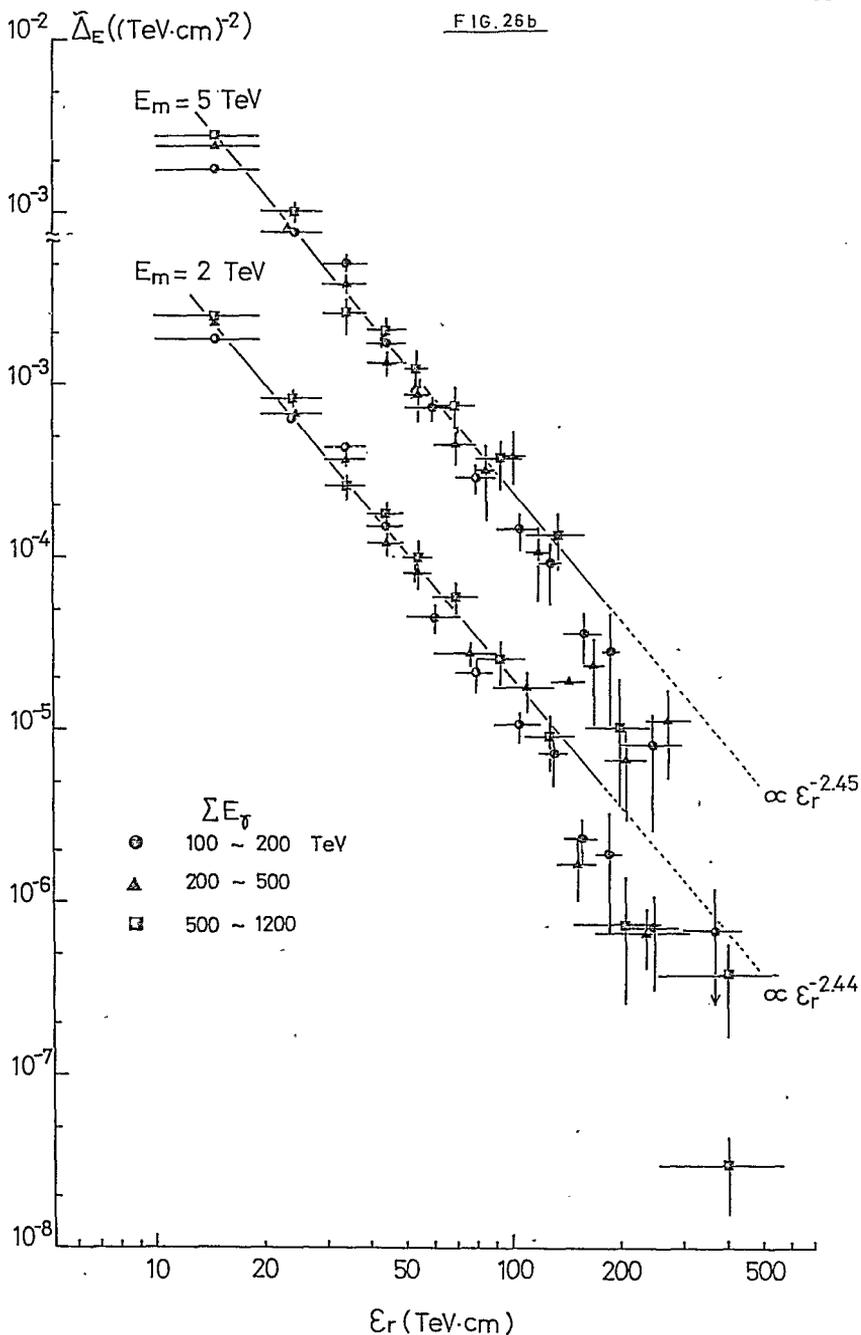
TABELA IX

$E_m$ (TeV)	$\beta_N$	$\beta_E$	$\frac{\Delta^{ON}}{N^O} / (TeV/cm^2)$	$\frac{\Delta^{OE}}{N^O} / (TeV/cm^2)$
2	3,46	2,44	$2,1 \times 10^{-2}$	$5,6 \times 10^{-2}$
5	3,32	2,45	$2,8 \times 10^{-2}$	$6,6 \times 10^{-2}$

FIG. 25







$$\int_0^{\infty} 2\pi \epsilon_r d\epsilon_r \bar{\Delta}_{N,E}(\geq E_m, \epsilon_r) = 1 \quad (\text{IV.11})$$

com  $\epsilon_r = E_\gamma r_\gamma$  (IV.12)

Novamente vê-se que as referidas distribuições seguem uma lei de potência, exceto nas regiões  $\epsilon_r < 20 \text{ TeV cm}$  e  $\epsilon_r > 200 \text{ TeV cm}$

Os desvios dos pontos experimentais em relação à linha reta observados especialmente na distribuição lateral de densidade de energia Figura 26b, na região de  $\epsilon_r \gtrsim 200 \text{ TeV cm}$ , são causados pela perda de detecção, do mesmo modo como o ocorrido em IV-2c.

Na região  $20 \text{ TeV cm} \sim 200 \text{ TeV cm}$ , ambas distribuições laterais, de densidade de número de partículas e de densidade de energia, são expressas pelas seguintes funções de potência

$$\bar{\Delta}N(\geq E_m, \epsilon_r) = \bar{\Delta}N_0 \times (\epsilon_r/10 \text{ TeV cm})^{-\beta_N} \quad (\text{IV.13})$$

$$\bar{\Delta}E(\geq E_m, \epsilon_r) = \bar{\Delta}E_0 \times (\epsilon_r/10 \text{ TeV cm})^{-\beta_E}$$

$\bar{\Delta}N^0, \bar{\Delta}E^0, \beta_N$  e  $\beta_E$  dependem da energia mínima de detecção  $E_m$  e parecem ser independentes da energia de interação  $\Sigma E_\gamma^{\text{obs}}$ ; seus valores são apresentados na Tabela IX.

Cálculos Análíticos conduzem às seguintes relações<sup>(30)</sup>:

$$\begin{aligned} \bar{\Delta}N &\propto \epsilon_r^{-S-2} \\ \bar{\Delta}E &\propto \epsilon_r^{-S-1} \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

Como se pode observar, estas relações são consistentes com os resultados experimentais. Para ver este fato mais claramente foi estimada a correlação entre  $\epsilon_r$  e  $\frac{\Delta\tilde{N}}{\Delta E} \times \frac{\epsilon_r}{E_m}$  que é apresentada na Figura 27.

Segundo cálculos analíticos tem-se que  $\frac{\Delta\tilde{N}}{\Delta E} \times \frac{\epsilon_r}{E_m}$  deve ser independente de  $\epsilon_r$ . Como se pode ser na Figura 27 este fato é confirmado para o caso  $E_m = 2$  TeV na região  $\epsilon_r = (40 \sim 200)$  TeV cm e para  $E_m = 5$  TeV na região  $\epsilon_r = (60 \sim 200)$  TeV cm .

Comparando-se os valores dos expoentes dados nas relações IV.14 com os obtidos experimentalmente, tem-se:

Da distribuição de  $\Delta\tilde{N}$  Figura 26a

Para  $E_{\min} = 5$  TeV -S- 2 = -3,32 e portanto S = 1,32

Para  $E_{\min} = 2$  TeV -S- 2 = -3,46 e portanto S = 1,46

Da distribuição de  $\Delta\tilde{E}$  Figura 26b

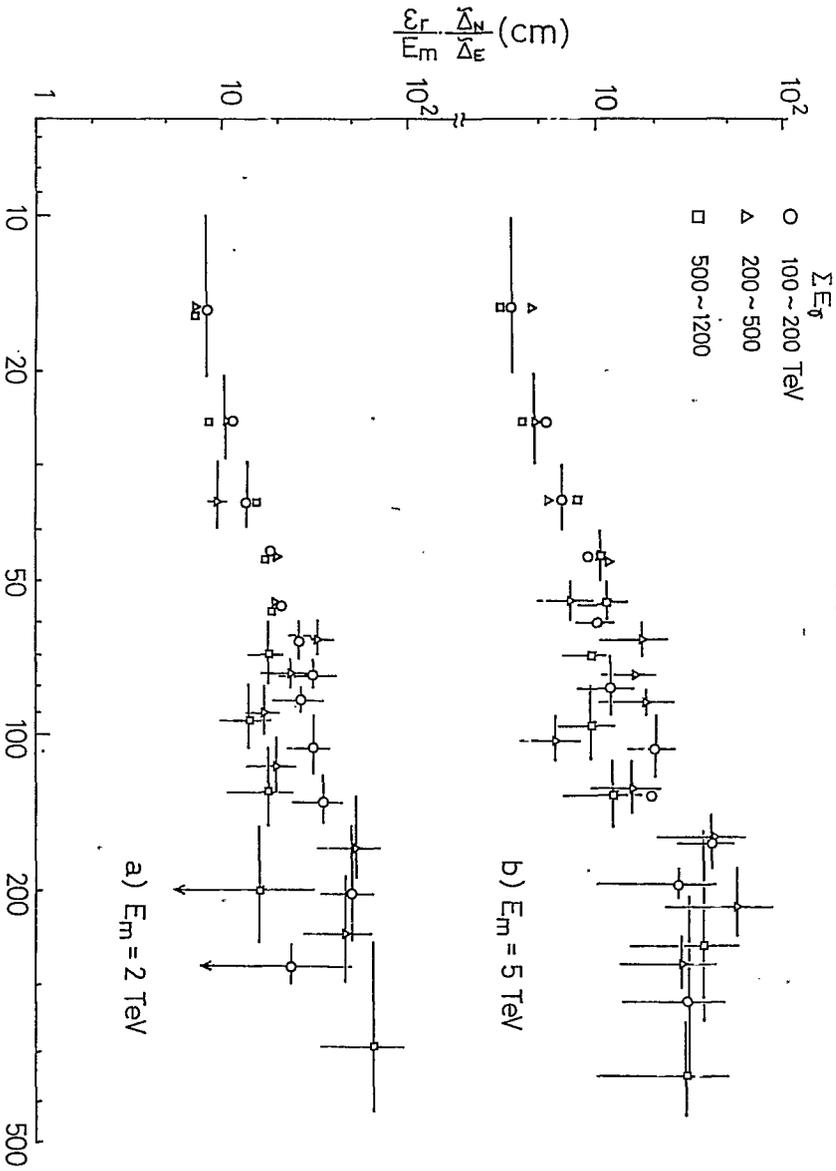
Para  $E_{\min} = 5$  TeV -S- 1 = -2,45 e portanto S = 1,45

Para  $E_{\min} = 2$  TeV -S- 1 = -2,44 e portanto S = 1,44

Estes valores são compatíveis com os valores do parâmetro de idade S obtido nas sub seções IV.2a e IV.2b.

Vemos portanto que a distribuição lateral conduz aos mesmos resultados da distribuição longitudinal das sub seções IV.2a e IV.2b, isto é, segue a mesma lei de potência do espectro de energia, e dá o mesmo valor para o parâmetro de "idade" S, o

FIG. 27



que mostra que a construção do espectro de energia  $\bar{E}$  é suficiente para a obtenção de  $\underline{S}$ .

#### IV.3 - ANÁLISE DE A JATOS

No Capítulo I viu-se que o momentum transversal dos  $\gamma^S$  e eletrons produzidos nas interações nucleares causava uma dispersão lateral muito maior que a do espalhamento coulombiano dos eletrons. Portanto o espalhamento lateral dos  $\gamma^S$  e eletrons no A jato é governado pela interação nuclear, tendo como causa principal a dispersão angular dos  $\pi^0 + 2\gamma$ , podendo-se desprezar o efeito do espalhamento múltiplo coulombiano.

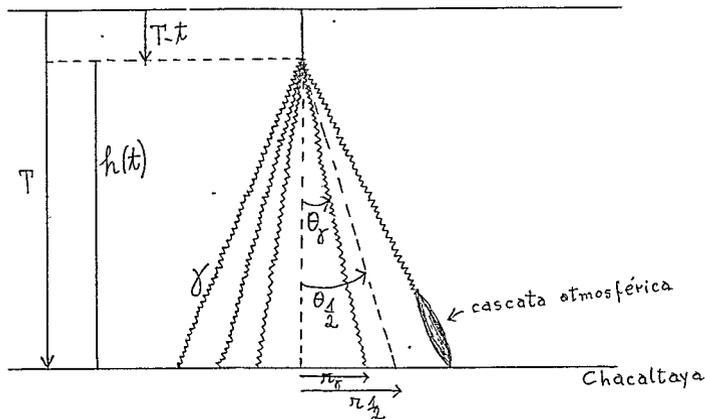
Como a determinação da altura de interação dos A jatos pelo método de acoplamento de  $2\gamma^S$  em  $\pi^0$  apresenta ambiguidade devido à escolha dos  $\gamma^S$  a serem acoplados a Colaboração Brasil-Japão propôs um método<sup>(14)</sup> para analisar A jatos, o qual não necessita informação sobre a altura de interação, pois é baseado na dispersão lateral em distância,  $r_\gamma$ , e não em ângulo,  $\theta_\gamma$ ; é baseado também na energia total observada  $\Sigma E_\gamma \text{ obs}$ .

Neste método, usa-se como parâmetro a quantidade  $r_\gamma(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}$ , que pode-se mostrar ser diretamente relacionado com a massa (liberada em  $\gamma$ ) do estado intermediário.

#### IV.3a - Relação entre $r_\gamma(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}$ e a Massa $m_\gamma$ do Estado Intermediário

Supondo-se que uma interação nuclear tenha ocorrido a

uma profundidade atmosférica  $(T-t)$  e que os  $\gamma^s$  produzidos nesse A jato sejam observados na câmara localizada a uma profundidade  $T_0$ . A situação é ilustrada na Figura abaixo.



Sabendo-se que a distância lateral  $r_\gamma$  é ligada ao ângulo zenital  $\theta_\gamma$  pela relação:

$$r_\gamma = \theta_\gamma h(t) \quad (\text{IV.15})$$

No caso particular do ângulo zenital mediano  $\theta_{\frac{1}{2}}$  tem-se a meia distância:

$$r_{\frac{1}{2}} = h(t) \theta_{\frac{1}{2}} \quad (\text{IV.16})$$

Sabendo-se que existe a relação entre o ângulo zenital mediano (em relação à direção de incidência do estado intermediário) e o fator de Lorentz do estado intermediário:

$$\theta_{1/2} = \frac{1}{\Gamma} \quad (\text{IV.17})$$

Portanto vem:

$$r_{1/2} = \frac{h(t)}{\Gamma} \quad (\text{IV.18})$$

Por outro lado, tendo-se a relação entre a energia total liberada em  $\gamma$ ,  $(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}}$ , e a massa (em forma de  $\gamma$ ) do estado intermediário,  $m_{\gamma}$ , produzido na interação  $(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}} = \Gamma m_{\gamma} c^2$ , resulta

$$\Gamma = \frac{(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}}}{m_{\gamma} c^2} \quad (\text{IV.19})$$

Substituindo este valor de  $\Gamma$  em (IV.18) vem

$$r_{1/2} = h(t) \frac{m_{\gamma} c^2}{(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}}} \quad (\text{IV.20})$$

Quando a interação ocorre a grande altura em geral resulta que a família detetada na câmara é muito espalhada, por ser constituída de cascatas eletromagnéticas isoladas, cascatas atmosféricas e interações sucessivas, é o que se denomina uma família "mista". Nesse caso a energia total observada na câmara,  $(\Sigma E_{\gamma})_{\text{obs}}$ , é menor que a energia real liberada na interação  $(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}}$ , e pode ser descrita em termos do caminho livre médio de atenuação,  $\Lambda$ , da família, isto é

$$(\Sigma E_{\gamma})_{\text{obs}} = (\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}} \exp \left[ -\frac{t}{\Lambda} \right] \quad (\text{IV.21})$$

Tem-se a seguinte relação entre o caminho livre médio de atenuação,  $\Lambda$ , e o parâmetro de idade  $S_{\gamma}$ , obtido na seção

VI.2, por  $\Lambda = \frac{-1}{\lambda_1(S_\gamma)}$ , onde  $\lambda_1(S_\gamma)$  é uma função que aparece frequentemente na teoria de "chuveiros de cascata" (11), e é dada na tabela que consta do Apêndice I.

De acordo com os valores obtidos experimentalmente para  $S_\gamma$ , os quais constam das relações IV.7, obteve-se os correspondentes valores tabelados para  $\lambda_1(S_\gamma)$ , resultando para  $\Lambda$ , os três seguintes valores, correspondentes aos três intervalos de energia de interação considerados no presente trabalho.

Para

500 TeV	$< \Sigma E_\gamma < 1200 \text{ TeV}$	$< S_\gamma > = 1.30$	$\lambda_1(S_\gamma) = 0,0062$	$\Lambda = 161,3$
200 TeV	$< \Sigma E_\gamma < 500 \text{ TeV}$	$< S_\gamma > = 1.31$	$\lambda_1(S_\gamma) = 0,0064$	$\Lambda = 156,3$
100 TeV	$< \Sigma E_\gamma < 200 \text{ TeV}$	$< S_\gamma > = 1.37$	$\lambda_1(S_\gamma) = 0,0073$	$\Lambda = 137,0$

(IV-23)

A média aritmética desses três valores dá  $\Lambda = 152,0 \text{ g/cm}^2$  e esse foi o valor utilizado para o caminho livre médio de atenuação,  $\Lambda$ , que aparece na expressão IV.21.

Considerando a atmosfera isotérmica

$$h(t) = h_0 e^{-\lambda_n \left[ \frac{T}{T-t} \right]} \quad (\text{IV.23})$$

sendo

$$T = 540 \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2} \quad \text{em Chacaltaya}$$

$$h_0 = 7,5 \text{ km} \quad (\text{escala de altura em Chacaltaya}).$$

Substituindo IV.21 e IV.23 em IV.20 vem:

$$\langle r_{1/2} \rangle = \frac{h_0 m_\gamma c^2}{(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}} \frac{l_n \left[ \frac{T}{T-t} \right]}{\exp \left[ \frac{t}{\Lambda} \right]} \quad \text{IV.24}$$

O fator  $\frac{l_n \left[ \frac{T}{T-t} \right]}{\exp \left[ \frac{t}{\Lambda} \right]}$  pode ser calculado numericamente para várias profundidades  $t$ .

Na Figura 28 pode-se ver que a expressão acima é praticamente constante ( $\approx 0,1$ ) num grande intervalo de  $t$ , isto é, entre 2 km e 5 km acima de Chacaltaya.

Chamando  $A$  esse valor constante, obtém-se a expressão:

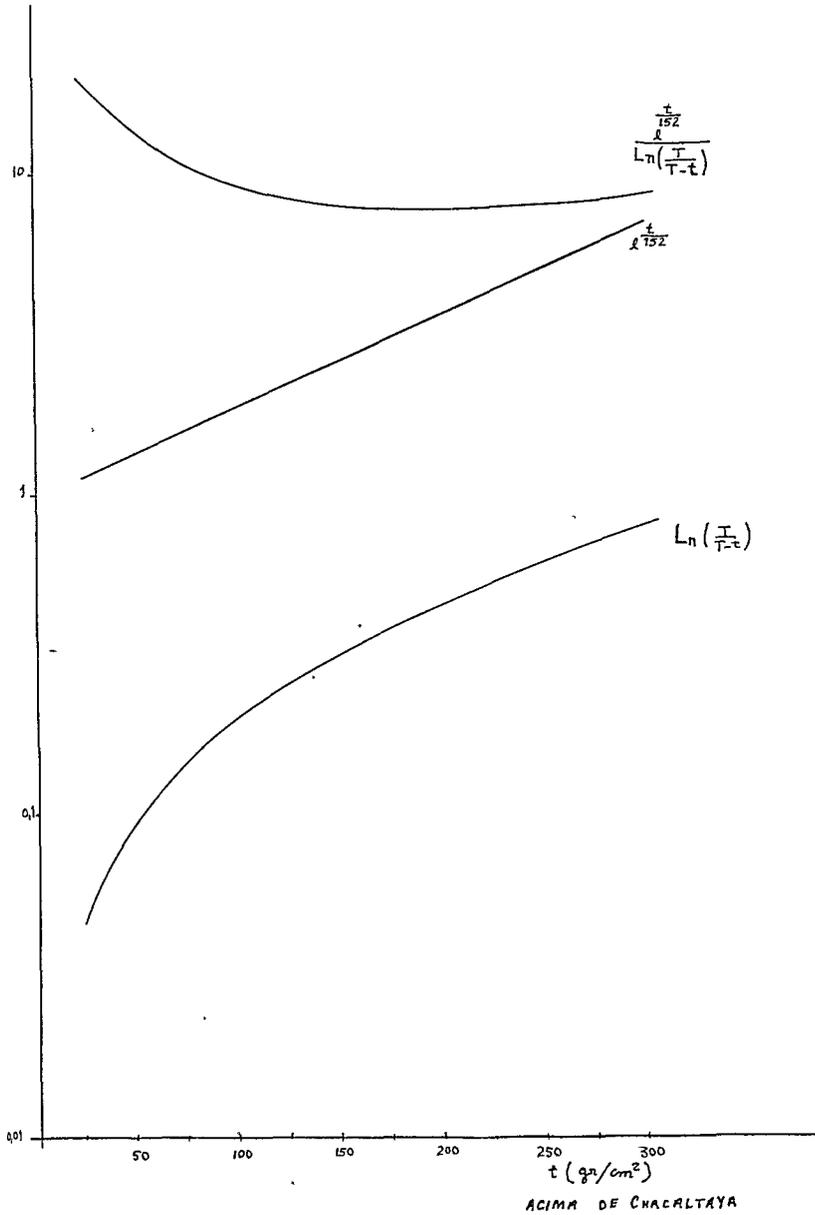
$$\langle r_{1/2} \rangle = \frac{A h_0 m_\gamma c^2}{(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}} \quad \text{IV.25}$$

A distribuição lateral dos  $\gamma$ s e eletrons na família é caracterizada pela meia distância  $r_{1/2}$ . Vê-se pela forma aproximada acima que famílias com mesmo  $(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}$ , e provenientes de estados intermediários de mesma massa  $m_\gamma$ , podem ter o mesmo espalhamento lateral  $r_{1/2}$ , embora produzidas a diferentes alturas, pois na expressão IV.25, a altura (para o intervalo de 2 km a 5 km), não aparece explicitamente.

O parâmetro  $r_\gamma (\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}$  está relacionado com o espalhamento lateral,  $r_{1/2}$ , do seguinte modo:

$$r_\gamma (\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} = r_\gamma \theta_\gamma (r_{1/2} (\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}) \quad \text{IV.26}$$

Substituindo nessa expressão o valor de  $r_{1/2}$  dado em



IV.25, vem:

$$r_{\gamma} (\Sigma E_{\gamma})_{obs} = \Gamma \theta_{\gamma} A h_0 m_{\gamma} c^2 \quad \text{IV.27}$$

IV.3b - Famílias Atmosféricas Mistas com  $(\Sigma E_{\gamma})_{obs} > 100 \text{ TeV}$

Para as 99 famílias atmosféricas selecionadas, com  $(\Sigma E_{\gamma})_{obs} > 100 \text{ TeV}$ , foi construído o histograma de  $r_{\gamma} (\Sigma E_{\gamma})_{obs}$ . Na sub-seção anterior foi visto que esta grandeza é independente da altura da interação, e seu valor está diretamente relacionado com a massa  $m_{\gamma}$  do estado intermediário originado na interação. Era de se esperar pois que a distribuição dos valores de  $r_{\gamma} (\Sigma E_{\gamma})_{obs}$  para famílias vindas de um mesmo tipo de estado intermediário apresentasse um pico correspondente à massa  $m_{\gamma}$  do estado intermediário em questão. No histograma da Figura 29, observa-se que os valores se distribuem em torno de três picos, e pode-se portanto associar cada pico a um tipo de estado intermediário evidenciando assim a existência dos três tipos já citados: Mirim, Açú e Guaçu.

Para ver mais nitidamente a separação entre as três distribuições, foi feito o histograma das percentagens. Este histograma é visto na Figura 30.

N<sup>o</sup> DE  
CAMAS

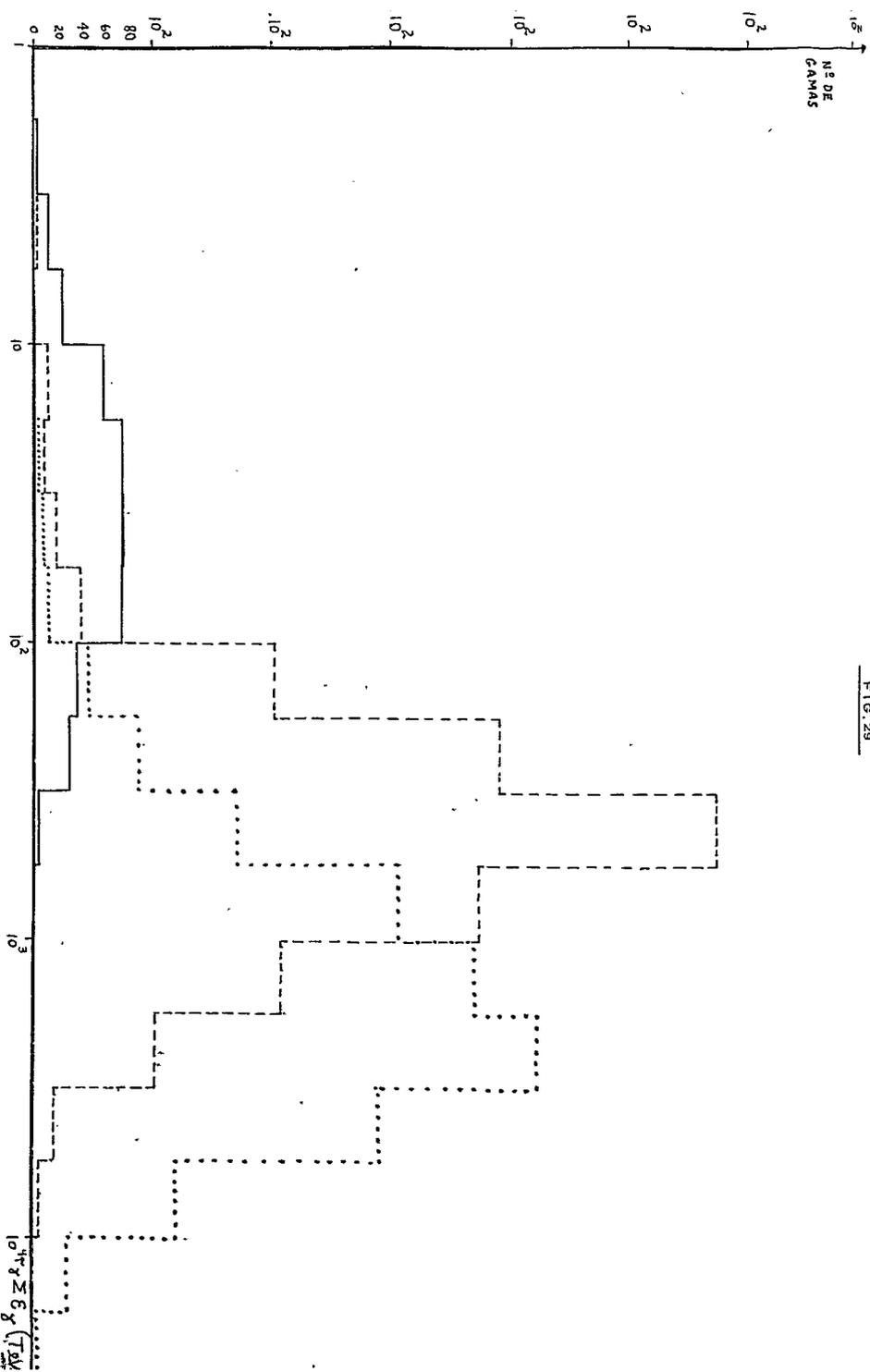
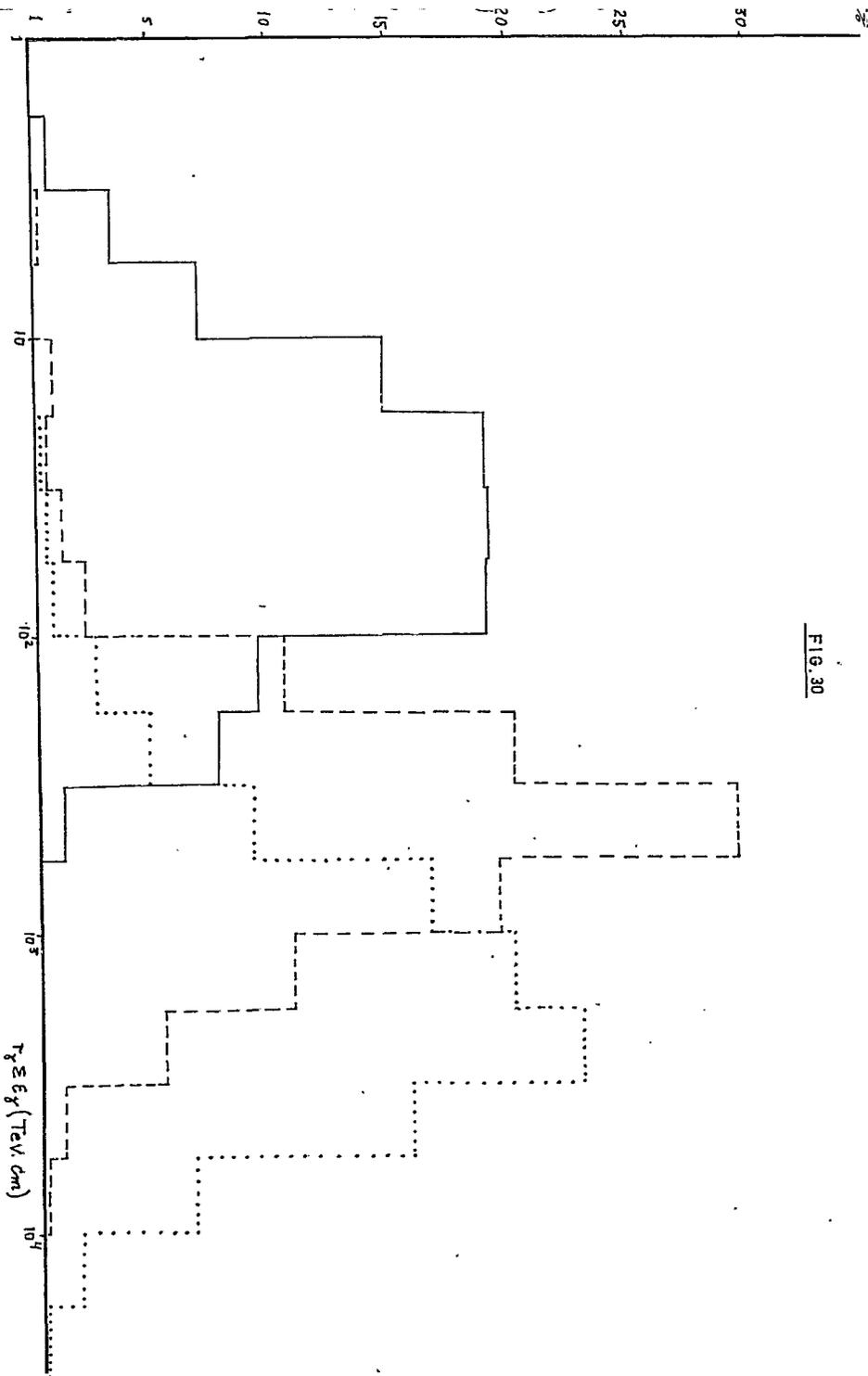


FIG. 29

FIG. 30



## CONCLUSÕES

Uma família atmosférica é constituída de cascatas eletromagnéticas, que se desenvolvem não só longitudinalmente como também transversalmente. Viu-se que o parâmetro  $S_\gamma$  determinado utilizando-se os espectros de energia (isto é, considerando-se somente o desenvolvimento longitudinal da cascata eletromagnética) tem o mesmo valor que o obtido utilizando-se o desenvolvimento transversal. Portanto pode-se determinar  $S_\gamma$  construindo-se somente espectros de energia.

Utilizando este valor de  $S_\gamma$ , obteve-se no Capítulo IV o valor do livre caminho médio de atenuação,  $\Lambda$ , e com este o valor médio do parâmetro  $r_\gamma \Sigma E_\gamma$ , que se verificou ser independente da altura de interação, no intervalo de 2 km a 5 km acima do detetor.

Após verificar-se que o parâmetro  $r_\gamma (\Sigma E_\gamma)_{obs}$  está diretamente relacionado com a massa  $m_\gamma$  do estado intermediário resultante da interação, construiu-se o histograma com os valores de  $r_\gamma \Sigma E_\gamma$  para 99 famílias atmosféricas com  $\Sigma E_\gamma > 100$  TeV.

Como o gráfico apresentava três picos podia-se concluir-se pela existência de três tipos de interações: a do tipo I com pico em 43 TeV cm, a do tipo II em 420 TeV cm e a do tipo III em 2400 TeV cm.

Para melhor ver a separação entre os picos fez-se o gráfico

co das percentagens.

Confirmou-se assim a existência de três tipos de interações apresentando valores discretos para as massas (proporcionais a  $r_\gamma \Sigma E_\gamma$ ) dos estados intermediários.

Identificando-se o tipo I com o Estado Intermediário Mirim, o tipo II com o Açu e o tipo III com a Guaçu e associando-se o valor  $m_\gamma \approx 1 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  para a massa em forma de  $\gamma$ s do tipo I, encontra-se os valores  $9,8 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  e  $55,8 \frac{\text{GeV}}{c^2}$  para os tipos II e III respectivamente.

Estes valores concordam com os valores obtidos analisando-se interações hadrônicas (C-jatos ou A-jatos limpos) cujas determinações de altura tem boa precisão, ou seja

$$m_{\gamma \text{ Mirim}} \approx 1.3 \frac{\text{GeV}}{c^2}, \quad m_{\gamma \text{ Açu}} \approx 8 \frac{\text{GeV}}{c^2} \quad \text{e} \quad m_{\gamma \text{ Guaçu}} \approx 60 \frac{\text{GeV}}{c^2}.$$

## APENDICE I

Uma cascata eletromagnética é produzida quando um elétron rápido, ao atravessar um material, emite ftons. Cada fton emitido, por sua vez, reproduz eletrons (processo de criação de par) de tal forma que o número de eletrons e ftons aumenta até um certo limite como será visto mais adiante.

Sejam  $\pi(E,t)$   $dE$  e  $\gamma(E,t)$   $dE$  o número médio de eletrons e ftons, respectivamente, com energia entre  $E$  e  $E + dE$  num chuveiro a uma profundidade  $t$ , medida em unidades de comprimento de radiação.

As funções  $\pi(E,t)$  e  $\gamma(E,t)$  são soluções do seguinte sistema de equações diferenciais na aproximação A

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = - A' \pi + B' \gamma$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} = - \sigma_0 \gamma + C' \pi$$

onde  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$  e  $\sigma_0$  são operadores.

J. Nishimura em seu trabalho sobre teoria de chuveiros (11), dá a forma explicita destes operadores.

As soluções elementares das equações, na mesma aproximação A, são da forma

$$\pi(E) dE = a \frac{E_0^S}{E^{S+1}} dE e^{-\lambda_1(S)t}$$

$$\gamma(E) dE = \frac{a c(S)}{\sigma_0 + \lambda_1} \frac{E_0^S}{E^{S+1}} dE e^{-\lambda_1(S)t}$$

$$\pi(E) dE = a \frac{E_0^S}{E^{S+1}} dE e^{-\lambda_2(S)t}$$

$$\gamma(E) dE = \frac{a c(S)}{\sigma_0 + \lambda_2} \frac{E_0^S}{E^{S+1}} dE e^{-\lambda_2(S)t}$$

Os valores de  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  são encontrados na Tabela 11 que é reproduzida abaixo

S	A(s)	B(s)	C(s)	$\lambda_1$ (s)	$\lambda_2$ (s)	$\lambda_1''(s)$	$\lambda_2''(s)$
0	0.0000	1.547	$\infty$	$-\infty$	$+\infty$	$-\infty$	$+\infty$
0.1	0.1522	1.400	12.84	-4.715	3.789	-25.01	355.8
0.2	0.2865	1.280	6.123	-3.340	2.280	-9.457	65.43
0.3	0.4067	1.180	3.923	-2.749	1.569	-5.415	24.69
0.4	0.5154	1.095	2.846	-2.414	1.126	-3.655	12.48
0.5	0.6147	1.022	2.214	-2.201	0.8125	-2.693	7.418
0.6	0.7062	0.9593	1.802	-2.055	0.5754	-2.092	4.878
0.7	0.7909	0.9041	1.514	-1.952	0.3877	-1.684	3.428
0.8	0.8699	0.8554	1.302	-1.878	0.2348	-1.389	2.550
0.9	0.9439	0.8121	1.140	-1.825	0.1075	-1.166	1.965
1.0	1.014	0.7733	1.014	-1.787	0.0000	-0.9908	1.653
1.1	1.079	0.7383	0.9115	-1.761	-0.0917	-0.8497	1.276
1.2	1.142	0.7067	0.8278	-1.744	-0.1708	-0.7332	1.059
1.3	1.201	0.6778	0.7580	-1.735	-0.2391	-0.6358	0.8910
1.4	1.257	0.6515	0.6990	-1.732	-0.2984	-0.5532	0.7607
1.5	1.311	0.6273	0.6485	-1.734	-0.3501	-0.4824	0.6614
1.6	1.363	0.6049	0.6048	-1.741	-0.3952	-0.4216	0.5733
1.7	1.413	0.5843	0.5666	-1.751	-0.4347	-0.3624	0.4901
1.8	1.460	0.5651	0.5331	-1.764	-0.4693	-0.3236	0.4275
1.9	1.506	0.5473	0.5033	-1.780	-0.4996	-0.2840	0.3684
2.0	1.550	0.5360	0.4767	-1.797	-0.5263	-0.2498	0.3201
2.2	1.634	0.5004	0.4313	-1.837	-0.5704	-0.1943	0.2391
2.4	1.713	0.4737	0.394	-1.882	-0.6049	-0.1523	0.1823
2.6	1.787	0.4499	0.3627	-1.929	-0.6320	-0.1205	0.1375
2.8	1.857	0.4289	0.3362	-1.977	-0.6536	-0.0963	0.1079
3.0	1.924	0.4093	0.3134	-2.026	-0.6709	-0.0777	0.0974
4.0	2.213	0.3352	0.2349	-2.265	-0.7206	-0.0306	
5.0	2.449	0.2848	0.1882	-2.480	-0.7419	-0.0145	

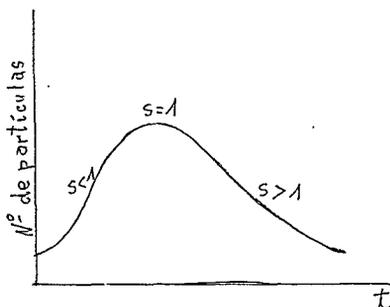
Observa-se que  $\lambda_2$  é sempre negativo e seu valor absoluto é maior que  $\sigma_0$ . O coeficiente  $\frac{1}{\sigma_0 + \lambda_2}$  será portanto sempre negativo.  $\lambda_1$  tem valor positivo para  $S < 1$ , zero para  $S = 1$  e negativo para  $S > 1$ .

Um espectro  $\frac{dE}{E^{S+1}}$  com  $S < 1$  caracteriza o estágio de desenvolvimento do chuvaeiro, com  $S = 1$  o chuvaeiro alcança o valor máximo, enquanto que  $S > 1$  indica que o chuvaeiro está decrescendo.

O parâmetro  $S$  é denominado parâmetro de idade do chuvaeiro.

O chuvaeiro jovem é aquele em que  $S < 1$ , pois o número de partículas aumenta com a profundidade, e velho se  $S > 1$  onde o número de partículas decresce.

Esta situação pode ser vista na Figura



O espectro integral da radiação eletromagnética, incluindo ftons e eletrons, é dado por

$$\pi + \Gamma = \frac{1}{2\pi i} \int dS \frac{1}{S} \cdot \left(\frac{E_0}{E}\right)^S N_1(S) e^{\lambda_1(S)t} + N_2(S) e^{\lambda_2(S)t}$$

Os valores de  $N_1$  e  $N_2$  são vistos na Tabela abaixo:

S	1.6	1.8	2.0	2.1	2.4	2.6	2.8	3.0
$N_1$	1.169	1.201	1.224	1.234	1.240	1.238	1.234	1.226
$N_2$	-0.169	-0.201	-0.224	-0.234	-0.240	-0.238	-0.234	-0.226

Desprezando-se  $N_2$  em presença de  $N_1$ , o espectro resulta

$$\pi + \Gamma = \frac{1}{2\pi i} \int dS \frac{1}{S} \left(\frac{E_0}{E}\right)^S N_1(S) e^{\lambda_1(S)t}$$

A solução desta integral pode ser obtida através da Transformada de Mellin e a avaliação numérica pela aplicação do método ponto de sela. O valor do parâmetro  $S$  é dado pela equação:

$$\lambda_1(\bar{S})t + \ell_n \frac{E_0}{E} - \frac{1}{\bar{S}} = 0$$

## APÊNDICE II

Seja o fluxo vertical na profundidade  $t$  (em  $\frac{g}{cm^2}$ ) expresso por

$$\phi(t) = \phi(0) e^{-\frac{t}{\lambda_a}}$$

onde  $\phi(0)$  - é o fluxo vertical no topo da atmosfera  $t = 0$

$\lambda_a$  - livre caminho médio de absorção.

seja o fluxo no interior do ângulo sólido  $d\Omega$  onde  $d\Omega = 2\pi d(\cos \theta)$

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{dN}{2\pi d(\cos \theta)} = \phi_0(t) \left\{ \cos \theta \right\}^{\frac{t}{\lambda_a} + 1}$$

$$dN = 2\pi \phi_0(t) (\cos \theta)^{\frac{t}{\lambda_a} + 1} d(\cos \theta)$$

Integrando para todos os  $\theta$

$$N = 2\pi \phi_0(t) \int_{-1}^0 (\cos \theta)^{\frac{t}{\lambda_a} + 1} d(\cos \theta)$$

Portanto

$$N = \phi_0(t) \frac{2\pi}{\frac{t}{\lambda_a} + 2}$$

$$N = \phi_0(t) \Omega_{ef} \quad \text{onde } \Omega_{ef} = \frac{2\pi}{\frac{t}{\lambda_a} + 2}$$

Obs: Tendo-se o fluxo vertical  $\phi_0(t)$  basta multiplicar por  $\frac{2\pi}{\frac{t}{\lambda_a} + 2}$  para se ter o número total de partículas por unidade de tempo e por unidade de área; este fator é o ângulo sólido  $\Omega_{ef}$

caz. No caso particular de Chacaltaya tem-se:

$$t = 540 \frac{\text{gf}}{\text{cm}^2}$$

$$\lambda_a = 100 \frac{\text{gf}}{\text{cm}^2}$$

e portanto  $\Omega_{ef} = 0,84$  .

## APÊNDICE III

Os dados referentes as famílias foram organizados num quadro para o computador.

A seguir é dado um exemplo.

Nº Câmara	Nº Bloco	Família	m	Escala 1
015	128	001		

Nº GRUPO	Nº NO GRUPO	E (TeV)	x	y	ESCALA 2
1.0			3.50	5.30	0.0222
1.0	1.0	17.0	11.10	7.95	
1.0	2.0	16.0	11.60	7.20	
1.0	3.0	16.0	10.10	8.30	
1.0	4.0	4.0	8.70	8.45	
1.0	5.0	1.7	12.90	9.05	
1.0	6.0	2.7	12.85	4.85	
1.0	7.0	1.8	18.20	1.00	
1.0	8.0	1.5	1.00	8.50	
1.0	9.0	1.0	3.10	15.80	
2.0			4.30	5.80	0.0222
2.0	1.0	18.0	2.30	1.25	
2.0	2.0	13.0	2.0	2.60	
2.0	3.0	2.6	1.5	1.00	
3.0		1.9	4.30	4.70	
4.0		1.9	3.40	4.70	
5.0		1.6	4.00	2.20	
6.0		1.5	4.00	1.80	

Na parte superior tem-se a identificação da família com o número de câmara, o número do bloco e o número da família no bloco, um espaço destinado a tangente do ângulo zenital e outro para a escala usada no diagrama de alvo.

A cada  $\gamma$  é associado um número que está registrado na primeira coluna do quadro; se aparece grupinho de  $\gamma$  ( cascata atmosférica ) a cada componente é associado um número dentro do seu próprio grupinho; esse número é registrado na segunda coluna. A escala referente ao grupinho é registrada na sexta coluna.

Na terceira coluna estão registradas as energias dos  $\gamma$ .

Na quarta e quinta colunas são registradas as coordenadas dos  $\gamma$ , tanto no diagrama de alvo da família como no diagramado grupo.

Estes dados foram perfurados em cartões de modo que se tem para cada linha do quadro um cartão perfurado.

## REFERÊNCIAS

- 1 - G. Wataghin, M.D. de S. Santos e P.A. Pompéia - Physical Rev. 57, 61, 339 (1940).
- 2 - P. Ciok et al, N. Cimento 6, 1409 (1957)
- 3 - G. Cocconi, Phys. Rev. 93, 1107 (1954)
- 4 - K. Niu, Nuovo Cimento 10, 994 (1958)
- 5 - S. Hasegawa. Prog. Theor. Phys. 26, 151 (1961)
- 6 - High Energy Nuclear Interactions from the International Cooperative Emulsion Flight - Colaboração ICEF - Suppl<sub>e</sub>mento al Nuovo Cimento 1, nº 4 (1963), 1039.
- 7 - Observações sobre a componente eletromagnética de alta energia ( $2 \times 10^{11} < E/\text{ev} < 10^{14}$ ) da radiação cósmica, a través do Estudo de Cascatas Eletromagnéticas detetadas em câmaras de emulsão fotográfica e chumbo, expostas no Laboratório de Física Cósmica de Chacaltaya (5200m de altitude) - Cesare Mansueto Giulio Lattes - Tese apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo para concurso à Cadeira de Física Superior - 1966.

- 8 - Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment. Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos. Supplement of the Progress of Theoretical Physics - nº 47 - (1971) 1 .
- 9 - Air shower cores observed by Chacaltaya Emulsion Chamber.  
- Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos - 13<sup>a</sup> Conferência Internacional de Raios Cômicos - Denver, Colorado - USA - Conference papers, vol. 4 (1973) 2671.
- 10 - Cosmic Ray Physics - S. Hayakawa - vol. XXII, pg - 319.
- 11 - Theory of cascade showers - J. Nishimura. Handbuch der Physik. vol. XLVI/2 (1967) 1.
- 12 - Nuclear interactions produced in the emulsion chamber. Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos - Proceedings - 9<sup>a</sup> Conferência Internacional de Raios Cômicos - London - vol.2 (1965), 878.
- 13 - Observation of extremely - high - energy nuclear interactions with an emulsion chamber. Colaboração Brasil-Japão de Raios Cômicos. Canadian Journal of Physics. 46, S 660 (1968) .
- 14 - Observações sobre interações na atmosfera de hadrons (partículas nuclearmente ativas) da radiação cósmica, detectadas em câmaras de fotoemulsões - chumbo expostas a 5220 metros acima do nível do mar - Edison Hiroyuki Shibuya - Tese de doutoramento apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" .UNICAMP - 1977.

- 15 - Observation of High Energy jets with Emulsion Chambers -  
M. Akashi et al. - Prog. Theor. Phys. - supp. n<sup>o</sup> 32 -  
(1965) 1.
- 16 - Atmospheric phenomena of extremely high energy cosmic-ray  
components. - Colaboração Brasil-Japão de Raios C<sup>o</sup>smi -  
cos. 13<sup>a</sup> Conferencia Internacional de Raios C<sup>o</sup>smicos -  
Denver, Colorado - USA - Conference papers - vol. 3  
(1973) - 2219.
- 17 - On the quality of nuclear emulsion ET 7B. A. Ohsawa et al  
- c<sup>o</sup>pia mimeografada em japonês - 1978 - (Comunica<sup>o</sup>ã  
particular).
- 18 - Photometric method in Energy Determination of Cosmic-Ray  
Showers in Emulsion Chamber. Itaru Ohta - Supplement of  
the Progres of Theoretical Physics - n<sup>o</sup> 47 (1971) - 271.
- 19 - "Further Study of the Photometric method for Energy  
Determination of High Energy Cascade Showers observed  
in the Emulsion Chamber". I. Ohta, A. Ohsawa et al - Pre-  
print, CKJ Report - 10 (1974).
- 20 - Study of Multiple Meson Production at Cosmic Ray Energy II  
- E. Konishi, T. Shibata, N. Taluyama - Progress of  
Theoretical Physics - vol. 57, number 1 (1977) - 142.
- 21 - Multiple Meson Production in  $\Sigma E_{\gamma} > 2 \times 10^{13}$  eV Region. Co  
labora<sup>o</sup>ã Brasil-Japão de Raios C<sup>o</sup>smicos 16<sup>a</sup> Conferen -

- cia Internacional de Raios C6smicos - Kyoto, Jap6o - con  
ference papers - vol. 6 (1979)- 362.
- 22 - Y. Sato, H. Sugimoto and T. Saito, J. Phys. Soc. Japan 41  
(1976), 1821.-Y. Sato, Dr. Thesis, Waseda University  
(1978).
- 23 - A Cosmic-Ray Nuclear event of Abnormally High Multiplicity  
and Large Transverse Momenta. N. Arata - Il Nuovo Cimen-  
to, vol. 43A - (1978) 455.
- 24 - Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment. Part III Large Air  
Shower Event "Andromeda". Colqboraq6o Brasil-Jap6o de  
Raios C6smicos. - 12<sup>a</sup> Confer6ncia Internacional de Raios  
C6smicos - Tasmania, Australia - Conference papers - vol.  
7 - (1971) - 2775.
- 25 - P.H. Fowler and D.H.Perkins - Proc. Roy. Soc. - A 278  
(1964) - 401.
- 26 - Atmospheric Phenomena of High Energy Cosmic-Rays at Mt.  
Chacaltaya - Colabora66o Brasil-Jap6o de Raios C6smicos  
- 14<sup>a</sup> Confer6ncia Internacional de Raios C6smicos - M6n-  
chen, Germany - Confence Papers - vol. 12 - (1975) - 4297.
- 27 - An Extremely High-Energy jet Phenomenon with Emission of  
a Giant Fireball - H.Semba. Il Nuovo Cimento - vol. 49A,  
N. 2 - (1979) 247.

- 28 - "Determinação das características principais e análise preliminar de um evento ("Ursa Maior") de energia observada da ordem de  $E \geq 10^{14}$  eV, detectado pela câmara de emulsões nucleares filmes de Raios X e chumbo Nº 15 da Colaboração Brasil-Japão" - José Augusto Chinellato - Tese de mestrado apresentada ao Instituto Gleb Wataghin - UNICAMP.
- 29 - Study of Multiple Meson Production at Cosmic Ray Energy I - Longitudinal Behaviour of Gamma Ray Air Family. - E. Konishi e outros. - Progress of Theoretical Physics - vol. 56 - N. 6 - (1976) - 1845.
- 30 - Toru Shibata - comunicação particular.

## ÍNDICE

DEDICATÓRIA	i
AGRADECIMENTOS	ii
ÍNDICE DE TABELAS	iv
ÍNDICE DE FIGURAS	v
PREFÁCIO	ix
CAPÍTULO I - DESCRIÇÃO GERAL DA RADIAÇÃO CÓSMICA E DAS CÂMARAS DE EMULSÃO NUCLEAR .....	1
I.1 - EXPOSIÇÕES DA CÂMARAS DE EMULSÃO NUCLEAR NO MONTE CHACALTAYA .....	1
I.2 - FENÔMENOS DA RADIAÇÃO CÓSMICA NA ATMOSFERA	7
I.2a - Componentes da Radiação Cósmica ....	7
I.ab - Cascata Eletromagnética .....	8
I.3 - CÂMARA DE EMULSÕES E FAMÍLIA ATMOSFÉRICA DE RAIOS $\gamma$ .....	8
I.3a - Classificação das câmaras de emul- são. Pb jatos. C jatos .....	8
I.3b - Famílias Atmosféricas "Limpas" e Famílias Atmosféricas "Mistas" ....	15
CAPÍTULO II - MÉTODO EXPERIMENTAL	
II.1 - CARACTERÍSTICAS DO MATERIAL SENSÍVEL .....	19
II.2 - EXPOSIÇÃO DA CÂMARA DE EMULSÃO .....	19
II.2a - Montagem da Câmara de Emulsão. ....	21
II.2b - Fluxo da radiação Cósmica. Ângulo Sólido Efetivo .....	21

II.3	- PROCESSAMENTO DO MATERIAL SENSÍVEL .....	23
II.4	- BUSCA NOS FILMES DE RAIOS X .....	23
II.4a	- Medidas de ângulos .....	23
II.4b	- Mapa do bloco .....	27
II.4c	- Famílias de raios $\gamma$ .....	28
II.4d	- Diagrama de alvo das famílias. Centro Ponderado de Energia. Afastamento lateral.....	29
II.5	- DETERMINAÇÃO DA ENERGIA .....	31
II.5a	- Método de Contagem de Traços ....	34
II.5b	- Método fotométrico .....	36
CAPÍTULO III - RESUMO DE RESULTADOS DE EXPERIÊNCIAS COM CÂMARAS DE EMULSÕES .....		46
III.1	- INTENSIDADE DAS COMPONENTES DA RADIAÇÃO CÓSMICA .....	46
III.2	- ANÁLISE DOS ESTADOS INTERMEDIÁRIOS .....	48
III.2a	- Resultados dos C jatos .....	49
III.2b	- A jatos .....	57
CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS ...		60
IV.1	- PROCESSO DE COMPILAÇÃO DOS DADOS DE FAMÍ- LIAS ATMOSFÉRICAS .....	61
IV.2	- DETERMINAÇÃO DA "IDADE DA FAMÍLIA" .....	66
IV.2a	- Valor Médio da "Idade do Chuveiro das Famílias Superpostas" .....	69
IV.2b	- Espectro de Energia de Famílias Atmosféricas Individuais .....	73
IV.2c	- Distribuição Lateral dos Raios $\gamma$ .....	76
IV.2d	- Distribuição Lateral Ponderada da energia .....	81

IV.3	- ANÁLISE DE A JATOS .....	89
	IV.3a - Relação entre $r_{\gamma}(\Sigma E_{\gamma})_{obs}$ e a massa $m_{\gamma}$ , do estado intermediário .....	89
	IV.3b - Famílias Atmosféricas Mistas com $(\Sigma E_{\gamma})_{obs} > 100$ TeV .....	95
CONCLUSÕES	.....	98
APENDICE I	.....	100
APENDICE II	.....	104
APENDICE III	.....	106
REFERÊNCIAS	.....	108

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:

*Neusa Amato*

\_\_\_\_\_  
Neusa Amato - Presidente

*Edison H. Shibuya*

\_\_\_\_\_  
Edison H. Shibuya

*Francisco Mendes de Oliveira Castro*

\_\_\_\_\_  
Francisco Mendes de Oliveira Castro

XXXXXXXXXX

\_\_\_\_\_  
Takeshi Kodama - Suplente

XXXXXXXXXX

\_\_\_\_\_  
Alfredo Marques de Oliveira - Suplente

Rio de Janeiro, 27 de março de 1980