

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

OBSERVAÇÕES SOBRE INTERAÇÕES NA ATMOSFERA
DE HADRONS (PARTÍCULAS NUCLEARMENTE ATIVAS)
DA RADIAÇÃO CÔSMICA, DETECTADAS EM CÂMARAS
DE FOTOEMULSÕES-CHUMBO EXPOSTAS A 5220 ME
TROS ACIMA DO NÍVEL DO MAR

EDISON HIROYUKI SHIBUYA

Tese de doutoramento apresentada ao
Instituto de Física "Gleb Wataghin"

UNICAMP

CAMPINAS
1977

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

As experiências da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos
tem o auxílio financeiro :

pela parte brasileira da

- Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo
F.A.P.E.S.P.
- Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - C.N.P.q.

pela parte japonesa da

- Sociedade Japonesa para o Progresso da Ciência
- Laboratório de Raios Cósmicos (Universidade de Tóquio)

Participam atualmente (1977) da *Colaboração Brasil-Japão* de Raios Cósmicos, os seguintes membros:

Grupos Brasileiros

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas: N.Amato, A.Marques de Oliveira, F.M.de Oliveira Castro

Universidade Estadual de Campinas: J.A.Chinellato, P.L.Christiano, C.Dobrigkeit, C.M.G.Lattes, M.Luksys, M.B.C.Santos, E.H.Shibuya, K.Tanaka, A.Turtelli Jr.

Grupos Japoneses

Aoyama Gakuin University: N.Arata, T.Shibata. K.Yokoi

Institute for Nuclear Study-Tokyo University: A. Osawa

Waseda University: Y.Fujimoto, S.Hasegawa, H.Kumaro, T.Miyashita, K.Sawayanagi, H.Semba, M.Tamada

DEDICADO À MINHA FAMÍLIA

PREFÁCIO

Em 1900 foi descoberta por C.T.R. Wilson, Elster e Geitel uma radiação altamente penetrante cuja origem foi atribuída a fontes localizadas fora da superfície terrestre. Posteriormente, nas décadas de 10 e 20, essa hipótese foi confirmada principalmente pelos trabalhos de Gockel, Hess e Kolhorster. Desta época para cá, o estudo dessa radiação cósmica tornou-se objeto de pesquisa para várias áreas da Física: Astronomia, Astrofísica, Cosmologia, Física de 'Altas Energias'.

A radiação cósmica contribuiu significativamente para a Física de 'Altas Energias'. Exemplos mais patentes dessas contribuições são as descobertas de várias partículas elementares*, suas massas, vidas médias e modos de produção e decaimento, assim como a descoberta e análise das características da produção de vários mésons numa única colisão nuclear, fenômeno usualmente denominado *PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE MÉSONS*** (1a,b,c,d,e)

* As partículas elementares descobertas na radiação cósmica desempenham importante papel na Física de 'Altas Energias'. São elas: o pósitron (primeira evidência da existência de anti-partículas), mésons $\pi^{\pm}$ (responsáveis diretos pelas forças nucleares), $\mu^{\pm}$, $\kappa^{\pm}$, Λ e Σ . (estas tres últimas são partículas com o número quântico estranheza)

**Um dos pioneiros na descoberta e estudo da *PRODUÇÃO MÚLTIPLA de MÉSONS* é o Prof. Gleb Wataghin que ora dá o seu nome ao Instituto de Física da UNICAMP. A idéia inicial da descoberta foi por ele formulada, em torno de 1938, ao fazer uma simples análise morfológica da radiação cósmica. Ele realizou essa descoberta no Brasil, quando implantou o Departamento de Física da U.S.P., juntamente com seus colaboradores Paulus A. Pompêia e Marcelo Damy de Souza Santos-1º diretor do I.F.G.W. UNICAMP.

Com o intuito de estudar a *PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE MÉSONS*, surgiram inúmeros grupos de pesquisa, sendo que em 1960 - 1962 foi feito um programa de colaboração científica entre 15 países: I.C.E.F. (International Cooperative Emulsion Flight).⁽²⁾ Vale recordar que esse programa fêz voar 81 litros de 'emulsão nuclear pura' durante 24 horas na altitude de 3,6 km acima do nível do mar. Essa emulsão servia como detetor e, ao mesmo tempo, como alvo das interações nucleares produzidas por partículas da radiação cósmica. Mas, para a investigação das colisões nucleares com energias cada vez mais altas, esse método traz dificuldades na determinação da energia e principalmente na resolução dos traços, produzidos e registrados nas emulsões por partículas resultantes da colisão e decaimento das mesmas, devido a superposição entre eles.

Nessa ocasião, baseado num arranjo projetado pelo grupo da Universidade de Rochester^{*(3)}, já estava desenvolvendo um novo tipo de detetor denominado '*Câmara de Emulsões Nucleares e Chumbo*'^{**}. O grupo japonês de emulsões, constituído em 1954 e que idealizou esse tipo de detetor, expôs vários deles à radiação cósmica, primeiramente em balões nos anos de 1955-1956 e, posteriormente no Observatório do Monte Norikura (2770 metros acima do nível do mar). Apesar de semelhantes os dois arranjos

* O arranjo idealizado pelo grupo de Rochester consistia em 20 placas de Emulsão Nuclear Ilford G-5 com 100 μ de espessura, base de vidro com 4"x6"x1,3 mm de espessura, colocadas alternadamente entre placas de latão com 3 mm de espessura. O objetivo era determinar o espectro de energia das partículas pesadas primárias no intervalo de energia $10^9 - 10^{11}$ ev/nucleon e dos prótons e α 's com energia entre $10^{11} - 10^{13}$ ev/nucleon.

**Uma *Câmara de Emulsões Nucleares e Chumbo* é composta de unidades denominadas blocos, cuja composição típica é: placas de chumbo alternadas com envelopes, cada um contendo 3 filmes de Raio-X e um de Emulsão Nuclear, todas com área de 40cmx50cm.

experimentais são fundamentalmente diferentes. Enquanto o grupo japonês usou o material inserido entre os filmes(chumbo) principalmente para freiar e materializar os γ 's, o grupo de Rochester utilizou o material inserido entre os filmes, no caso o latão, como alvo das interações nucleares.

Em vista dos sucessos alcançados, esses detectores abriram perspectivas da sua utilização no estudo das interações nucleares, expondo-os em montanhas mais altas onde o fluxo da radiação cósmica é maior.

Em 1959, foi feita uma sugestão de colaboração científica internacional pelo Prof.Hideki Yukawa através de uma carta enviada ao Prof.Cesar M.G. Lattes. O Prof.Mituo Taketani que estava na ocasião em São Paulo, dirigindo as pesquisas do Instituto de Física Teórica, empenhou-se para a efetivação dessa colaboração científica.

Inicia-se assim, em 1962, a colaboração científica internacional entre grupos de pesquisa brasileiros e japoneses: *COLABORAÇÃO BRASIL-JAPÃO DE RAIOS CÔSMICOS*, que se propôs a estudar as interações nucleares produzidas pela radiação cósmica e detectadas em *Câmaras de Emulsões Nucleares e Chumbo*, expostas no Monte Chacaltaya, LaPaz, Bolívia(5220 metros acima do nível do mar).

A *COLABORAÇÃO BRASIL-JAPÃO DE RAIOS CÔSMICOS* (C.B.J.) expôs 18 *Câmaras de Emulsões Nucleares e Chumbo*(C.E.N.C.) até a presente data. Apesar do objetivo proposto,nos primórdios da C.B.J. a ênfase maior foi dada para o estudo morfológico da radiação cósmica, ou seja, a determinação e correlação dos fluxos das componentes da radiação cósmica, procurando obter espectros de energia, distribuições dos ângulos zenitais para várias profundidades e seus correlacionamentos.

De uma maneira simplória podemos dividir a história da C.B.J. em duas fases: até a C.E.N.C.11 como sendo a fase de testes, calibrações e principalmente da morfologia da radiação cósmica, e a fase pós-C.E.N.C.11 que é a fase do estudo das interações nucleares propriamente dita. Nesta última fase podemos fazer as seguintes subdivisões:

- a) C.E.N.C.12 e 13 que são câmaras de dois 'andares' separados por uma camada de piche com 69 cm e 70 cm, respectivamente, correspondendo a aproximadamente um caminho livre médio de interação das partículas nuclearmente ativas. Objetivo: Estudos de interações nucleares em alvos localizados e de interações sucessivas.
- b) C.E.N.C.14 (1 'andar') que foi construída com área aproximadamente igual à soma das áreas das 13 câmaras anteriores, o que implica ampliação da faixa energética dos eventos detectáveis pelo fato de usar um alvo maior(atmosfera). Objetivo: Estudo sistemático das interações nucleares na atmosfera.
- c) C.E.N.C.15, 16, 17 e 18 (2 'andares'). São câmaras semelhantes às 12 e 13, mas com áreas maiores e a camada de piche com 23 cm correspondendo a 0,3 caminho livre médio. Objetivo: Aumento da estatística e melhor resolução das alturas de interação.

A preparação, montagem, desmontagem e processamento de uma C.E.N.C. requer considerável esforço de todos os membros da C.B.J. Inicialmente, os filmes recém vindos das fábricas são acondicionados em envelopes especiais à prova de luz e umidade. Para se ter uma idéia do trabalho, basta dizer que cerca de 10.000 filmes de Raio-X e 1.300 filmes de Emulsão Nuclear são envelopados e enviados para o Brasil(todo esse material - envelopes, filmes de Raio-X, filmes de Emulsão Nuclear - é fabricado pela Sakura e Fuji Photo Film do Japão).A seguir, esses envelopes são enviados à Bolívia para a montagem da câma

ra. Após 1 a 1,5 anos de exposição, a mesma é desmontada e enviada ao Brasil para o processamento químico do material fotossensível. Esse processamento é feito atualmente na câmara escura do Departamento de Cronologia, Raios Cósmicos e Altas Energias do Instituto de Física 'Gleb Wataghin' - UNICAMP.

Por fim, queremos mencionar que o Observatório de Física Cósmica da Universidade Mayor de San Andrés no Monte Chacaltaya, local de exposição das C.E.N.C. da C.B.J., foi construído em 1951, mediante acordo firmado entre aquela universidade e o Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. Esse observatório, de fácil acesso, situa-se a cerca de 20 km da cidade de La Paz, Bolívia, a uma altura de 5220 mt acima do nível do mar, correspondendo a 540 gr/cm^2 de profundidade atmosférica, localizando-se ≈ 150 mt abaixo do 2º pico do Monte Chacaltaya, sendo suas coordenadas geográficas de $16^\circ 20' 45''$ Latitude Sul e $68^\circ 07' 31''$ Longitude Oeste, o que corresponde a Coordenadas Geomagnéticas de $4^\circ 50' 40''$ Sul e $0^\circ 50' 20''$ Leste, respectivamente. Salientamos que o Monte Chacaltaya foi usado pela primeira vez para observações científicas pelo Prof. Cesar Lattes em 1947 quando expôs placas de Emulsão Nuclear Ilford C-2 à radiação cósmica. Essas exposições confirmaram a existência dos mésons de Yukawa (mésons π^+) anteriormente descobertos, por acaso, nas placas impregnadas com bórax e expostas nos Montes Pirineus. O objetivo dessas exposições era usar a técnica de emulsões na determinação da energia de neutrons. O Monte Chacaltaya, nessa ocasião, era utilizado somente para observações meteorológicas e pelo Clube de Ski, aliás, com a pista mais alta do mundo.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O objetivo da C.B.J. é o estudo da morfologia da radiação cósmica ($E \gtrsim 2$ Tev) e das interações nucleares produzidas pela mesma e detectadas nas C.E.N.C. expostas em altitude de montanha.

Dentro desse objetivo observamos os seguintes aspectos:

- a) coleta de dados
- b) sistematização de dados sob formas analíticas simples que descrevem comportamentos médios ($N_\gamma(E_\gamma, t, E_0)$, $M_\gamma(>E_{\min})$, etc.).
- c) estudo detalhado das interações nucleares para obter características da emissão de partículas.
- d) ligação dos aspectos b) e c)

O presente trabalho tem como objetivo principal o aspecto d). Para tanto se desenvolve inicialmente um cálculo fenomenológico (capítulo IV) do qual resultam algumas grandezas tais como o expoente S_γ do espectro energético de γ 's das famílias atmosféricas, e sua dependência com o espectro de energia da componente eletromagnética e com o livre caminho médio de absorção das partículas nuclearmente ativas. No capítulo V é feito o mesmo cálculo fazendo-se a propagação das partículas nuclearmente ativas e da componente eletromagnética sob a hipótese do aumento da multiplicidade média, por família, com a energia $[N_\gamma = N_0 (\Sigma E_\gamma / 10^{12} \text{ ev})^\alpha]$. Normalmente esses cálculos são feitos resolvendo as equações de difusão das partículas componentes da radiação cósmica. Como esses cálculos são bastante trabalhosos, no presente trabalho foi feita uma adaptação do método de colisões sucessivas desenvolvido por Bhabha e Heitler⁽⁴⁾ que calcularam o número de elétrons numa dada profundi

dade atmosférica, com uma certa energia, gerado por um elétron inicial.

Posteriormente, usando um dos resultados obtidos, é feito no capítulo VI o estudo das interações nucleares com energia acima de 100 Tev ($1 \text{ Tev} = 10^{12} \text{ ev}$), onde se mostra a existência de *Estados Intermediários entre a colisão e a Produção Múltipla de Mésons*, com massas discretas, nas interações nucleares que ocorrem na atmosfera a grandes altitudes em relação à câmara.

Finalmente, no capítulo VII é feito o estudo de interações nucleares atmosféricas que aconteceram a alturas menores que 600 metros em relação à câmara e também a comparação com as interações nucleares produzidas em alvos localizados.

Nesse trabalho são utilizadas, como fonte principal de dados, as interações nucleares atmosféricas detectadas na C.E.N.C.14 exposta no período 1968-1969. Usamos interações nucleares atmosféricas porque estas tem exemplos (~23) com energia maior que 100 Tev em maior número do que as interações nucleares produzidas em alvos localizados (~4).

Os dados utilizados no presente trabalho são de propriedade da C.B.J. aos quais o autor teve livre acesso.

Observamos que o presente trabalho é, em muitos aspectos, uma continuação de outros trabalhos semelhantes.^(5a,b,c)

PROCEDIMENTO EXPERIMENTALII.1 Descrição e Características de uma C.E.N.C.

II.1a) Geral

Uma Câmara de Emulsões Nucleares e Chumbo (C.E. N.C.) é constituída de unidades, denominadas blocos, que são compostos de placas de chumbo com 1 cm de espessura (1cm de Pb $\approx$ 2 unidades de cascata^{*}), alternadas com material fotossensível (1 chapa de Emulsão Nuclear ET7B, 2 filmes de Raio-X tipo N e 1 filme de Raio-X tipo RR) acondicionado em envelopes à prova de luz e umidade. Abaixo do envelope inferior é colocada uma placa de chumbo, que serve como blindagem da câmara contra a radioatividade natural da Terra. Utiliza-se chumbo porque sua densidade e número atômico Z são grandes, o que o torna conveniente para induzir os processos que desencadeiam cascatas eletromagnéticas (c.e.m.), pois o material fotossensível registra passagem somente de partículas eletricamente carregadas.

* unidade de cascata ou comprimento de radiação X_0 é definido por

$$\frac{X_0}{\text{gr/cm}^2} = \frac{A}{4 \alpha N Z (Z+1) r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3})}$$

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

$N = 6,02252 \times 10^{23}$ Nº átomos/átomo grama = Nº de Avogadro

A = número de massa do elemento considerado

Z = número atômico do elemento considerado

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

Para estudar a Física de 'Altas Energias' (energias $\Sigma E_{\gamma} \geq 10^{12}$ ev), uma C.E.N.C. tem vantagens sobre outros tipos de detetores, como por exemplo a câmara de bolhas, câmara de nuvens ou câmara de 'emulsões puras':

- a) alta resolução da emulsão nuclear (tamanho do grão de prata $\approx 0,7 \mu^2$)
- b) boa precisão na determinação de energia da c.e.m.
- c) a inexistência de limitações técnicas sérias para se fazer grandes detetores. ($\sim 100 \text{ mt}^2$)

Particularmente, a determinação da energia da c.e.m. é um ponto positivo da C.E.N.C., porque sabemos que a ionização dos elétrons e pósitrons torna-se praticamente constante para energias cinéticas muito maiores ($\beta \sim 1$) que a energia em repouso dos mesmos. Isso implica que, para a determinação da energia, necessitamos de outro(s) parâmetro(s) além da ionização. Os métodos usuais de medida de curvatura do traço na presença de campo magnético externo, e a medida de espalhamento múltiplo para altas energias ($\beta \sim 1$), envolvem grandezas que são proporcionais ao inverso da energia. Portanto os erros na determinação de energia ficam cada vez maiores para energias mais altas, tornando esses métodos inaplicáveis para a faixa que estamos estudando.

O método utilizado na C.E.N.C. consiste em medir o tamanho da c.e.m. através da contagem de traços produzidos por elétrons e pósitrons. Sendo essa grandeza aproximadamente proporcional à energia, no ponto de máximo, o erro cometido na medida não aumenta com ela, e sua aplicação é em princípio, ilimitada para energias mais altas, com a ressalva de que nessas energias os efeitos Landau, Pomeranchuk e Chudakov podem tornar-se significativos.

II.1b) Material fotossensível

As características do material fotossensível

são as seguintes:

Emulsão Fuji ET7A (40 cm x 50 cm x 1,75 mm de espessura)
B
Fabricada pela Fuji Photo Film Co., Ltd.

É uma emulsão sensível a elétrons e bastante estável contra fadiga (perda de imagem latente e da sensibilidade) para períodos de exposição de $\approx$ 1,5 anos - 2 anos depois da fabricação. A película fotossensível tem 50 μ de espessura e cobre somente um lado da base de acrílico. A observação das c.e.m. só é possível ao microscópio, exceto para aquelas muito energéticas.

composição: Ag - 1,74gr/cm³ = 46,7 % em peso

Br - 1,26 " = 34,4 % "

I - 0,049 " = 0,55% "

C - 0,278 " = 7,55% "

H - 0,0344" = 1,25% "

O - 0,161 " = 7,0 % "

N - 0,010 " = 2,3 % "

S - 0,015 " = 0,2 % "

(determinação imprecisa)

tamanho do grão de prata antes de ser

revelada - 0,07 μ^2

tamanho do grão depois de ser revelada -

0,7 μ^2

Raio-X Sakura tipo N (40 cm x 50 cm x 200 μ de espessura)

Fabricado pela Konishiroku Photo Ind.Co.,Ltd.
A película fotossensível tem 20 μ de espessura e cobre os dois lados da base de poliéster com ~ 175 μ de espessura. A observação das c. e.m. é possível a olho nu para aquelas com energias acima de 1 Tev*. É um filme rápido tipo "non screen".

tamanho do grão de prata antes de ser

revelada - 3 μ^2

tamanho do grão depois de ser revelada -

25 μ^2

Raio-X Sakura tipo RR (40 cm x 50 cm x 200 μ de espessura)

Fabricado pela Konishiroku Photo Ind.Co.,Ltd.
A película fotossensível tem 20 μ de espessura e cobre os dois lados da base de poliéster com ~ 175 μ de espessura. A observação das c. e.m. é possível a olho nu somente para aquelas que tem grande energia(E-3-4 Tev). É um filme "intermediário" entre a emulsão nuclear e o filme de Raio-X tipo N, de velocidade média, grão fino e tipo "non screen".

composto de AgBr.I : Br - 98,7 % em mol

I - 1,3 % " "

tamanho do grão de prata antes de ser

revelada - 0,5 μ^2

tamanho do grão depois de ser revelada -

1,6 μ^2

* A energia limiar mínima depende do tempo de exposição da C.E.

N.C., do processamento químico, das condições dos filmes.

Os filmes de Raio-X tipo N são usados para procurar c.e.m. e também para determinação de energia pelo método de fotodensitometria microscópica (descrito no capítulo III).

Quando a c.e.m. é muito grande pode acontecer a saturação do filme de Raio-X tipo N, então usamos o filme de Raio-X tipo RR que tem o grão de prata um pouco menor do que no tipo N.

As emulsões nucleares são usadas principalmente para a determinação de energia das c.e.m. porque permitem discriminar os traços de elétrons e pósitrons que a constituem.

II.2 C.E.N.C. expostas em Chacaltaya

II.2a) Características e objetivos funcionais das C.E.N.C. expostas

1) Câmaras finas (~16 u.c. de Pb) e de 1 'andar' (C-1,2,3,4,5).

Nos primórdios da C.B.J. as câmaras expostas em Chacaltaya eram de 1 'andar', com espessuras de 12 a 16 u.c. Pb. O objetivo dessas câmaras era medir os γ 's e elétrons atmosféricos de energia $E \gtrsim 1$ Tev.

2) Câmaras espessas de 1 'andar' (C-11) ou de 2 'andares' (C-12 e 13). Essas câmaras foram desenhadas para procurar e medir c.e.m. que ionizam os filmes nas camadas mais profundas da câmara (1 caminho livre médio de interação das partículas nuclearmente ativas $\lambda_1 = 190 \text{ gr/cm}^2 \approx 17 \text{ cm de Pb}$). A origem dessas c.e.m. é atribuída principalmente aos π^0 produzidos nas interações nucleares das partículas nuclearmente ativas (p.n.a.) da radiação cósmica com o chumbo. Algumas c.e.m. encontradas em grandes profundidades da câmara, não podem ser de origem atmosférica porque sua absorção passando pelas placas de chumbo é muito rápida. Assim, o objetivo des

sas câmaras é o estudo das p.n.a. com energias $E \geq 2$ Tev.

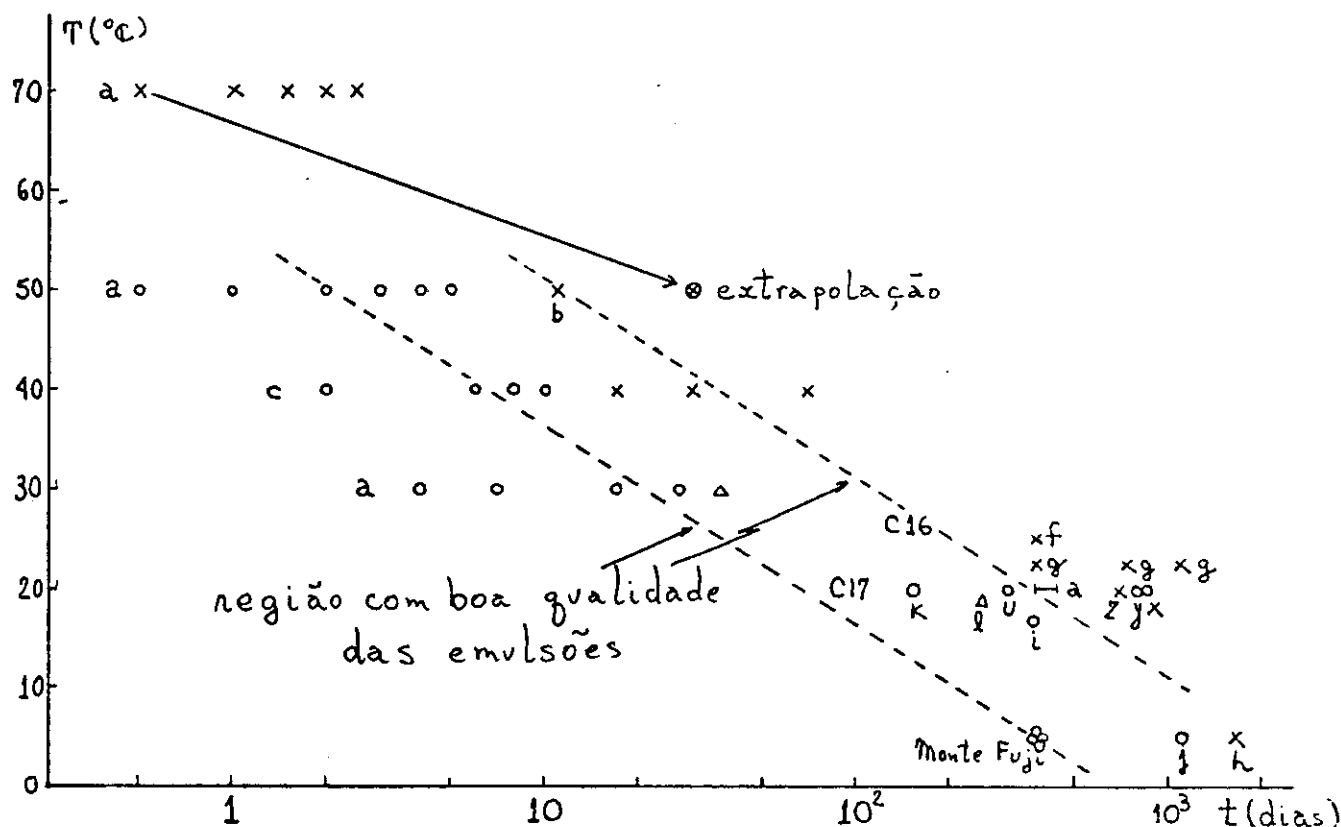
- 3) Câmaras de 2 'andares' com uma camada de alvo entre eles (C-10, 12, 13, 15, 16, 17 e 18). O objetivo dessas câmaras é o estudo detalhado das interações nucleares. A câmara superior deteta os γ 's e elétrons atmosféricos ao mesmo tempo que serve como blindagem dos mesmos para a câmara inferior, absorvendo somente algumas p.n.a. da radiação cósmica. Os γ 's e elétrons provenientes do decaimento das partículas geradas na interação nuclear das p.n.a. com o piche ($C_{26}H_{52}$), passam através da camada de alvo sem se materializar, pois o número atômico Z do piche é baixo, e chegam na câmara inferior onde são freados e materializados pelo chumbo. A camada de piche repousa sobre uma plataforma horizontal abaixo da qual é colocada a câmara inferior. Sobre o piche é colocada a câmara superior. O espaço vazio entre o piche e a câmara inferior faz com que os γ 's produzidos se dispersem o suficiente para resolvê-los individualmente. O alvo para as últimas câmaras (C-15, 16, 17 e 18) tem 23 cm de espessura ($\approx 1/3$ do caminho livre médio de interação das p.n.a. = 66 gr/cm^2 = 61 cm de piche) e $\approx 1/4$ do caminho livre médio de criação do par elétron-pósitron. Essa camada de piche é suficientemente fina para evitar interações sucessivas, problema esse que foi observado nas C.E.N.C.12 e 13 que tinham 69 e 70 cm de piche, respectivamente.

II.2b) Dados sobre as exposições

Ao projetarmos câmaras que detetem interações nucleares de energias cada vez mais altas, temos duas alternativas: a) aumentar o tempo de exposição ou,
b) aumentar a área.

O tempo de exposição é limitado por:

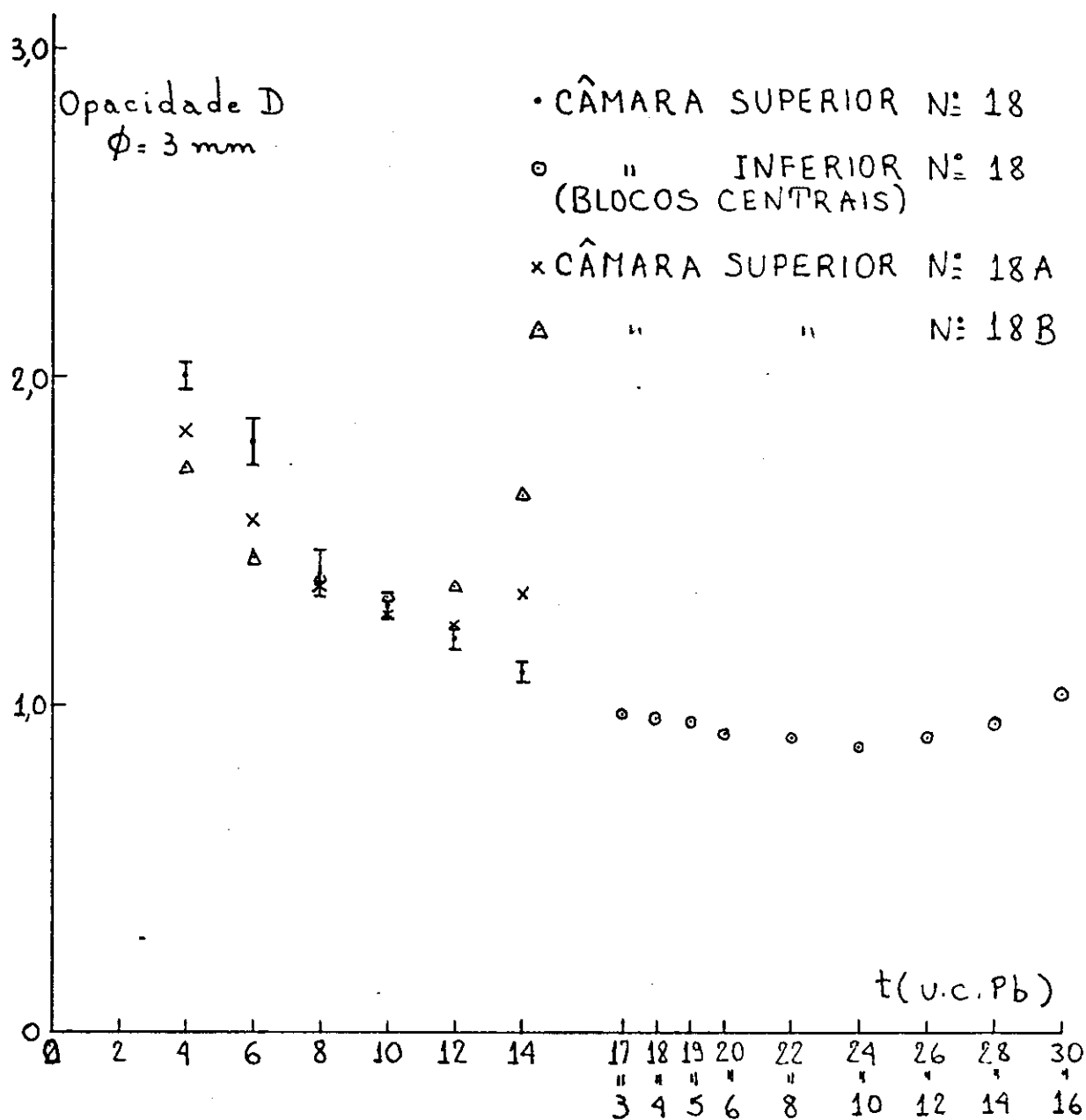
al) fadiga das placas de emulsões nucleares



a	5326	C16	150 dias (viagem)
b	3019, 3N13		Dez/70 - Abr/71
c	3N20	C17	100 dias (viagem)
d	μ C.E.N.C. subterrânea		Jul/72 - Out/72
	4225 (ruim), 3N13 (bom)	C18	Jul/74 - Out/74
f	subterrânea (25° C, 1 ano)		100 dias
g	sala do I.N.S. (sem ar condicionado)		Set/74 - Out/74
	3630 (1 ano), 2714 (2 anos),		30 dias
	1007 (3 anos)	u	3019 (sala refr.)
h	ET7A (refrigerador, 4,5 anos)		Fuji Film Co.
i	I.N.S. (17° C, 1 ano)	x	sala da Fuji Film
j	ET7B (refrigerador, 3 anos)		Co. - 3019
k	4207 (sala, Fevereiro - Julho)	y	sala da Fuji Film
l	Tunel Okudami		Co. - 3N02
		z	sala da Fuji Film
			Co. - 3N20

Esta figura mostra que a qualidade das emulsões piora à medida que aumentamos a temperatura ou o tempo de exposição das chapas. Submetidas a 10°C e expostas durante 1 a 2 anos em Chacaltaya, as chapas estão no limite do que consideramos de boa qualidade (não tem enegrecimento, devido à radiação de fundo, e perda de imagem latente muito pronunciados).

a2) radiação de fundo dos raios cômicos de baixa energia e também pela radioatividade terrestre.



Esta figura dá a variação da opacidade dos filmes de Raio-X tipo N em função da profundidade da câmara onde eles se encontram. Esses dados foram obtidos na C.E.N.C.18 recentemente revelada e mostram que, após 1,5 anos de exposição, os filmes de Raio-X tipo N das primeiras camadas tornam-se bastante escuros comparados com os filmes das camadas inferiores. (6)

O aumento da área de exposição envolve limitações financeiras.

LISTA DAS C.E.N.C. EXPOSTAS

CÂMARA Nº	ÁREA (m ²)	Nº DE BLOCOS	ESPESSURA u.c. Pb	QUANTIDADE R-X	EMULSÃO	PERÍODO DE EXPOSIÇÃO
1	0,4	2	4,6,8,12	16	8	15/06/62 a 05/08/62 = 50 dias
2	0,4	2	4,8,12	16	-	15/06/62 a 05/08/62 = 50 dias
3	0,4	2	4,6,8,12,16	16	8	15/06/62 a 15/10/62 = 119 dias
4	1,2	6	6,8,10,12	48	24	01/08/62 a 15/10/62 = 75 dias
5	6,0	30	6,8,10,12	240	-	05/08/62 a 15/10/62 = 71 dias
6	1,2	6	4,6,8,12,16,20	84	29	20/10/62 a 20/02/63 = 120 dias com alvo localizado
7	0,2	1	4,6,8,12,16,20	20	4	15/06/62 a 18/04/63 = 300 dias
8	8,0	40	4,6,8,12,16,20	512	168	20/10/62 a 18/04/63 = 180 dias
9	8,0	40	4,6,8,12,16,20	560	164	22/04/63 a 03/11/63 = 194 dias
10	1,2s 1,2i	6sup 6inf	6,8,10,12 4,6,8,10	48 48	18 18	23/04/63 a 03/11/63 = 194 dias com alvo localizado
11	6,0	30	4,6,8,10,12,14, 16,18,20,22,24, 28,32,36,40,44, 48,52,56,58	1200	600	24/02/64 a 05/01/65 = 316 dias

LISTA DAS C.E.N.C. EXPOSTAS (continuação)

CÂMARA Nº	ÁREA (m ²)	Nº DE BLOCOS	ESPESSURA u.c. Pb	QUANTIDADE		PERÍODO DE EXPOSIÇÃO
				R-X	EMULSÃO	
12	6,0s	30sup	6,8,12,16	360sup	120sup	06/05/65 a
	6,0i	30inf	4,6,8,12,16,18,	1170inf	387inf	05/04/66
			20,22,24,28,32,			= 335 dias
			36,40			com alvo localizado
13	9,8s	49sup	6,8,10,12	735sup	177sup	20~23/08/66
	5,0i	25inf	4,6,8,10,12,14,	1702inf	325inf	a
			16,18,20,22,24,			04~07/09/67
			26,28,30,32,34,			= 380 dias
			36,40,42,44,46,			com alvo
			48,52,54,56,58,			localizado
			60,64,66,68,70,72			
14	46,0	230	4,6,8,10,12,14,	6477	1092	14~17/05/68
			16,18,20,22			a 15/04/69
						= 357 dias
15	44,2s	221sup	2,4,6,8,10,12	2652sup	360sup	04~07/10/69
	33,0i	162inf	2,4,6,8,10,12,	2328inf	1150inf	a
			14,16			19~29/07/70
	0,4t	2test	4,6,8,10,12	20test	9test	= 292 dias
						com alvo localizado
16	44,2s	221sup	2,4,6,8,10,12	3810sup	168sup	25~30/03/71
	21,4i	102inf	2,4,6,8,10,12,	3660inf	936inf	e 03/04/71
			14,16,18,20,26,			a
			28,30			10~17/04/72
	0,4t	2test	2,4,6,8,10,12,14	30test	6test	= 370 dias
						com alvo localizado
17	44,2s	221sup	4,6,8,10,12,16	2720sup	68sup	17~21/10/72
	33,0i	162inf	3,4,5,6,8,10,	3673inf	1131inf	a
			12,14			06~14/06/74
						= 609 dias
						com alvo localizado
18	44,2s	221sup	4,6,8,10,12,14	3978sup	126sup	18~26/11/74
	33,0i	162inf	3,4,5,6,8,10,12,	3240inf	1134inf	a
			14,16			07~11/06/76
	25,2s	126sn1	4,6,8,10,12,14	2268sn2	60sn1	= 571 dias
	15,0s	75sn2	4,6,8,10,12,14	1350sn2	57sn2	com alvo
						localizado

II.3 Processamento químico dos filmes de Raio-X e Emulsão Nuclear

Para o processamento dos filmes usamos os seguintes agentes químicos.

RAIO-X N e RR

- A) Revelador: 1) Água morna ($\approx 50^{\circ}$ C) desmineralizada
 2) Konidol Industrial - fabricado pelo fornecedor dos filmes de raio-X.....1 lata/10 litros
 composição:
 a) Metol(sulfato de p-metilamino fenol).....
 3,5 g/litro
 b) Sulfito de sódio anidro(Na_2SO_3).....
 60,0 g/litro
 c) Hidroquinona..... 9,0 g/litro
 d) Carbonato de sódio mono-hidratado.....
 ($\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$)..... 40,0 g/litro
 e) Brometo de potássio(KBr)..... 2,0 g/litro

- B) Freador: 1) Água desmineralizada
 2) Ácido acético glacial..... 30,0 cc/litro

- C) Fixador: SFH-4

- a) Água morna ($\approx 50^{\circ}$ C) desmineralizada.....
 Solução A600 cc/litro
 b) Hipossulfito(tiosulfito) de sódio.....
 ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5 \text{H}_2\text{O}$).....250 g/litro
 a) Água morna ($\approx 50^{\circ}$ C) desmineralizada..-.....
 200 cc/litro
 b) Sulfito de sódio anidro(Na_2SO_3) . 15 g/litro
 Solução B c) Ácido acético 23%..... 58 cc/litro
 = ácido acético glacial..... 15 cc/litro
 d) Alumen de potássio.....
 ($\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot \text{K}_2\text{SO}_4 \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$)..... 15 g/litro

Após o resfriamento da solução A, adicionar a solução B gradualmente e, finalmente completar os 1000 cc de água

- D) Lavagem: água corrente

Temperatura média das soluções: (20 ± 1) $^{\circ}$ C

- 1) Revelador: de 5 a 10 minutos
 Tempos médios 2) Freador , 4 minutos
 utilizados 3) Fixador :12 minutos
 4) Lavagem : de 40 a 60 minutos

EMULSÃO NUCLEAR FUJI ET7A
ET7B

- A) Banho prévio: água desmineralizada
- 1) Água desmineralizada
 - 2) Sulfito de sódio anidro (Na_2SO_3)
colocar devagar na água..... 6,7 g/litro
- B) Revelador:
- 3) Meta-bissulfito de sódio (NaHSO_3)
solução saturada..... $\approx$ 1,4 cc/litro
 - 4) Amidol ($(\text{NH}_2)_2\text{C}_6\text{H}_3\text{OH} \cdot 2 \text{HCl}$).... 3,0 g/litro
 - 5) Brometo de potássio (KBr)..... 0,5 g/litro
- C) Freador:
- 1) Água desmineralizada
 - 2) Ácido acético glacial..... 5,0 cc/litro
 - 1) Água morna ($\approx 50^\circ \text{C}$) desmineralizada
 - 2) Hipossulfito (tiossulfito) de sódio.....
- D) Fixador:
- ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5 \text{H}_2\text{O}$)..... 400 g/litro
 - 3) Meta-bissulfito de sódio (NaHSO_3)
..... 30 g/litro
- E) Lavagem: Água corrente

Temperatura média das soluções: $(20 \pm 1)^\circ \text{C}$

1) Banho prévio: 10 minutos

Tempos médios utilizados

2) Revelador	: de 15 a 20 minutos
3) Freador	: 10 minutos
4) Fixador	: de 50 a 80 minutos
5) Lavagem	: de 90 a 120 minutos

Em todas as soluções, a ordem de dissolução dos produtos químicos é bastante importante. A dissolução inicial do sulfito de sódio é necessária para evitar a oxidação do revelador. Essa medida é particularmente importante para reveladores compostos com amidol.

O uso do Brometo de Potássio (KBr) não é absolutamente imprescindível. Somente quando a emulsão tem enegrecimento pronunciado, ele é adicionado ao revelador. Sua utilização requer muito cuidado porque o mesmo funciona como inibidor da reação de oxido-redução e, elimina o véu mas também reduz os tamanhos dos grãos de prata ionizados pelas c.e.m.

CAPÍTULO III
TRATAMENTO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

O estudo de interações nucleares é feito com melhor precisão quando se utilizam dados obtidos com C-jatos. Chamamos C-jatos às colisões das p.n.a. com a camada de piche. Essa camada está localizada a uma distância conhecida da câmara inferior de modo que o acoplamento de 2 γ 's provenientes de um π^0 deve localizar a origem do evento dentro dessa camada de piche. Porém, o número de C-jatos diminui com a energia, já que o espectro de energia das p.n.a. ($E_{pna} > E$) cai com $E^{-1,8}$. Isso acarreta a limitação, dependente da energia, no número de interações que podem ser observadas com estatística razoável para C-jatos com $\Sigma E_{e,\gamma} \gtrsim 50$ Tev ou $E_{pna} \gtrsim 300$ Tev.

Para estudar interações nucleares de energias mais altas há a possibilidade de usar a atmosfera terrestre como alvo. Tais interações são chamadas A-jatos e a faixa de energia que pode ser estudada por meio deles é maior do que nos C-jatos porque:

- 1) o fluxo da radiação cósmica é proporcional a $\exp(-t/\lambda_a)$ onde t = profundidade atmosférica a partir do topo da atmosfera terrestre
 λ_a = caminho livre médio de absorção das p.n.a.
- 2) o ângulo sólido eficaz da câmara inferior é limitado pela disposição geométrica da mesma em relação à câmara superior.

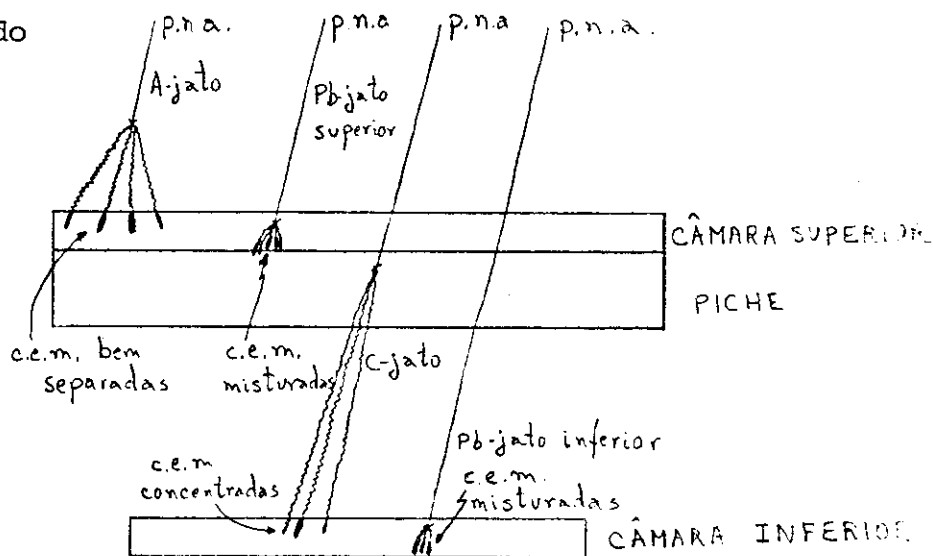
Assim, o presente trabalho se baseia na observação dos elétrons e γ 's atmosféricos, detectados na C.E.N.C.14, que é uma câmara de 1 'andar' e é a primeira da C.B.J. com área grande (a área da C.E.N.C.14 $\approx$ soma das áreas das 13 C.E.N.C. anteriores).

Câmaras com áreas da ordem das C.E.N.C. da C.B.J. foram expostas por grupos soviéticos componentes da Colaboração

PAMIR. A primeira em 1971-1972 com área de 20 mt^2 , a segunda e terceira em 1972-1973 com 105 mt^2 e 15 mt^2 . Atualmente essa Colaboração tem várias câmaras cuja área total é $\sim 1000 \text{ mt}^2$, expostas simultaneamente. Apesar dessas câmaras serem bem maiores que as da C.B.J., a Colaboração PAMIR ainda não tem contribuições originais.

Além de C-jatos e A-jatos definimos como Pb-jatos às interações nucleares das p.n.a. com o chumbo, seja na câmara superior, seja na câmara inferior.

Ilustrando



III.2 Busca, mapa e medição

A busca das c.e.m. é feita nos 2 filmes de Raio-X tipo N, correspondentes à mesma profundidade da C.E.N.C., superpostos sobre um fundo luminoso. Utilizamos os dois filmes para nos garantirmos contra efeitos químicos e mecânicos que produzem manchas visíveis em um deles mas, dificilmente nos dois. Feito esse trabalho, fazemos a correspondência entre esses filmes e a chapa de emulsão nuclear. Desta maneira evitamos fazer a procura em toda a área dos filmes ($0,2 \text{ mt}^2$) o que seria excessivamente trabalhoso porque teria de ser feita ao microscópio (o grão de prata no filme de Raio-X tipo N tem $\sim 25 \mu^2$ enquanto na Emulsão Nuclear tem $\sim 0,7 \mu^2$).

Feita a busca por bloco elaboramos o mapa a qual representa a projeção horizontal da direção de incidência dos e ventos detectados nas várias camadas. Esse mapa nos oferece uma primeira idéia do número de c.e.m., e também serve para medir mos o ângulo de incidência no bloco. Outras informações obtidas pelo mapa são:

- a) previsão da localização da c.e.m. em camadas vizinhas apenas seguindo o traço de incidência,
- b) associações das c.e.m. cogenéticas, isto é, c.e.m. de mesma origem (chegam aproximadamente paralelas sôbre a câmara por que seus ângulos de emissão em relação ao centro ponderado das c.e.m. são da ordem de apenas 10^{-5} a 10^{-4} radianos dando nos a impressão de serem paralelas). O conjunto dos elétrons ou γ 's cogenéticos constitui uma família.

III.3 Famílias

Num mapa verificamos que alguns pontos (c.e.m.) detectados nos filmes aparecem nas diversas camadas da câmara obedecendo um paralelismo entre si. *Definimos como sendo família ao conjunto dessas c.e.m. cogenéticas, ou seja, γ 's e/ou elétrons produzidos na(s) colis^(ão)_(ões) das p.n.a. da radiação cósmica.*

No mapa essas c.e.m. são distinguíveis das demais porque aparecem nas diversas camadas da câmara obedecendo a uma progressão paralela entre si. Para a identificação rigorosa das componentes de uma família superpomos os filmes das diversas camadas da câmara, buscando as coincidências das c.e.m. A probabilidade de coincidência de c.e.m. não pertencentes a mesma família é desprezível ($< 1\%$), o que faz com que nosso critério se torne bastante confiável.

Num C-jato, a distância nos filmes, entre as c.e. m. é da ordem de centenas de μ , então o mapa do C-jato é feito com as chapas de emulsões observadas ao microscópio (Obj 53 x ϕ 10 x) enquanto num A-jato se faz o mapa diretamente dos filmes de raio-X porque a distância, nos filmes, entre as componentes é da ordem de centímetros.

Elaborado o mapa, ou diretamente dos filmes de raio-X para a maioria dos A-jatos, ou com o auxílio do microscópio para os C-jatos determinamos:

- a) a energia de cada uma das c.e.m. da família,
- b) a projeção do mapa sobre um plano perpendicular à direção de incidência,
- c) calculamos o centro de energia, definido por

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

onde E_i , X_i e Y_i são a energia e as coordenadas dos γ 's respectivamente.

Existem também casos de C-jatos 'paralelos' e de Pb-jatos 'paralelos'. Nesses casos dizemos que são famílias de C-jatos e de Pb-jatos, respectivamente.

O espalhamento médio das famílias atmosféricas, sendo normalmente, da ordem de dezenas de cm, a busca é boa para a maioria delas, mesmo quando suas c.e.m. estão distribuídas em dois blocos contíguos. Nossa identificação de famílias foi limitada para o caso das c.e.m. das mesmas estarem espalhadas numa área menor que $0,4 \text{ m}^2$, porque caso contrário temos outras fontes de erro ligadas às separações entre os blocos cujo tratamento ou eliminação não foi feito no presente trabalho.

III.4 Determinação de energia pela contagem de traços e por fotodensitometria microscópica

Para a determinação de energias das c.e.m. são feitas contagens do número de elétrons e γ 's dentro de uma determinada área utilizando para isso as chapas de emulsão nuclear. As contagens feitas ao microscópio nas várias profundidades do bloco são comparadas com curvas teóricas calculadas por Kamata-Nishimura^(7a) (vide esquematização do cálculo no Apêndice I) e daí determina-se a energia da cascata em estudo. Isto deve ser feito em todas as c.e.m. (Para levar em conta o efeito da inhomogeneidade da câmara esse cálculo foi corrigido por Nishimura^(7b)).

Em média observamos ≈ 20 c.e.m./m².ano.sterad com energia $E_{e,\gamma} > 2$ Tev. A partir da C.E.N.C.14, as câmaras posteriores tem área de 44 m² tornando extremamente trabalhosas as medidas desse tipo.

Em lugar disso, o que se faz é uma calibração da opacidade (D) x energia obtida por contagem (E), sendo essa opacidade determinada ao microscópio equipado com fotomultiplicadora. A opacidade é definida por $D = \log \frac{I_0}{I}$ onde I_0 é a fotocorrente produzida pela luz que atravessa a chapa de raio-X nas vizinhanças e fora da c.e.m., I é a fotocorrente transmitida pela c.e.m..

Logicamente a calibração $D \times E$ deve ser feita para cada câmara em estudo, pois umas câmaras podem ter tempo de exposição diferente, revelação com mais ou menos contraste do que as outras, etc.

Tendo essa curva, para determinar a energia de uma c.e.m. qualquer basta fazer as medidas fotodensitométricas

microscópicas da mesma nas várias u.c. Pb, determinar a opacidade máxima correspondente fazendo comparação com as curvas teóricas e daí encontrar a energia. Ressalte-se que o método de fotodensitometria microscópica para determinação de energia é aplicável sem complicações a uma c.e.m., desde que não haja nenhuma outra num raio de $\approx 100 \mu$ porque esse é o valor ideal para a abertura da fenda utilizada como colimador da luz que entra na fotomultiplicadora.

Essas condições são satisfeitas pela maioria das c.e.m. produzidas na atmosfera e detetadas em câmaras do tipo em estudo, o que nos permitiu uma velocidade de obtenção de dados cerca de dez vezes maior. Para c.e.m. produzidas em alvo localizado (piche, chumbo) cuja resolução é da ordem de dezenas de μ , o método de fotodensitometria microscópica deve ser feita com fendas menores do que as utilizadas em c.e.m. produzidas na atmosfera.

Algumas vezes, a curva experimental que dá a variação do número de elétrons e γ 's, ou a variação da opacidade com a profundidade da câmara tem mais de um máximo. Para esses eventos dizemos que houve uma interação nuclear dentro da câmara e denominamo-las Pb-jatos. Também as c.e.m. que iniciam seu desenvolvimento nas camadas mais profundas da câmara (≈ 10 u.c. Pb) são denominadas Pb-jatos. Existem Pb-jatos que se iniciam logo nas primeiras camadas mas como $\lambda_i = 17$ cm Pb, a contaminação de Pb-jatos é pequena pois $\approx 15\%$ das c.e.m. que iniciam seu desenvolvimento na 8 u.c. são Pb-jatos.

III.5 Cascatas atmosféricas

Quando um γ é produzido (essencialmente através do decaimento $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$) numa interação nuclear, o mesmo pode

se materializar ($\gamma \rightarrow e^- + e^+$) e iniciar desenvolvimento de cascata ao atravessar a atmosfera terrestre, especialmente se for produzido numa altura muito elevada pois aumenta com a altura a probabilidade de materialização desse γ . A esse tipo de evento chamamos de *cascata atmosférica*.

Para análise das cascatas atmosféricas (altura e energia do γ original) utilizamos 3 curvas teóricas as quais dão as correlações entre $n_\gamma, \Sigma E_\gamma/E_{\min}$ e $\Sigma E_\gamma r_\gamma/\Sigma E_\gamma$ (em unidades Molière)* parametrizados por t , conforme curvas 1, 2 e 3. Essas 3 curvas teóricas foram obtidas com o método de Monte Carlo por A. Adachi e outros (8). Vale observar que essa análise não é aplicável às cascatas atmosféricas baixas (≈ 600 mt) pois abaixo dessa altura a probabilidade de multiplicação das c.e.m. é pequena.

Sabendo-se a multiplicidade n_γ das c.e.m., o centro ponderado e a energia limiar observada $E_{\min}$ da cascata atmosférica, utilizando as 3 curvas teóricas obtemos 3 curvas no gráfico $t(\text{u.c.}) \times E_0/E_{\min}$ cuja intersecção nos dá a altura t do γ que iniciou a cascata atmosférica e a energia E_0 desse γ .

Sendo que $\frac{\Sigma E_\gamma}{E_{\min}} = k_\gamma \frac{E_0}{E_{\min}}$ onde k_γ = inelasticidade para criação de γ 's e $0 < k_\gamma < 1$

resulta $\frac{\Sigma E_\gamma}{E_{\min}} < \frac{E_0}{E_{\min}}$, dando-nos uma quarta condição que deve ser obedecida.

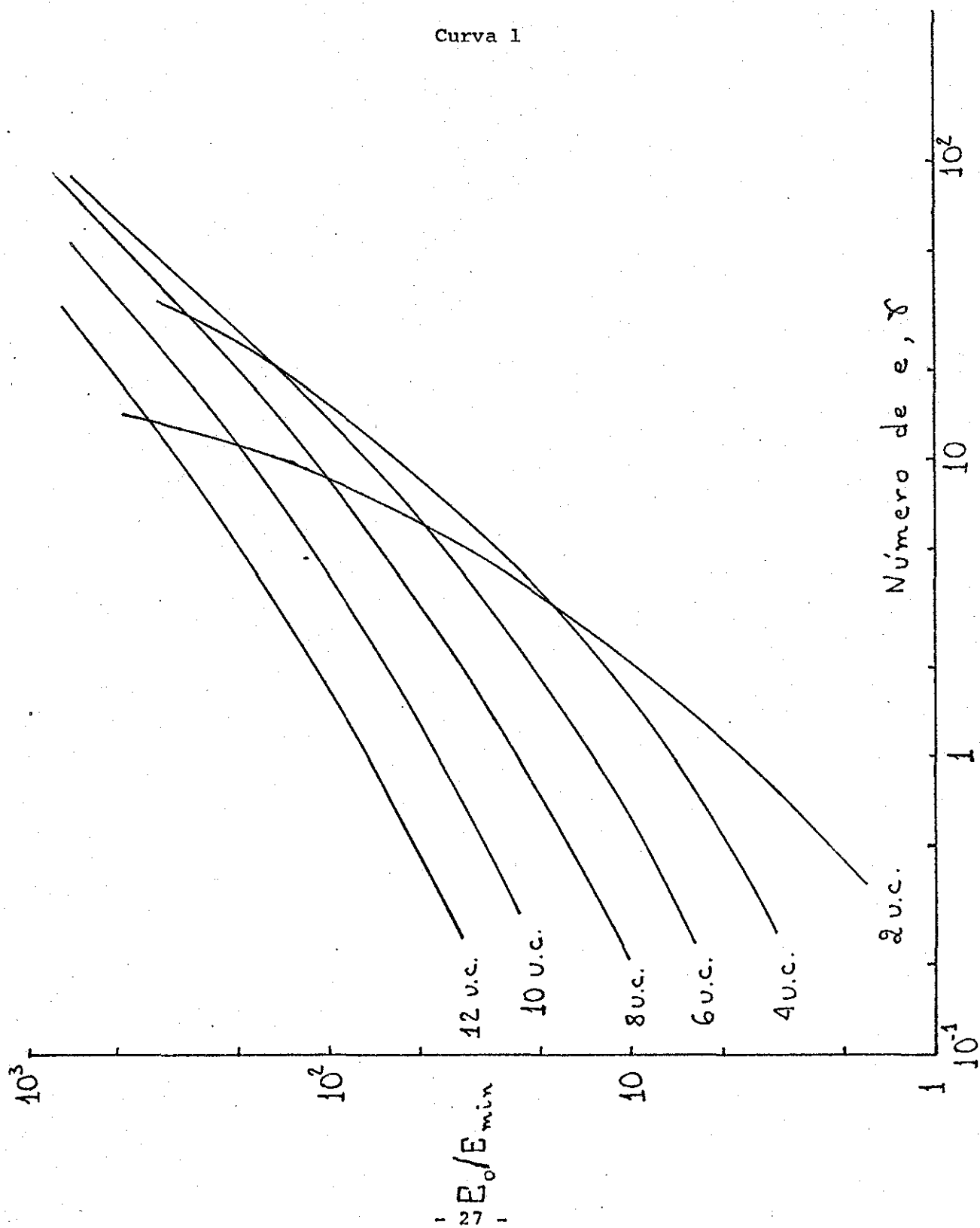
Como exemplo juntamos duas cascatas atmosféricas (Figs. anexas 1 e 2) analisadas dessa maneira.

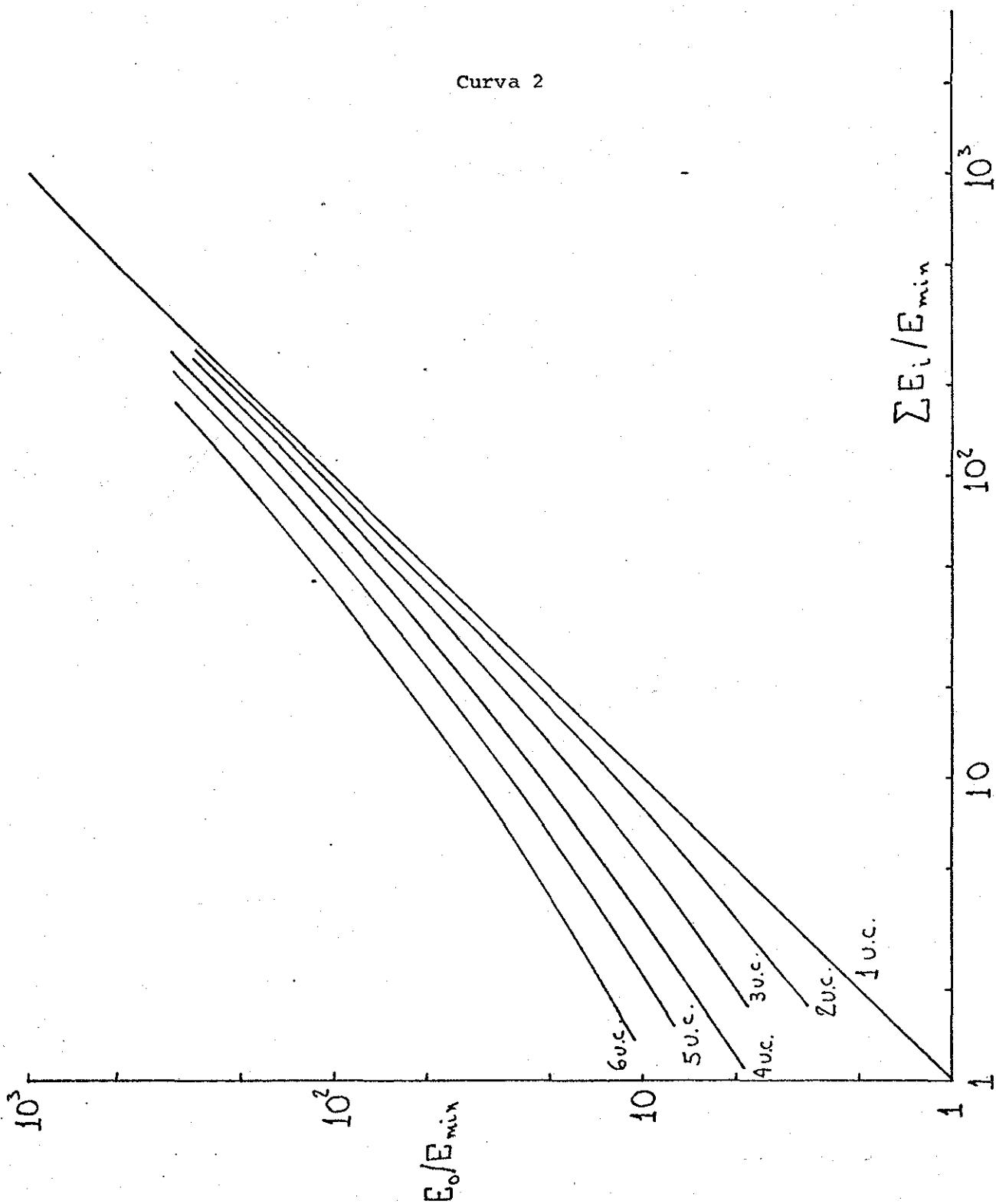
* Unidade Molière U.M. = $\frac{K}{E_\gamma} \times 1 \text{ u.c. ar}$

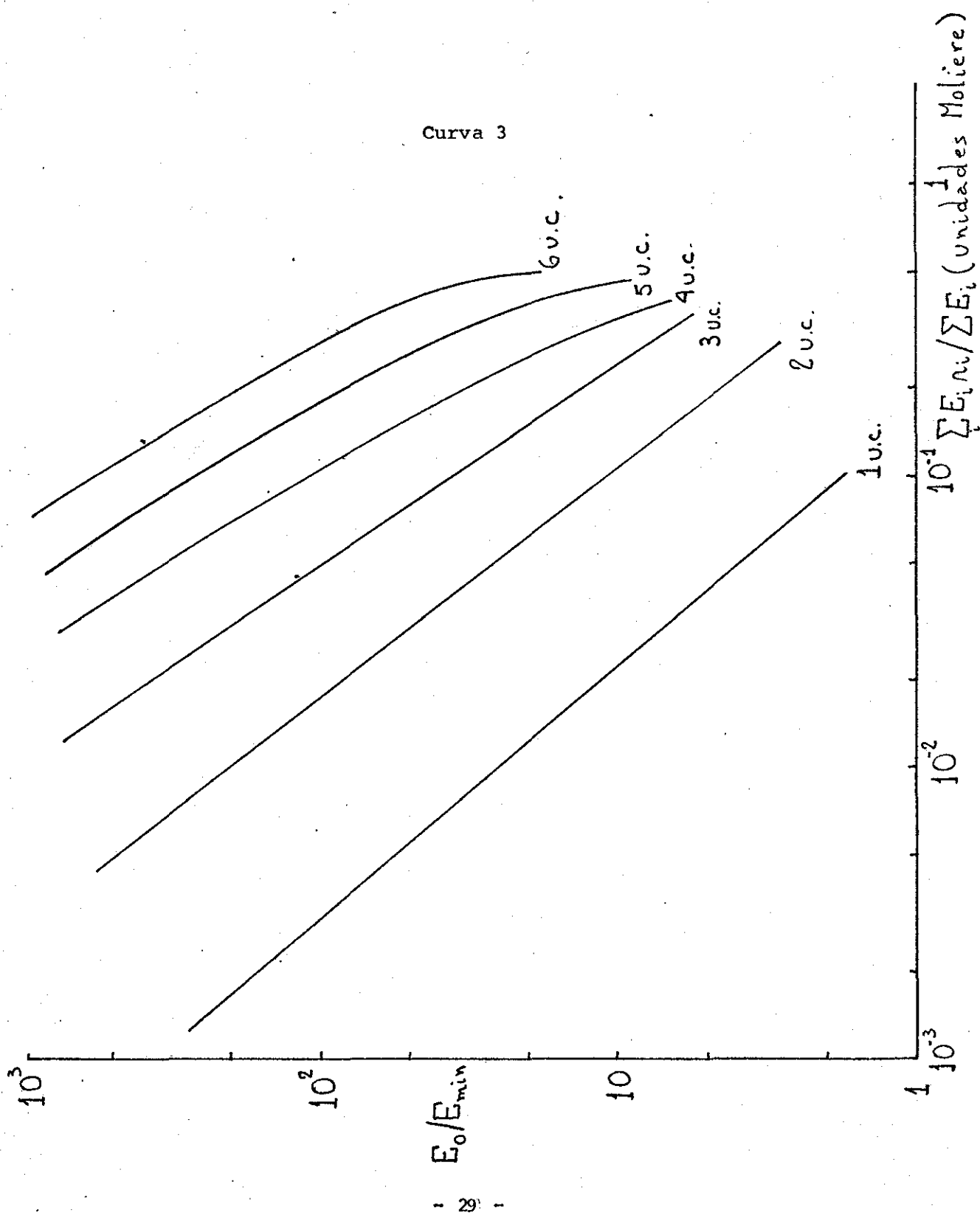
onde K = constante de espalhamento = $2,1 \times 10^7 \text{ ev}$

1 u.c.ar em Chacaltaya ≈ 600 mt

$\therefore$ Em Chacaltaya 1 U.M. $\approx [1,2/E_\gamma (\text{Tev})]$ cm.







BLOCO 182 F-A cascata I

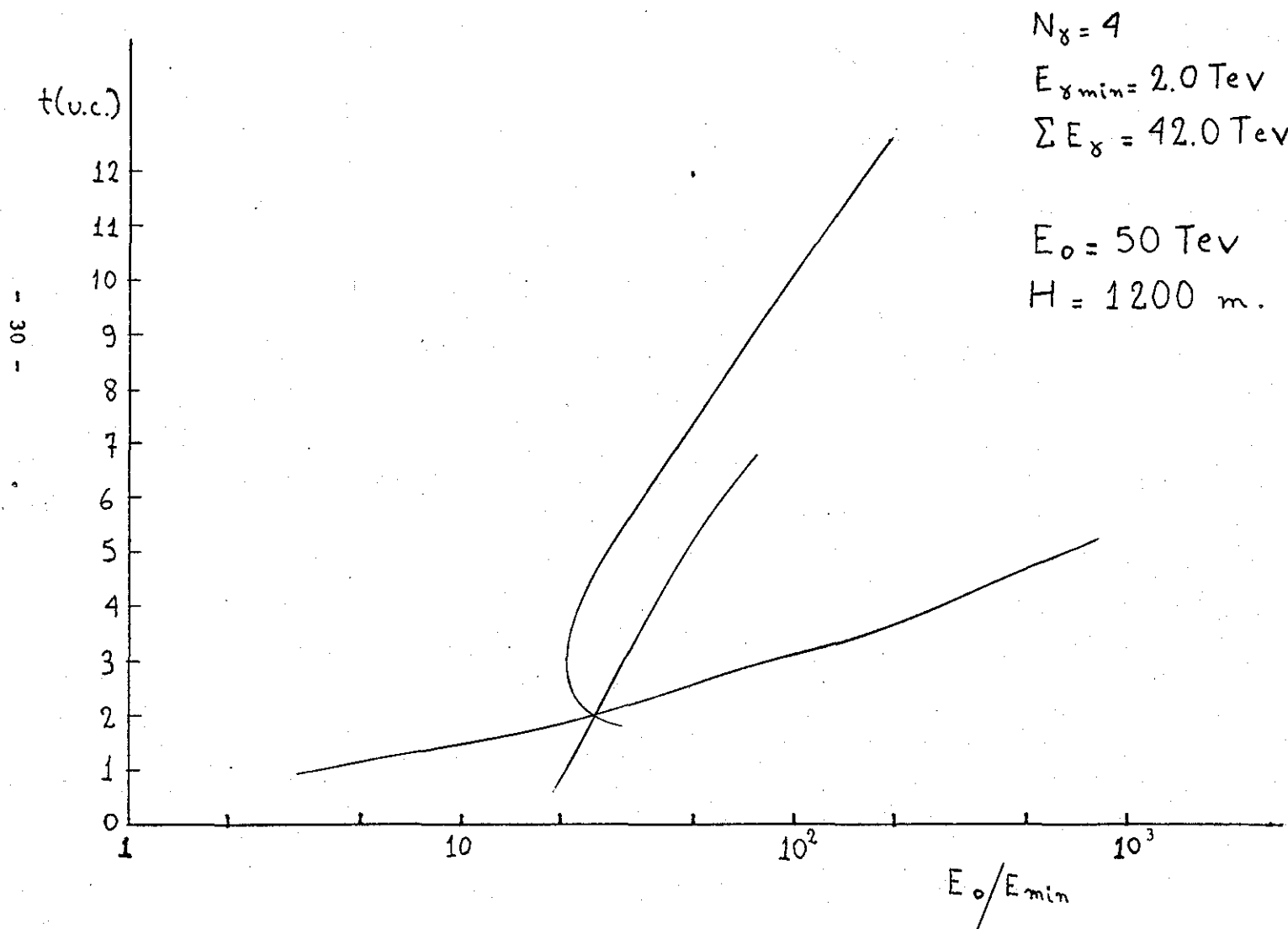


Figura Anexa - 1

B L O C O 232

F I

$t(v.c.)$

12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0

10^2

10^3

E_0/E_{min}

10^4

$$N_{\gamma} = 36$$

$$E_{minobs} = 1.3 \text{ TeV}$$

$$\Sigma E_{\gamma} = 149.2 \text{ TeV}$$

$$E_0 = 300 \text{ TeV}$$

$$H = 3240 \text{ m}$$

Figura Anexa - 2

III.6 Interações nucleares atmosféricas

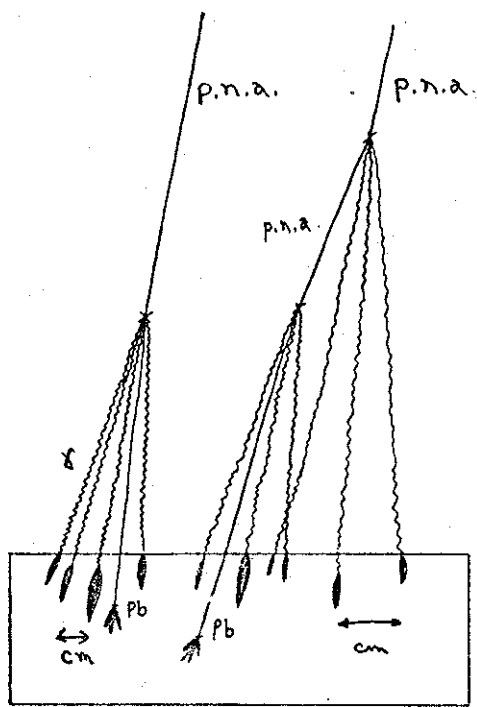
Dadas as últimas observações sobre as cascatas, os A-jatos podem ser classificados em 4 tipos, de acordo com o grau de degradação com que chegam à câmara:

- 1º tipo: algumas c.e.m. chegam sem perda detetável de energia dentro da atmosfera - *FAMÍLIAS ATMOSFÉRICAS LIMPAS* - são interações próximas à câmara ($H \lesssim 600$ m)
- 2º tipo: alguns elétrons e/ou γ 's se materializam e/ou emitem γ 's produzidos por radiação de freiamento. Assim, os mesmos vem se multiplicando ao atravessar a atmosfera - *FAMÍLIAS ATMOSFÉRICAS MISTAS* - são interações altas em relação à câmara ($H \gtrsim 600$ m)
- 3º tipo: praticamente todos os elétrons e/ou γ 's se materializam e/ou emitem γ 's produzidos por radiação de freiamento - *FAMÍLIAS DE CASCATAS ATMOSFÉRICAS* - são interações bastante altas em relação à câmara ($H > 1200$ m). Famílias de Cascatas Atmosféricas que tem somente uma componente são chamadas simplesmente *CASCATAS ATMOSFÉRICAS*
- 4º tipo: sobre um bloco e suas vizinhanças incidem vários elétrons e/ou γ 's dos quais apenas um é detectável pelas chapas porque os outros tem energia abaixo da energia mínima de ionização dos grãos do halogeneto de prata das chapas - γ 's 'isolados'. Reafirmamos que na realidade esses γ 's são isolados pelo limiar de detecção mas fazem parte de famílias cujas outras componentes tem energia abaixo da energia limiar de detecção.

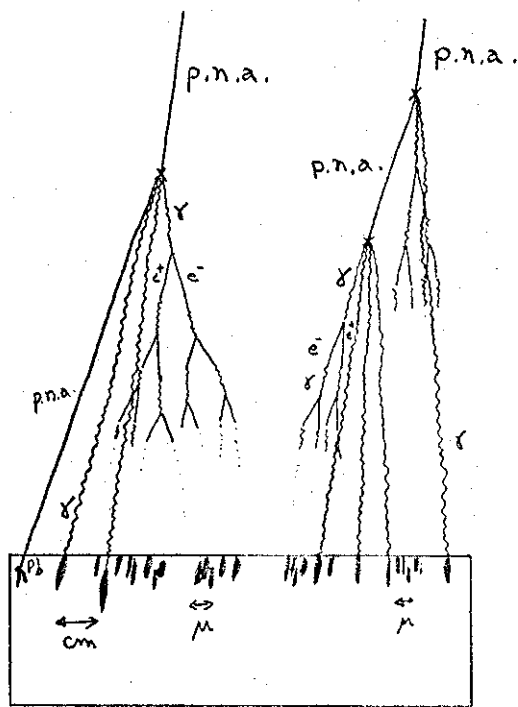
Todos esses tipos de famílias podem ser sucessivos e também podem ter partículas nuclearmente ativas (Pb-jatos) a elas agregadas.

Ilustrando

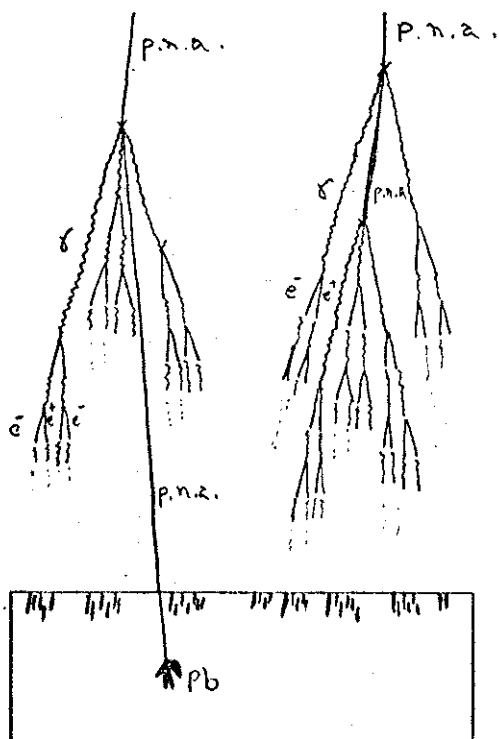
1º tipo



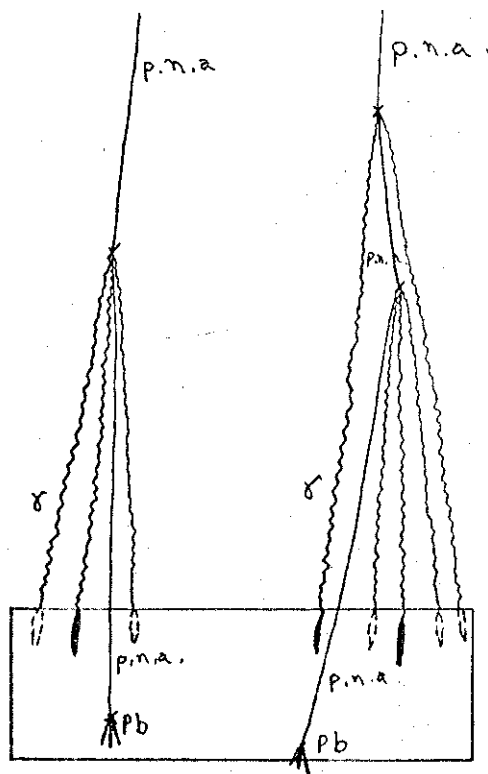
2º tipo



3º tipo



4º tipo



MORFOLOGIA: RESULTADOS EXPERIMENTAISIV.1 Morfologia da componente eletromagnética e nuclearmente ativa

No presente estudo e análise morfológica são estudadas: a dependência do fluxo da c.e.m. e das p.n.a. com a energia, com a direção de incidência e com a profundidade atmosférica bem como a determinação de seus valores absolutos. Esses resultados nos possibilitam estudar a propagação atmosférica da componente eletromagnética e nuclearmente ativa, suas interrelações e obter também, de uma maneira indireta, características e colisões nucleares de energias da ordem de dezenas de Tev.

Esses estudos foram intensos nos primeiros tempos da colaboração, possibilitando melhor compreensão da difusão da radiação cósmica. Porém, devido à grande flutuação estatística ocasionada pelo fato dos eventos não serem, na maioria dos casos, independentes mas podendo estar correlacionados em grupos (famílias) e famílias de famílias, os resultados daquela análise contêm falhas. Esses efeitos de correlação tornam-se cada vez mais significativos quanto maior é a energia.

IV.2 Morfologia de famílias

A profundidade atmosférica de Chacaltaya é suficientemente grande ($T = 540 \text{ gr/cm}^2 \approx 7$ caminhos livres médios de interação das p.n.a.) para diminuir a possibilidade de radiação cósmica primária chegar sobre a câmara. Então a maioria das partículas que incidem sobre a câmara são produtos de interações nucleares e eletromagnéticas. Desta maneira elas chegam em grupos, comumente conhecidos por '*chuveiros atmosféricos extensos*', mesmo aquelas que se afiguram isoladas. (a razão de algumas partículas terem aparência de isoladas é devida à existência de limitar de detecção e busca das chapas fotossensíveis e também ao espalhamento lateral dos seus pares).

Sob esse ponto de vista, focalizamos nossa atenção sobre descrição fenomenológica de famílias para podermos obter características das interações nucleares a partir da análise estatística dessas famílias. Assim nesse capítulo iniciamos com o estudo fenomenológico e a apresentação dos resultados experimentais sobre as famílias. Posteriormente fazemos o correlacionamento desses resultados com os da componente eletromagnética e da componente nuclearmente ativa.

IV.3 Fenomenologia de famílias

As partículas da radiação cósmica incidindo sobre a atmosfera produzem os chamados '*chuveiros atmosféricos*'. Seu desenvolvimento eletromagnético médio pode ser descrito por uma função:

$N_{e,\gamma} (> E_{e,\gamma}, T, E_0)$ que dá a multiplicidade média por família, com energia acima de $E_{e,\gamma}$, observadas na profundidade atmosférica T , sendo E_0 proporcional a $\sum E_{e,\gamma} \text{ obs}$.

Devido à grande profundidade atmosférica de Chacaltaya ($T=540 \text{ gr/cm}^2 \approx 14$ comprimentos de radiação), a c.e.m. que chega na câmara está em estágio avançado de equilíbrio entre a energia suprida pelas p.n.a. sobreviventes e a degradação pela multiplicação de cascatas. Desta maneira, sem nos preocuparmos com os detalhes das interações, assumimos que a função acima tem a forma

$$N_{e,\gamma} (> E_{e,\gamma}, T; E_0) = N^* \left(\frac{E_0}{E_{0 \text{ min}}} \right)^{S_N} \left(\frac{E_{e,\gamma}}{E_{e,\gamma \text{ min}}} \right)^{-S_\gamma} \exp \left[- T/\Lambda \right] \quad (1)$$

onde S_N descreve o desenvolvimento médio das p.n.a. das famílias

S_γ descreve o desenvolvimento médio das c.e.m. das famílias

Λ = caminho livre médio de atenuação da multiplicidade e da energia das famílias

No capítulo V será feito um cálculo elaborado da função acima, através das equações de difusão das p.n.a. e das c.e.m.

IV.4 Espectro de energia de c.e.m. pertencentes a famílias

A dependência da multiplicidade média com a energia $E_{e,\gamma}$ das c.e.m. é verificada ser do tipo descrito na equação (1), ou seja do tipo potência $E_{e,\gamma}^{-S_Y}$.

Essa verificação foi feita utilizando 29 A-jatos com energia total observada $\Sigma E_{e,\gamma}$ entre 103,6 e 539,1 Tev ($\langle \Sigma E_{e,\gamma} \rangle = 222$ Tev) e alturas de interação H estimadas entre 100 e 3800 mt ($\langle H \rangle \approx 1400$ mt).

Na fig.1 os espectros energéticos diferencial e integral foram obtidos superpondo todas as c.e.m. pertencentes aos 29 A-jatos, sendo que o expoente S_Y médio do espectro integral obtido pelo método de máxima verossimilhança resulta

$$\langle S_Y \rangle = (1,31 \pm 0,05) \quad p/ 2 \text{ Tev} \leq E_{e,\gamma} \leq 25 \text{ Tev}$$

Por ser escala log-log o fato de se obter ajuste razoável com uma reta mostra que a dependência da multiplicidade média com a energia $E_{e,\gamma}$ é do tipo potência.

Utilizando as mesmas c.e.m. pertencentes aos 29 A-jatos, construímos os espectros energéticos diferencial e integral apresentados na fig.2 em escala semi-log, e vemos que a dependência em energia das c.e.m. não é do tipo exponencial simples. Isto foi feito porque o fato das famílias 'limpas' darem (capítulo VII) o espectro energético da forma $\exp(- E_{e,\gamma} / \Sigma E_{e,\gamma})$ poderia sugerir, em primeira aproximação, que a dependência da multiplicidade média com a energia $E_{e,\gamma}$ fosse do tipo exponencial.

Figura 1

29 A-J com $103,6 \text{ TeV} \leq \sum E_x \leq 539,1 \text{ TeV}$

$100 \text{ mt} \leq H \leq 3800 \text{ mt}$

$\langle \sum E_x \rangle = 222 \text{ TeV}$

$\langle H \rangle \approx 1400 \text{ mt}$

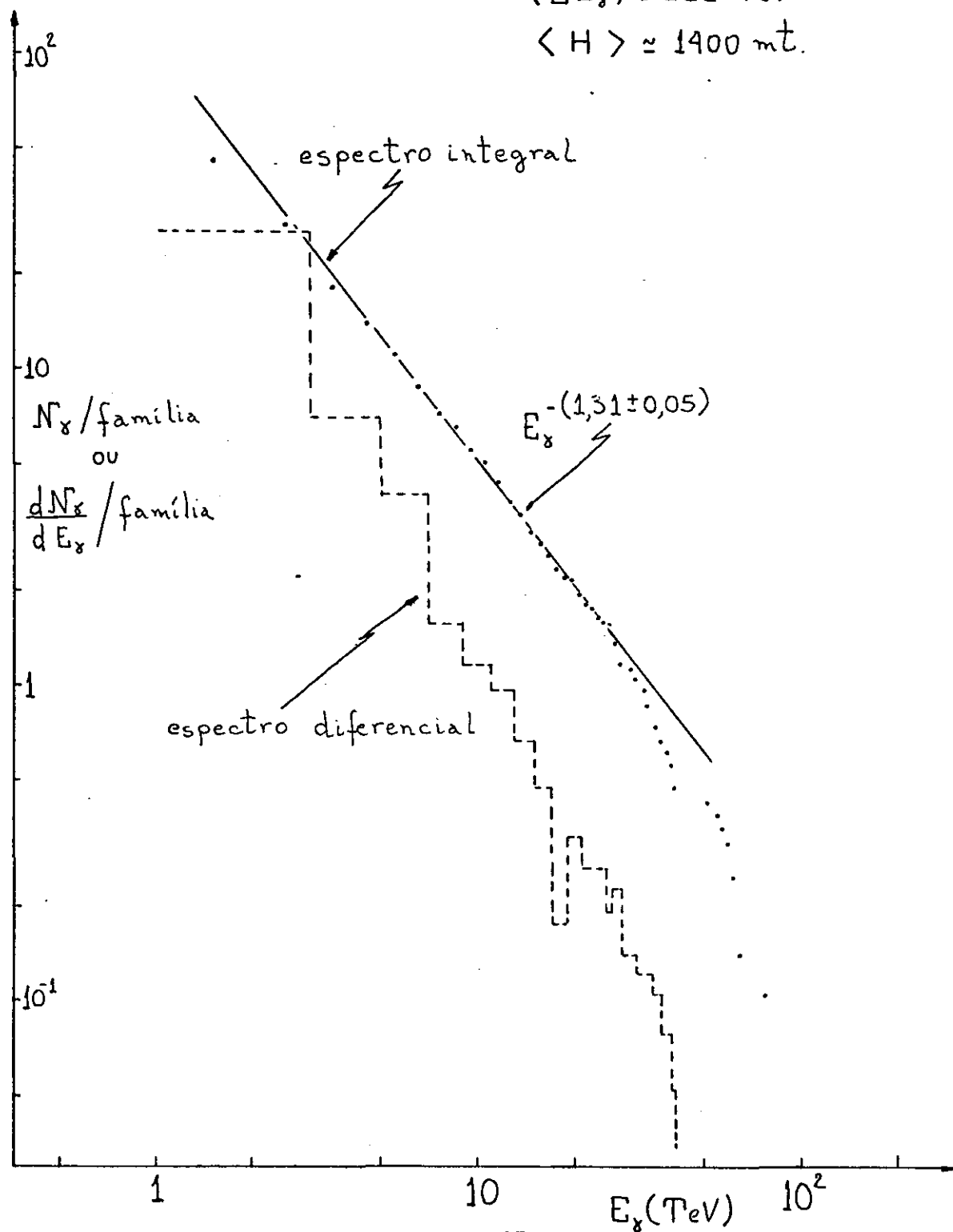
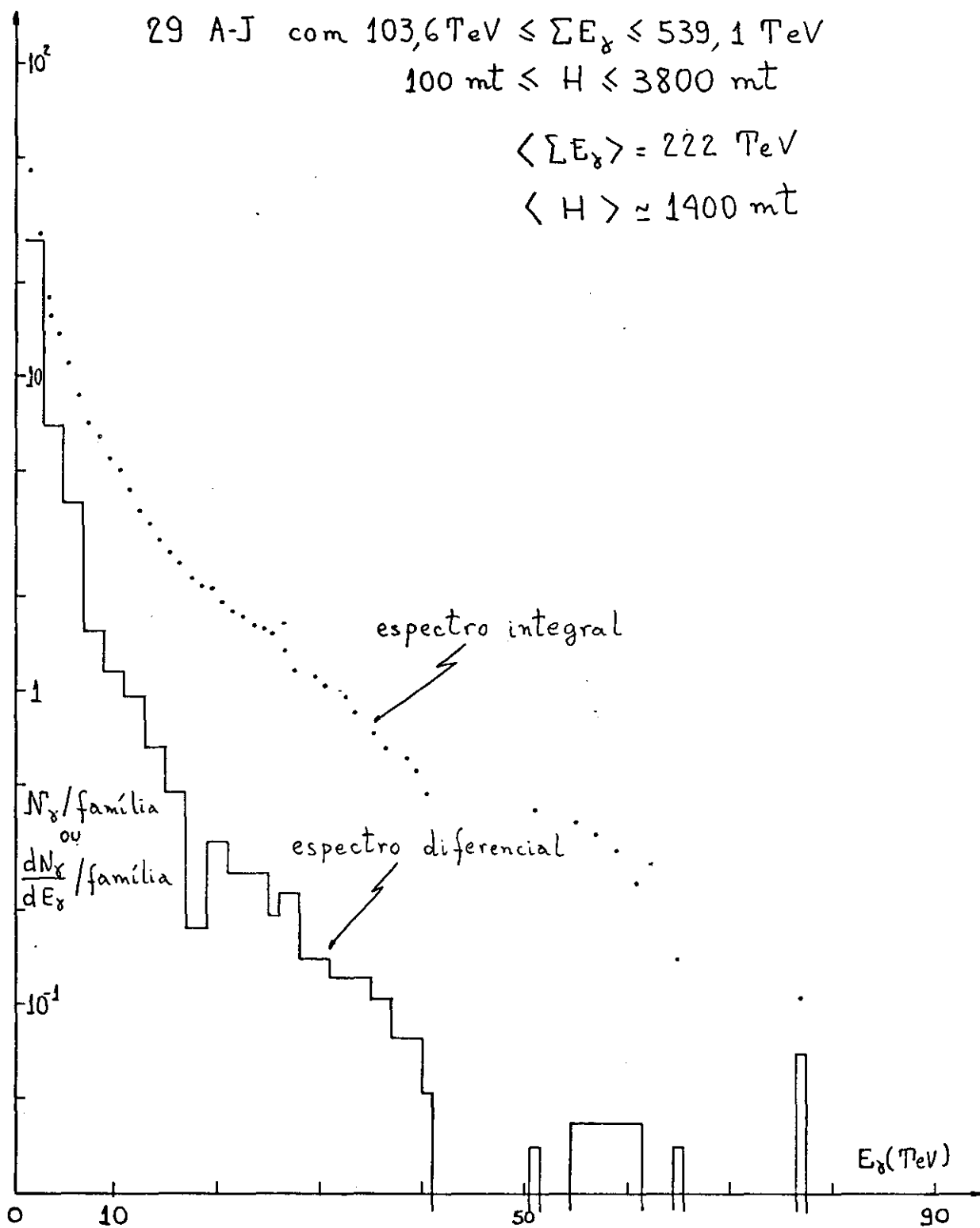


Figura - 2

29 A-J com $103,6 \text{ TeV} \leq \Sigma E_\gamma \leq 539,1 \text{ TeV}$
 $100 \text{ mt} \leq H \leq 3800 \text{ mt}$

$$\langle \Sigma E_\gamma \rangle = 222 \text{ TeV}$$

$$\langle H \rangle \approx 1400 \text{ mt}$$



A fig. 3 apresenta o espectro energético integral de todas as c.e.m. superpostas e pertencentes a 4 A-jatos que tem energia total observada numa faixa razoavelmente estreita($109,8 \text{ Tev} \leq \Sigma E_{e,\gamma} \leq 229,6 \text{ Tev}$ e $\langle \Sigma E_{e,\gamma} \rangle = 155 \text{ Tev}$) e com as alturas de interação praticamente iguais($1850 \text{ mt} \leq H \leq 2100 \text{ mt}$ e $\langle H \rangle = 1900 \text{ mt}$). Nessa figura o expoente S_Y médio obtido pelo método de máxima verossimilhança é

$$\langle S_Y \rangle = (1,37 \pm 0,10) \text{ p/ } 1,5 \text{ Tev} \leq E_{e,\gamma} \leq 22 \text{ Tev}$$

A fig. 4 apresenta os espectros energéticos integrais das c.e.m. de 2 A-jatos que tem multiplicidade n_Y suficientemente grande para se construir o espectro energético de cada A-jato isoladamente. Assim o A-jato C14 B6-7 tem multiplicidade $n_Y = 136$, $\Sigma E_{e,\gamma} = 432,0 \text{ Tev}$ e altura de interação estimada em $H = 3800 \text{ mt}$ enquanto o A-jato C14 B1-F1 tem multiplicidade $n_Y = 151$, $\Sigma E_{e,\gamma} = 396,4 \text{ Tev}$ e é constituído de várias interações com alturas estimadas entre 100 mt e 3600 mt .

Os expoentes S_Y médios obtidos pelo método de máxima verossimilhança resultam

$$\langle S_Y \rangle = (1,34 \pm 0,14) \text{ p/ } 1,5 \text{ Tev} \leq E_{e,\gamma} \leq 18 \text{ Tev}$$

A-jato C14 B6-7

$$\langle S_Y \rangle = (1,30 \pm 0,13) \text{ p/ } 1,0 \text{ Tev} \leq E_{e,\gamma} \leq 20 \text{ Tev}$$

A-jato C14 B1-F1

Com os resultados obtidos das Figs.1, 2, 3 e 4 podemos assumir que a dependência energética das c.e.m. é do tipo potência $E_{e,\gamma}^{-S_Y}$, onde o valor médio de S_Y é

$$\langle S_Y \rangle = (1,31 \pm 0,05)$$

IV.5 Grandezas associadas às famílias: Espectro de multiplicidade $M_{e,\gamma}$ e fluxo de energia total $\Sigma E_{e,\gamma}$

Para a obtenção do espectro de multiplicidade

Figura - 3

$$N_{\gamma} = \sum n_{\gamma}$$

C14 B75A	$\sum E_{\gamma} = 109,8 \text{ TeV}$	$n_{\gamma}(E_{\gamma} \geq 1 \text{ TeV}) = 24$	$H = 1850 \text{ mt}$
B21A	110,6	26	1980
B45I	154,4	44	2000
B19I	170,9	47	1500
B74A	229,6	77	2100

$$\langle \sum E_{\gamma} \rangle = 155 \text{ TeV}$$

$$\langle H \rangle \approx 1900 \text{ mt}$$

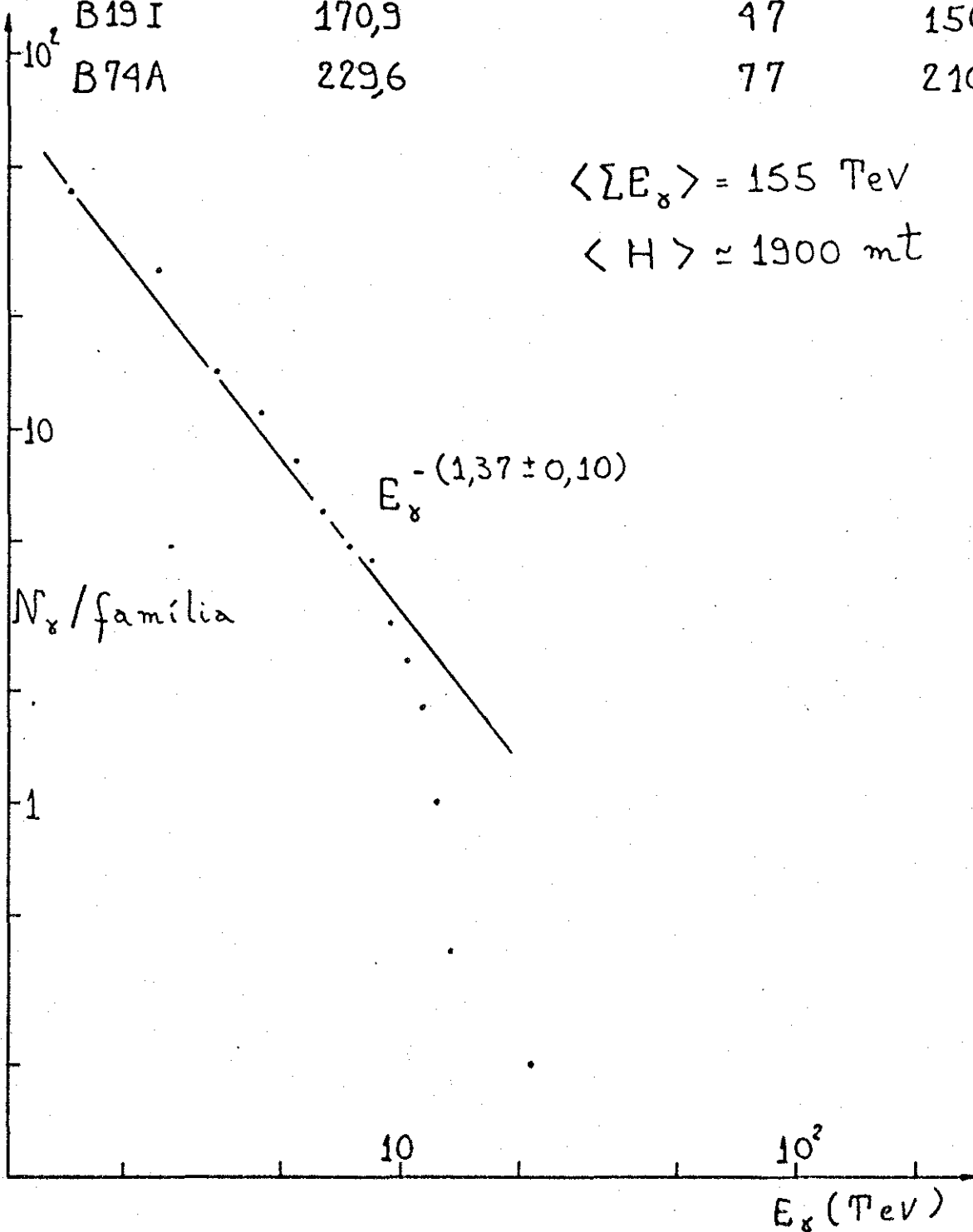
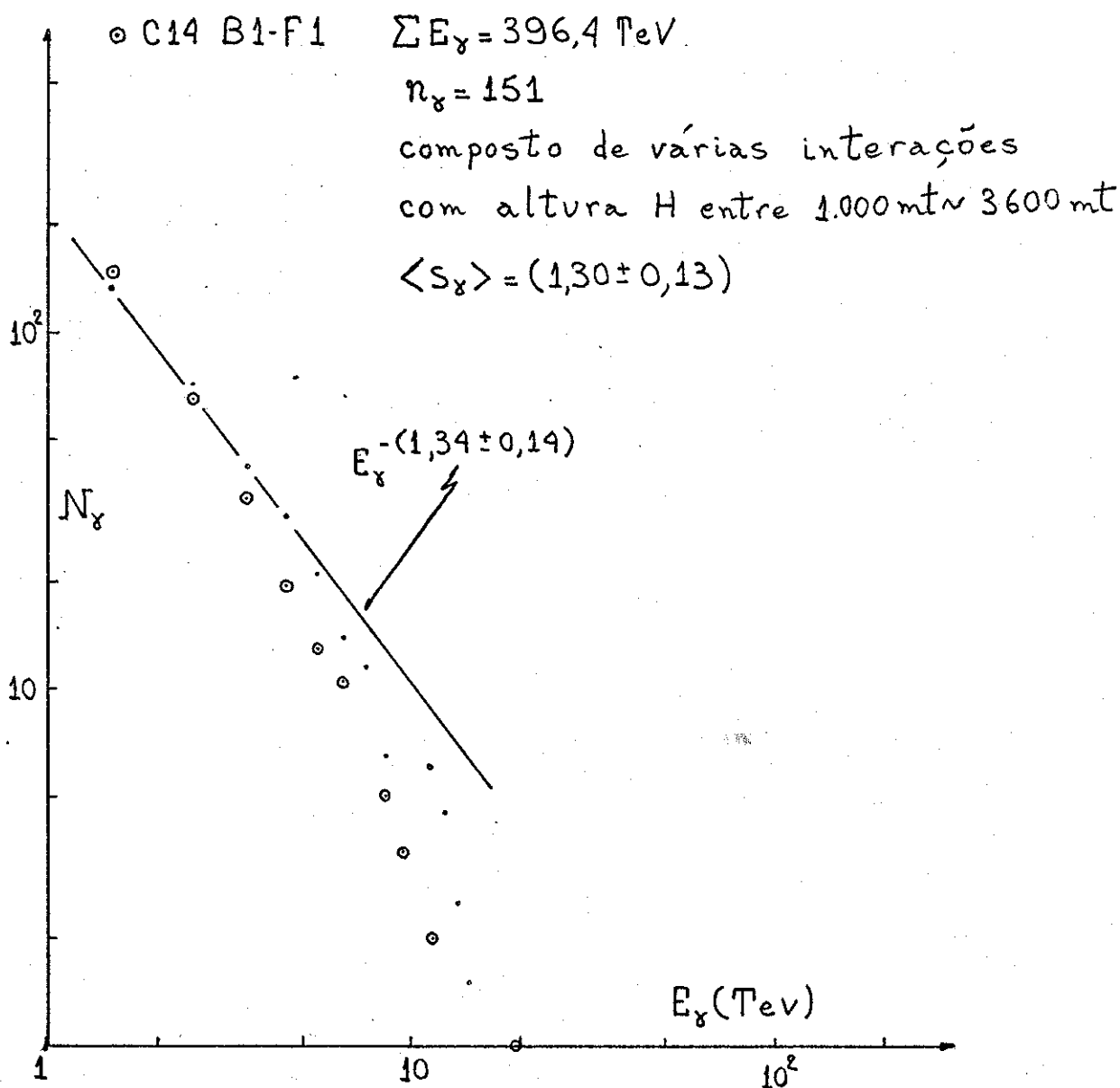


Figura - 4

• C14 B 6-7 $\Sigma E_{\gamma} = 432,0 \text{ TeV}$
 $n_{\gamma} = 136$
 $H = 3800 \text{ mt}$
 $\langle S_{\gamma} \rangle = (1,34 \pm 0,14)$



e fluxo de energia total das c.e.m. com energia maior que uma energia mínima $E_{\min}$, foram utilizados todos os A-jatos com $M_{e,\gamma} \geq 4$ observados em 216 blocos ($\approx 43 \text{ mt}^2$) de um total de 230 blocos da C.E.N.C.14. Os espectros obtidos são apresentados nas figs. 5 e 6 parametrizados para $E_{\min} = 1, 2$ e 5 Tev .

Essas figuras mostram que os espectros podem ser expressos como função potência da multiplicidade e energia total das famílias da seguinte maneira:

a) Espectro integral de multiplicidade $M_{e,\gamma}$

$$I(>M_{e,\gamma}, E_{\min}) = I_0 M_{e,\gamma}^{-\epsilon} \quad \text{com } \epsilon = 1,40 \pm 0,12$$

b) Fluxo integral de energia total $\Sigma E_{e,\gamma}$

$$I(>\Sigma E_{e,\gamma \min}, E_{\min}) = I_0 \left(\frac{\Sigma E_{e,\gamma}}{\Sigma E_{e,\gamma \min}} \right)^{-\delta} \quad \text{com } \delta = 1,25 \pm 0,10$$

Desde que a multiplicidade e a energia total da família estão diretamente ligadas à energia E_0 da partícula 'incidente', os fluxos apresentados anteriormente devem ser deriváveis do espectro de energia das partículas primárias. Supondo que o espectro de energia da radiação cósmica primária, no topo da atmosfera terrestre, é da forma⁽⁹⁾

$$I(E_0) dE_0 = \gamma I_0 \left(\frac{E_0}{E_{0\min}} \right)^{-(\gamma+1)} dE_0$$

exprimindo a equação (1) em função de $E_0/E_{0\min}$

$$\left(\frac{E_0}{E_{0\min}} \right) = \left(\frac{N_{e,\gamma}}{N^*} \right)^{\frac{1}{S_N}} \left(\frac{E_{e,\gamma}}{E_{\min}} \right)^{\frac{S_Y}{S_N}} \exp \left[\frac{T}{\Lambda S_N} \right]$$

juntando as duas expressões e integrando no intervalo $(E_{0\min}, \infty)$

$$I(>N_{e,\gamma}) = I_0 \left(\frac{N_{e,\gamma}}{N^*} \right)^{-\frac{\gamma}{S_N}} \left(\frac{E_{e,\gamma}}{E_{\min}} \right)^{-\frac{\gamma S_Y}{S_N}} \exp \left[-\frac{\gamma T}{\Lambda S_N} \right] \quad (2)$$

Figura - 5

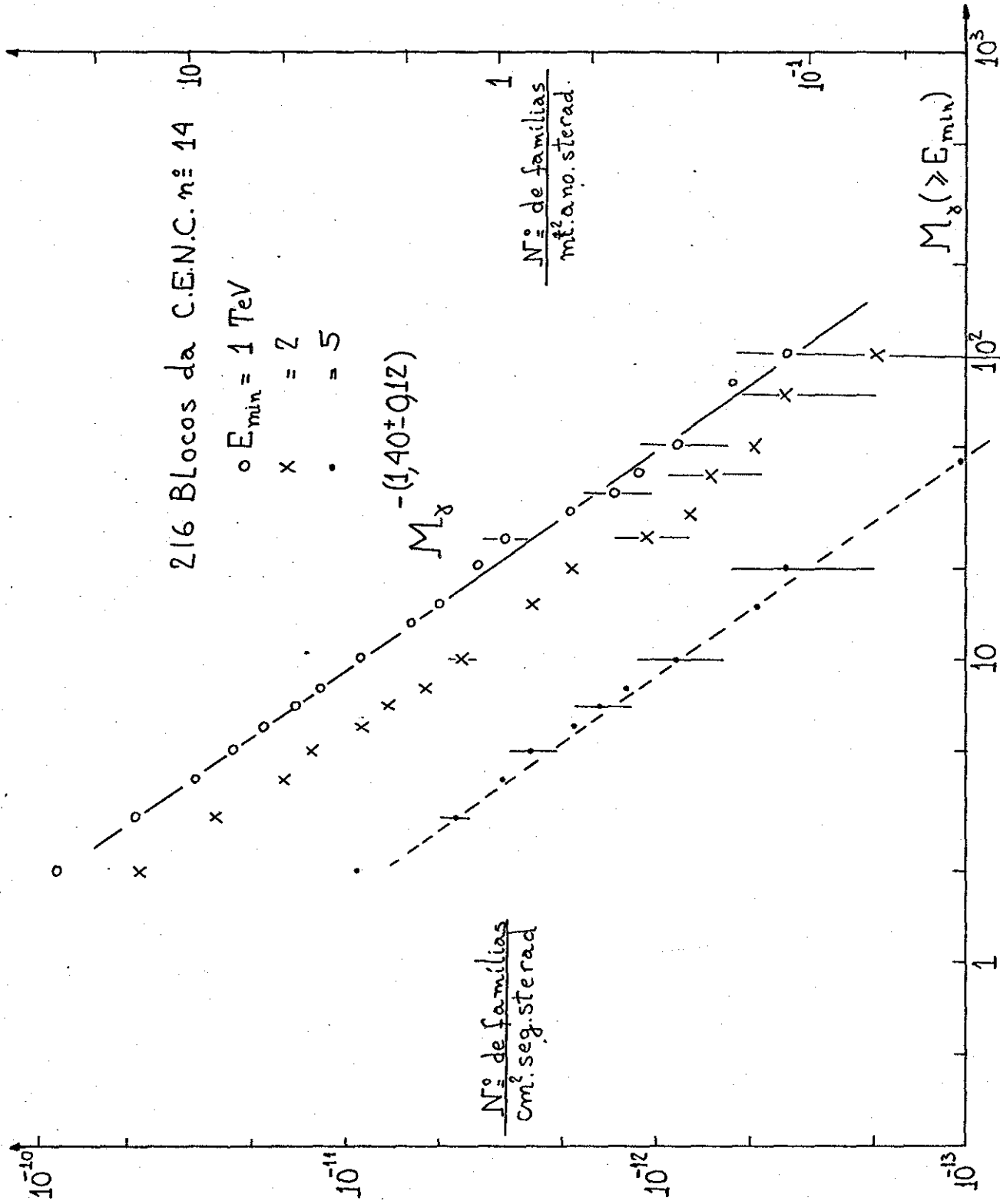
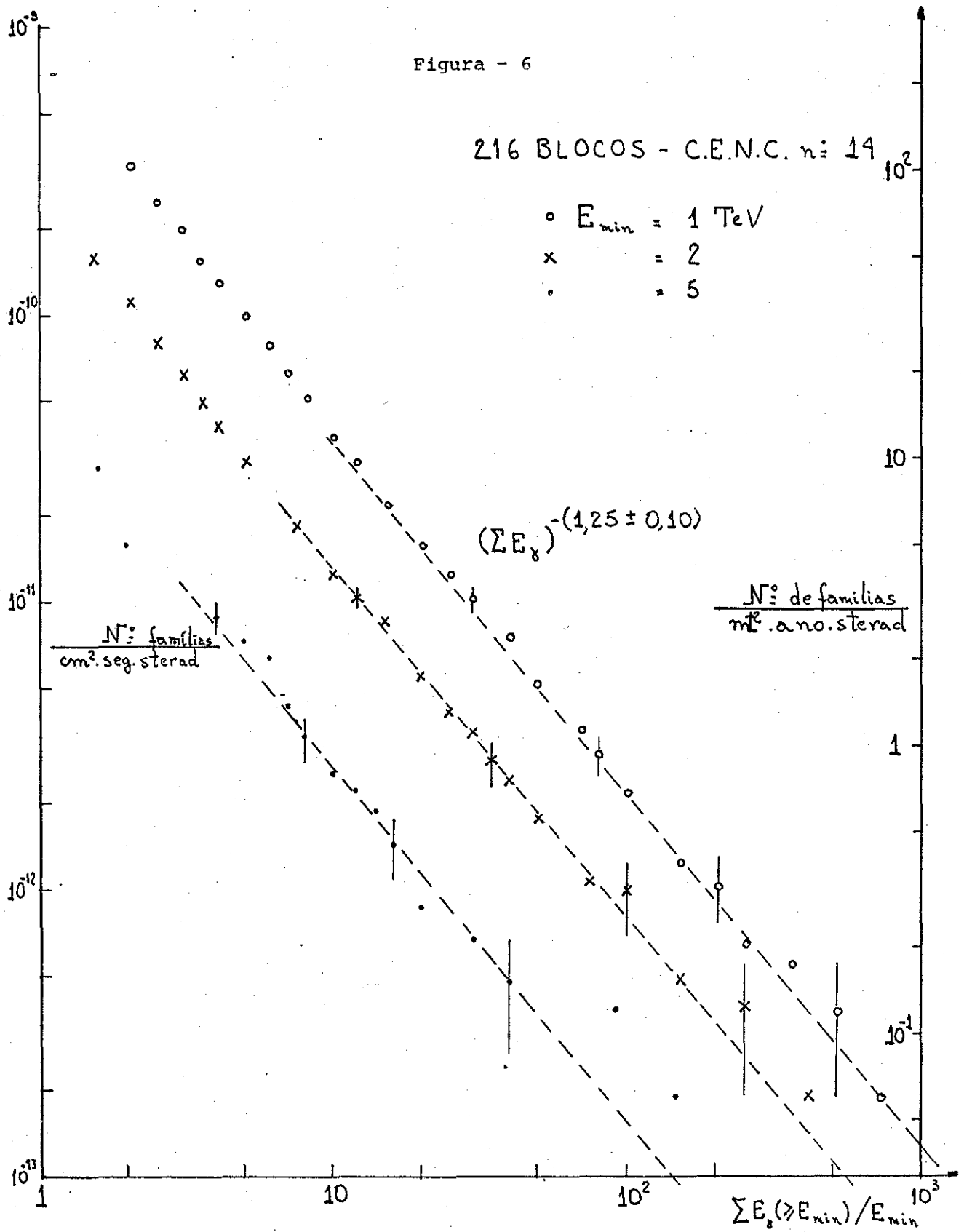


Figura - 6



Para o fluxo de energia total $\Sigma E_{e,\gamma}$ obtemos expressão semelhante fazendo a aproximação $\Sigma E_{e,\gamma} \gg E_{\min}$. Logo, identificando os expoentes obtidos experimentalmente com o expoente da equação (2), obtemos:

$$\frac{\gamma}{S_N} = \begin{cases} 1,40 \pm 0,12 \text{ do espectro de } M_{e,\gamma} \\ 1,25 \pm 0,10 \text{ do fluxo de } \Sigma E_{e,\gamma} \end{cases}$$

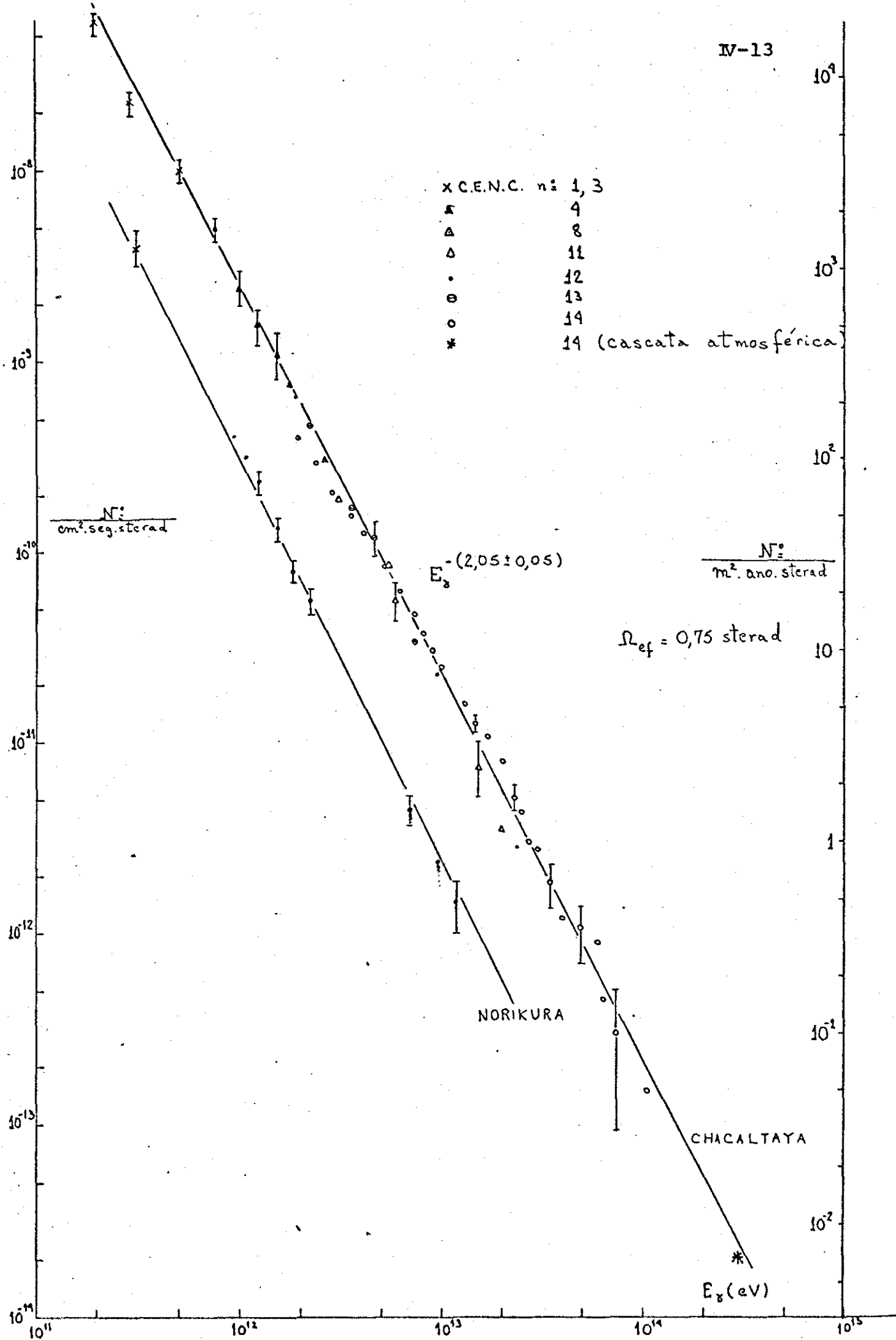
A equação (2) mostra que os fluxos associados às famílias dependem de $E_{e,\gamma}$ que é a energia mínima das c.e.m. A forma funcional dela $(E_{e,\gamma}/E_{\min})^{-\gamma S_\gamma/S_N}$ é a mesma do espectro de energia da componente eletromagnética.

Como será visto no próximo parágrafo, esse espectro resulta $(E_{e,\gamma}/10^{11} \text{ ev})^{-2,05}$ acarretando $\frac{\gamma S_\gamma}{S_N} = 2,05$.

Os espectros associados às famílias (figs. 5 e 6) mostram dependência com $E_{\min}$, configurando a consistência do resultado anterior $(E_{e,\gamma}/10^{11} \text{ ev})^{-2,05}$ com os obtidos para $E_{\min} = 5$ e 2 Tev, mas não com $E_{\min} = 5$ e 1 Tev e $E_{\min} = 2$ e 1 Tev. Isto sugere que a nossa busca não é completa para c.e.m. com $E_{e,\gamma} = 1$ Tev, e os valores absolutos dos fluxos associados às famílias devem ser estimados dos resultados experimentais parametrizados para $E_{\min} = 2$ e 5 Tev.

IV.6 Relação da morfologia de famílias com a morfologia da componente eletromagnética

O fluxo de energia das c.e.m. tem sido investigado por longo tempo nas exposições da C.B.J. e agora dispomos de boa informação sobre a faixa energética que vai de 10^{11} ev até 10^{14} ev. Os resultados das C.E.N.C. 1,3,4,8,11,12,13 e 14 apresentados na fig. 7 mostram que o fluxo da componente ele



tromagnética com energia acima de $E_{\min}$ é expresso por uma função do tipo

$$\phi_{e,\gamma}(\geq E_{\min}) = \phi_0 \left(\frac{E_{e,\gamma}}{E_{\min}} \right)^{-\beta}$$

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

$$\phi_0 = 2,65 \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad}.$$

$$\text{para } E_{\min} = 10^{12} \text{ ev}$$

Para melhor verificação desse ajuste apresentamos também o gráfico $\phi_{e,\gamma} (\geq E_{\min}) \times (E_{e,\gamma}/10^{12} \text{ ev})^\beta$ usando o valor $\beta = 2,05$. Vemos que os pontos estão distribuídos em torno de $\phi_0 = 2,65 \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad}$. (fig. 8)

A relação entre esse fluxo e o obtido para multiplicidade das famílias é obtida usando as definições:

$$\phi_{e,\gamma}(\geq E_{\min}) = \int_1^\infty dM_{e,\gamma} M_{e,\gamma} \frac{dI(\geq M_{e,\gamma})}{dM_{e,\gamma}}$$

$$\phi_{e,\gamma}(\geq E_{\min}) = \langle M_{e,\gamma} \rangle I(\geq M_{e,\gamma} = 1) \quad (3)$$

onde $I(\geq M_{e,\gamma} = 1)$ é o espectro de multiplicidade das famílias inclusive aquelas com somente uma componente observável ($M_{e,\gamma} = 1$)

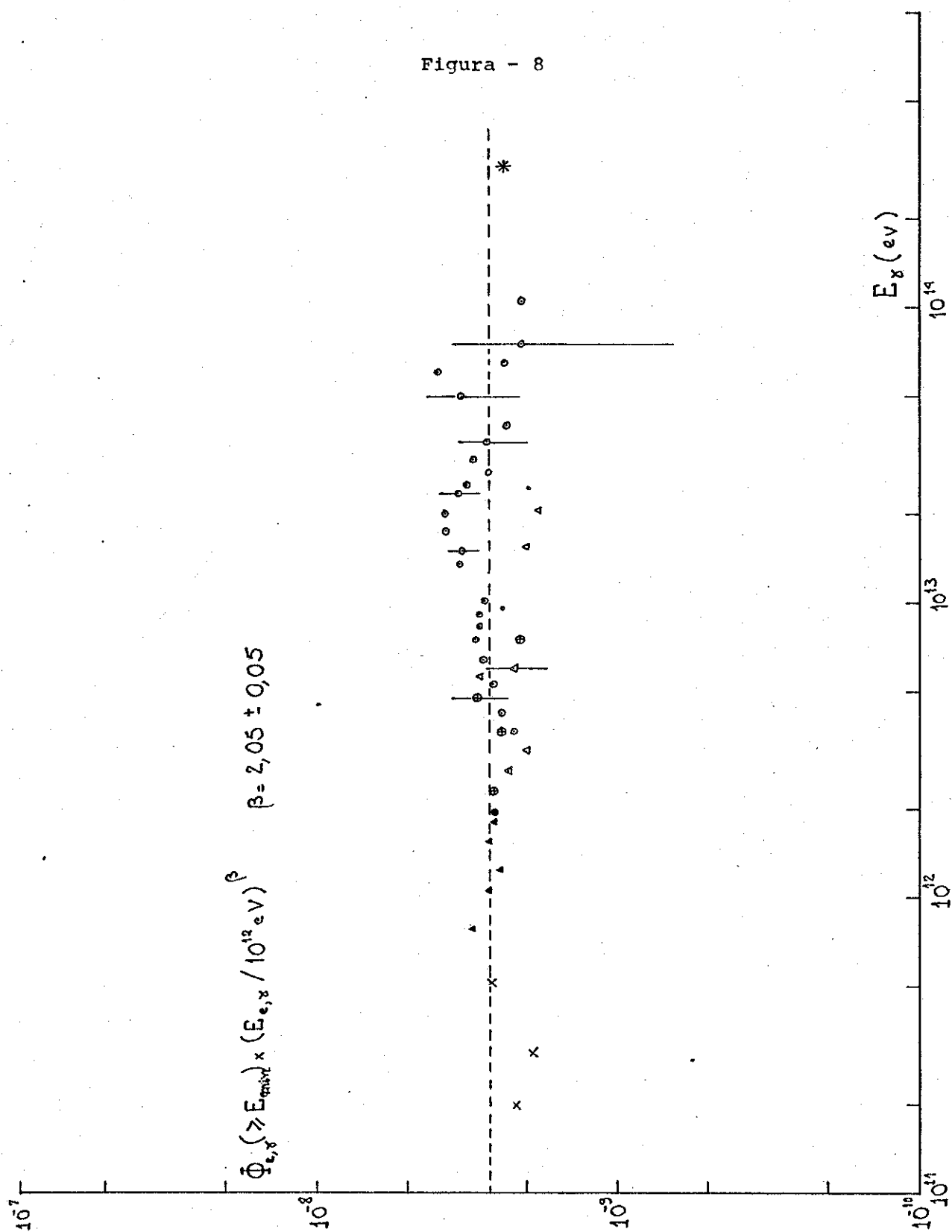
$\langle M_{e,\gamma} \rangle$ é a multiplicidade média das famílias

Como o espectro integral da multiplicidade das famílias é da forma $(M_{e,\gamma})^{-Y/S_N}$, obtemos para $\langle M_{e,\gamma} \rangle$

$$\langle M_{e,\gamma} \rangle = \frac{\frac{Y}{S_N}}{\frac{Y}{S_N} - 1}$$

$$\langle M_{e,\gamma} \rangle = \frac{Y}{Y - S_N}$$

Figura - 8



Portanto

$$\phi_{e,\gamma}(> E_{\min}) = \frac{\gamma I_0}{\gamma - S_N} (N^*) \frac{\gamma}{S_N} \frac{E_{e,\gamma}}{E_{\min}} - \frac{\gamma S_\gamma}{S_N} \exp - \frac{\gamma T}{\Lambda S_N}$$

Comparado com o fluxo experimental

$$\frac{\gamma S_\gamma}{S_N} = 2,05 \pm 0,05$$

A consistência entre os fluxos da componente eletromagnética e de multiplicidade das famílias é verificada usando a equação (3)

$$\phi_{e,\gamma}(> E_{\min}) = \langle M_{e,\gamma} \rangle I(> M_{e,\gamma} = 1, E_{\min})$$

sendo $I(> M_{e,\gamma} = 1, E_{\min} = 5 \text{ Tev}) = (2,3 \pm 0,3) \times 10^{-11} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad}$.

obtido extrapolando-se o fluxo de multiplicidade das famílias para $M_{e,\gamma} = 1$, parametrizada para $E_{\min} = 5 \text{ Tev}$.

Comparando-se a equação (3) substituída desse valor com $\phi_{e,\gamma}(> E_e = 5 \text{ Tev}) = (1,0 \pm 0,2) \times 10^{-10} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad}$., obtemos

$$\frac{\gamma}{S_N} = 1,29 \pm 0,06$$

valor consistente com os obtidos diretamente dos fluxos de multiplicidade e de energia das famílias.

IV.7 Absorção de partículas devido a passagem pela atmosfera

A discussão fenomenológica apresentada nesse capítulo mostrou que a dependência dos fluxos com a profundidade atmosférica é a mesma tanto para a obtida com a componente eletromagnética como para a obtida com as famílias.

Essa dependência também tem sido verificada várias vezes pela C.B.J., seja para a componente eletromagnética, seja para as famílias e mesmo para os Pb-jatos produzidos pelas p.n.a.

Todos esses fluxos são consistentes com um valor comum λ_a para o caminho livre médio de absorção, confirmando a discussão fenomenológica ora apresentada. Por esse motivo e também porque a observação da componente eletromagnética é mais cuidadosa, apresentaremos somente resultados obtidos através desta componente.

Da distribuição dos ângulos zenitais das c.e.m. obtemos, para o caminho livre médio de absorção das p.n.a., o valor

$$\lambda_a = (95 \pm 5) \text{ gr/cm}^2$$

obtido fazendo ajustes com curvas(fig. 9)

$$F \sim \int_0^{\cos \theta} x \exp \left[- \frac{1}{x} \cdot \frac{t}{\lambda_a} \right] dx$$

Supondo que a distribuição dos ângulos zenitais é da forma

$$N_{e,\gamma} = N_0 \cos^m \theta_{e,\gamma}$$

obtemos para o expoente m o valor(figs.10a e 10b)

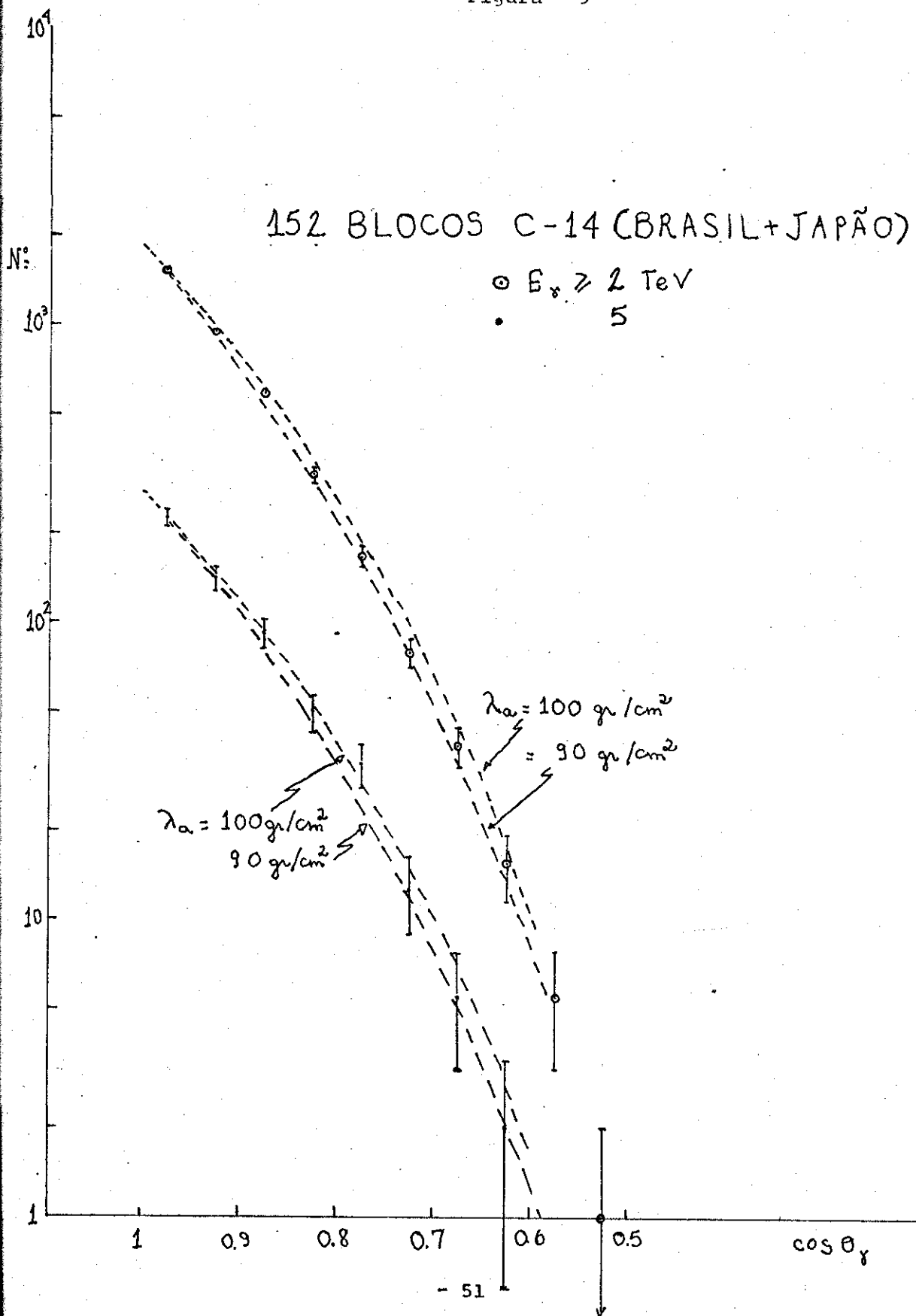
$$m = 8,4 \pm 0,7$$

Com esse valor e usando a relação $m \approx \frac{t}{\lambda_a} + 2,68$ obtemos

$$\lambda_a = (95 \pm 13) \text{ gr/cm}^2$$

Essa relação e também as curvas da fig. 9 estão calculadas no Apêndice II.

Figura - 9



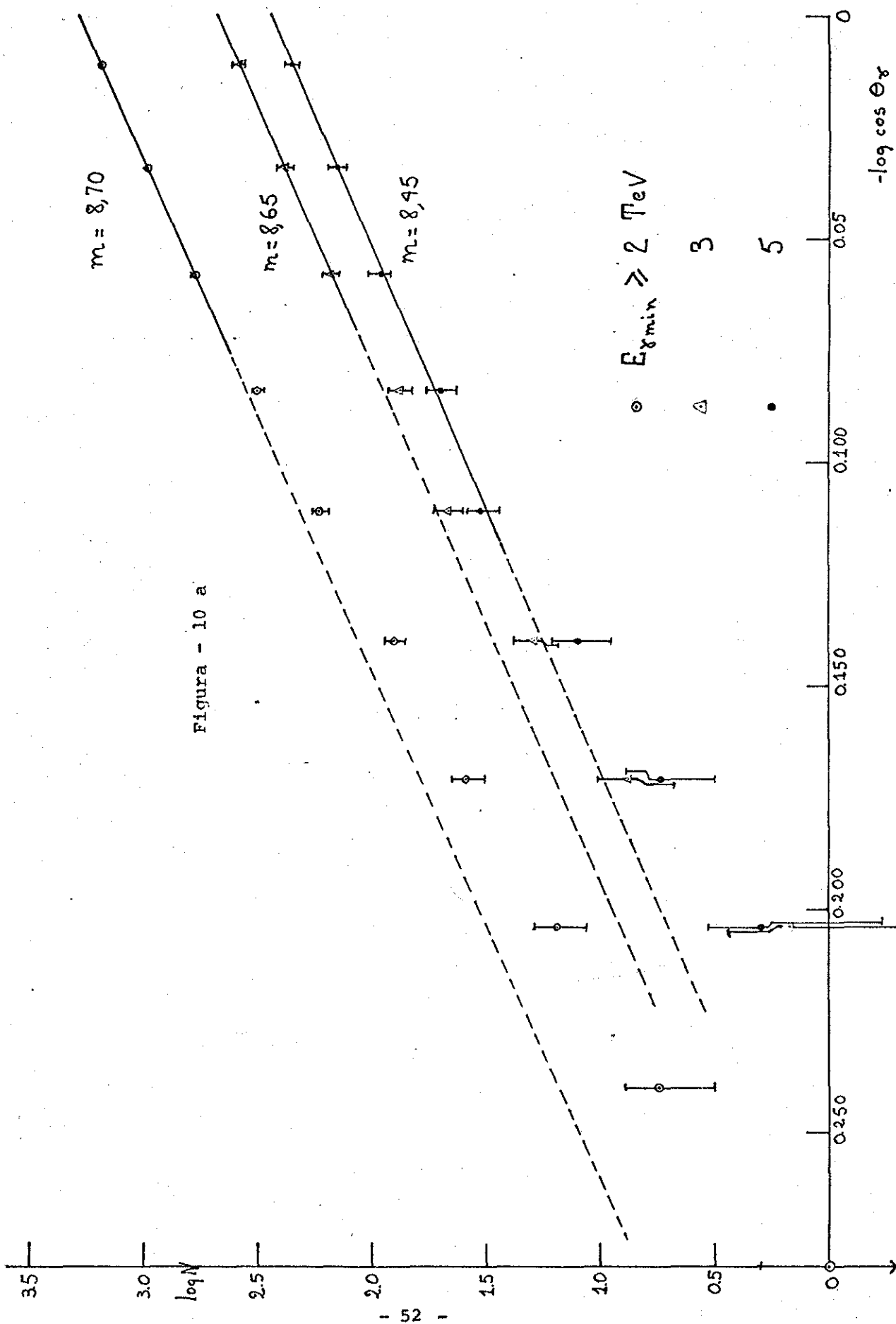
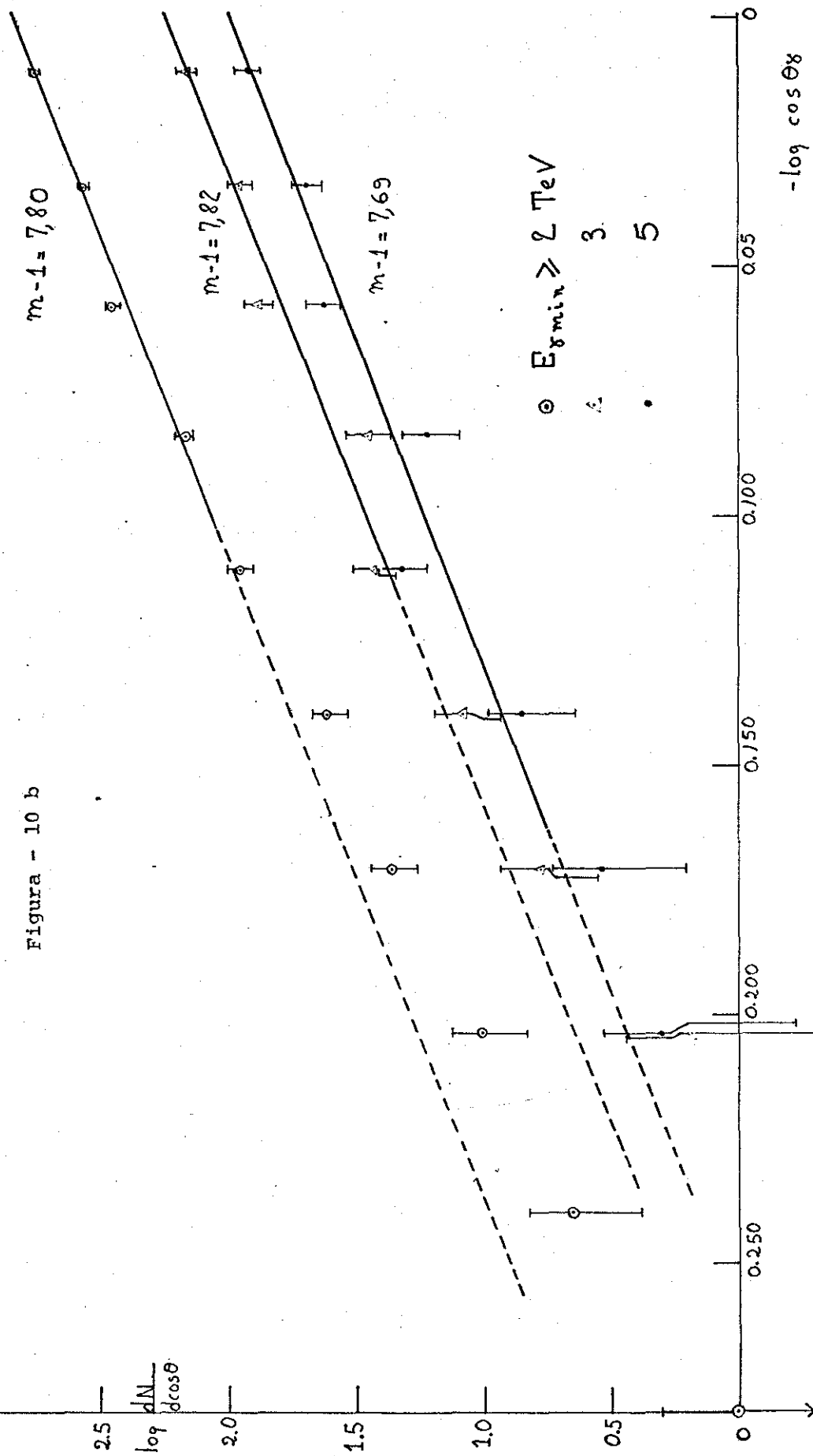


Figura - 10 b



Também podemos obter λ_a usando os fluxos obtidos em Chacaltaya ($T = 540 \text{ gr/cm}^2$) e Norikura ($T = 735 \text{ gr/cm}^2$) (fig. 7)

$$\Phi_0(T = 540 \text{ gr/cm}^2) = 2,65 \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad.}$$

e

$$\Phi_0(T = 735 \text{ gr/cm}^2) = 0,34 \times 10^{-9} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad.}$$

$$\text{para } E_{e,\gamma} = 10^{12} \text{ ev.}$$

$$\lambda_a = 95 \text{ gr/cm}^2$$

A descrição fenomenológica nos deu para o caminho livre médio de absorção λ_a a expressão

$$\lambda_a = \frac{\Lambda S_N}{\gamma}$$

onde Λ = caminho livre médio de atenuação da multiplicidade e da energia das famílias

Por outro lado Λ pode ser determinado por uma condição de equilíbrio para a profundidade atmosférica de Chacaltaya. Como foi observado no início deste capítulo, a atenuação é governada pela degradação das c.e.m. Essa atenuação pode ser representada, em primeira aproximação, pelo fator

$$\exp \lambda_1(S_\gamma) t$$

onde $\lambda_1(S_\gamma)$ é uma função que aparece frequentemente na teoria de 'chuveiros de cascata'. (10)

e,

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

IV.8 Fluxo de energia das p.n.a.

Como não temos informações diretas sobre o espec

tro energético da radiação cósmica primária, na região de energia que estamos investigando, assumimos que o espectro de energia dos Pb-jatos gerados pelas p.n.a. é o reflexo do espectro de energia da radiação cósmica primária e então, estabelecemos a igualdade $\gamma_{\text{partículas primárias}} = \gamma_{\text{p.n.a.}}$. Essa suposição é válida supondo que o caminho livre médio de interação λ_1 assim como a inelasticidade $\langle K \rangle$ sejam constantes para energias variáveis das partículas primárias incidentes.

Usando-se Pb-jatos das C.E.N.C. 11, 12, 15 e dos de cascatas atmosféricas da C.E.N.C.14, obtivemos o fluxo de energia das p.n.a. na faixa $10^{12} \text{ ev} \lesssim E_{\text{p.n.a.}} \lesssim 10^{14} \text{ ev}$. Na fig.11 correspondente, vemos que o fluxo de energia das p.n.a. pode ser expresso por

$$\phi_{\text{p.n.a.}}(> E_{\text{pna min}}) = \phi_0 \left(\frac{E_{\text{pna}}}{E_{\text{pna min}}} \right)^{-\gamma}$$

$$\text{onde } \gamma = 1,8 \pm 0,1$$

$$\phi_0 = 5,0 \times 10^{-11} / \text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad.}$$

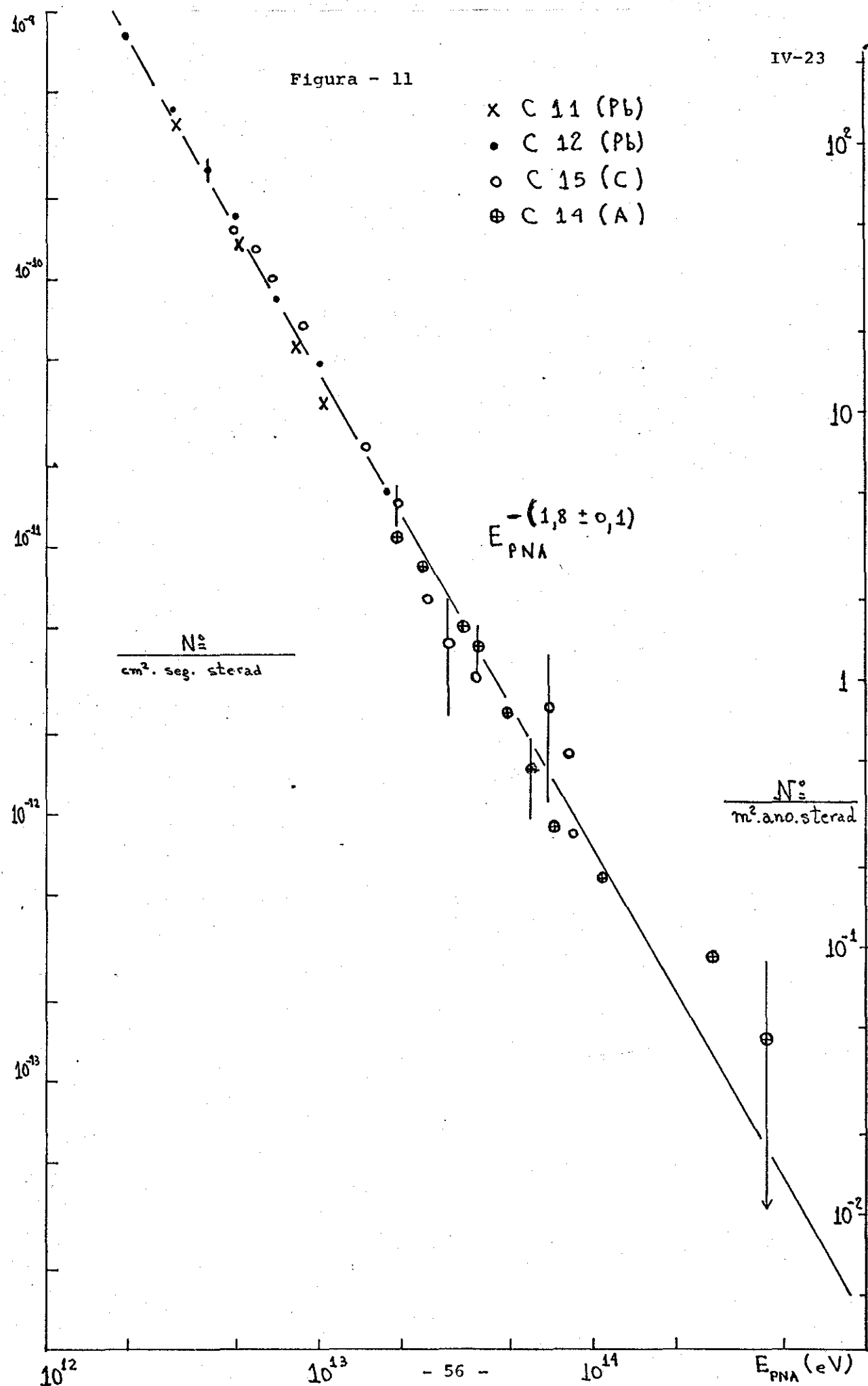
$$\text{para } E_{\text{pna min}} = 10^{13} \text{ ev}$$

Ressalte-se que a energia atribuída aos Pb-jatos é apenas nominal*, já que é medida a energia liberada em forma de c.e.m. a qual deve ser dividida pelas inelasticidades $\langle k_Y \rangle$ ($\langle k_Y \rangle \approx 1/6$ se assumirmos independência de carga - $\pi^+ : \pi^- : \pi^0 = 1$) e $\langle K \rangle$ ($\langle K \rangle \approx 1/2$ é a inelasticidade da colisão). Além disso essa energia não é a energia total $\Sigma E_{e,\gamma}$ pois, devido à pequena distância entre a placa de chumbo e o envelope que contém o material fotossensível, as c.e.m. produzidas estão sobrepostas e todo o Pb-jato é idealizado como uma c.e.m. simples.

* Esse problema foi discutido parcialmente por C.Santos(5b) em sua tese de doutoramento apresentado ao I.F.G.W. - UNICAMP

Figura - 11

- x C 11 (Pb)
- C 12 (Pb)
- o C 15 (C)
- ⊕ C 14 (A)



Apesar desse inconveniente, comparando-se os resultados de Pb-jatos com os de C-jatos (cuja energia medida é a total $\Sigma E_{e,\gamma}$), não se nota grande discrepância entre eles. Portanto podemos aceitar os resultados do expoente γ como sendo razoáveis.

A informação disponível sobre o espectro energético das partículas primárias é obtida pelas experiências de 'chuveiros atmosféricos extensos' (E.A.S. - *Extensive Air Showers*). Reproduzimos aqui o gráfico ainda não publicado e cedido por C.Aguirre do grupo B.A.S.J.E., onde são confrontados resultados obtidos por vários grupos. (fig.12)

IV.9 Resumo

Na descrição fenomenológica apresentada existem 3 parâmetros independentes: S_γ , S_N e γ . Resumimos abaixo os parâmetros obtidos experimentalmente a partir das expressões de análise fenomenológica juntamente com alguns valores resultantes de outras observações (espectro primário).

a) espectro primário: $E^{-\gamma}$

$$\begin{array}{lll} \text{satélite} & \gamma = 1,6 & p/10^{15} \text{ ev} \lesssim E_p \lesssim 10^{16} \text{ ev} \\ \text{E.A.S.} & \gamma = 1,95 \pm 0,05 & p/10^{16} \text{ ev} \lesssim E_p \lesssim 10^{19} \text{ ev} \\ \text{Pb-jatos} & \gamma = 1,8 \pm 0,1 & p/10^{13} \text{ ev} \lesssim E_p \lesssim 10^{15} \text{ ev} \end{array}$$

b) espectro das c.e.m. pertencentes a famílias: $E_{e,\gamma}^{-S_\gamma}$

$$\langle S_\gamma \rangle = 1,31 \pm 0,05 \text{ para } E_{e,\gamma} \gtrsim 2 \text{ Tev}$$

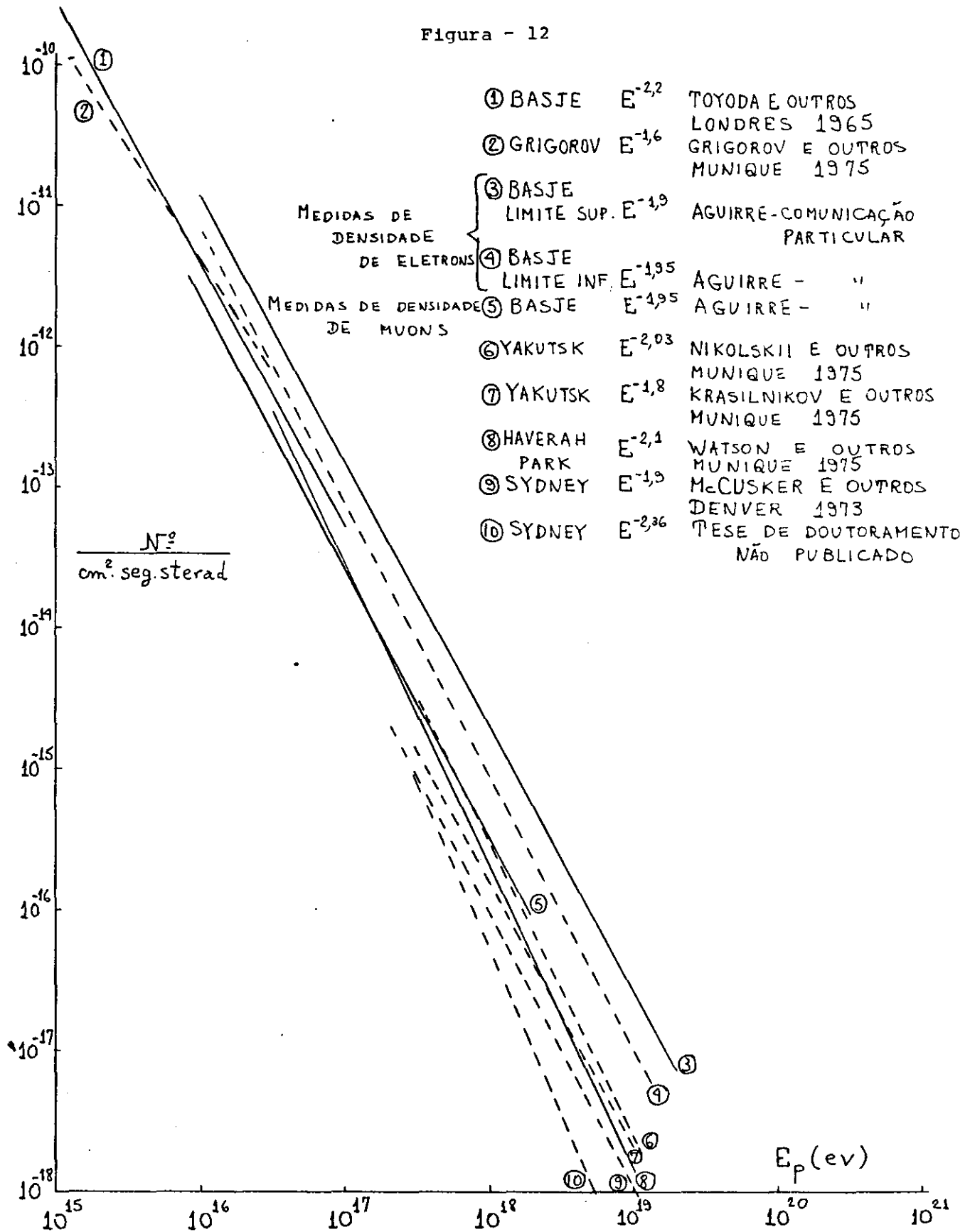
c) espectro de c.e.m. atmosféricos: $E_{e,\gamma}^{-\gamma S_\gamma/S_N}$

$$\frac{\gamma S_\gamma}{S_N} = 2,05 \pm 0,05$$

d) espectro de multiplicidade e de energia das famílias: $N_{e,\gamma}^{-\gamma/S_N}$

$$\frac{\gamma}{S_N} = \begin{cases} 1,40 \pm 0,12 \\ 1,25 \pm 0,10 \end{cases}$$

Figura - 12



e) absorção das p.n.a.: $\lambda_a = \frac{\Lambda S_N}{\gamma}$

$$\frac{\Lambda S_N}{\gamma} = \begin{cases} (95 \pm 5) \text{ gr/cm}^2 \\ (95 \pm 13) \text{ gr/cm}^2 \\ 95 \text{ gr/cm}^2 \end{cases}$$

f) caminho livre médio de atenuação da multiplicidade e energia das famílias:

$$\Lambda = - \frac{1}{\lambda_1(S_\gamma)} \text{ onde } \lambda_1(S_\gamma) \text{ é uma função que aparece na teoria de 'chuveiros de cascata' (10)}$$

Apresentamos todos esses resultados na fig. 13 em forma de gráficos. Nela vemos que todos os resultados são consistentes exceto os obtidos através da relação d). Acreditamos que esses expoentes não deram um bom ajuste com os outros resultados porque esses espectros de multiplicidade e de energia devem estar bastante afetados pelo limiar de detecção.

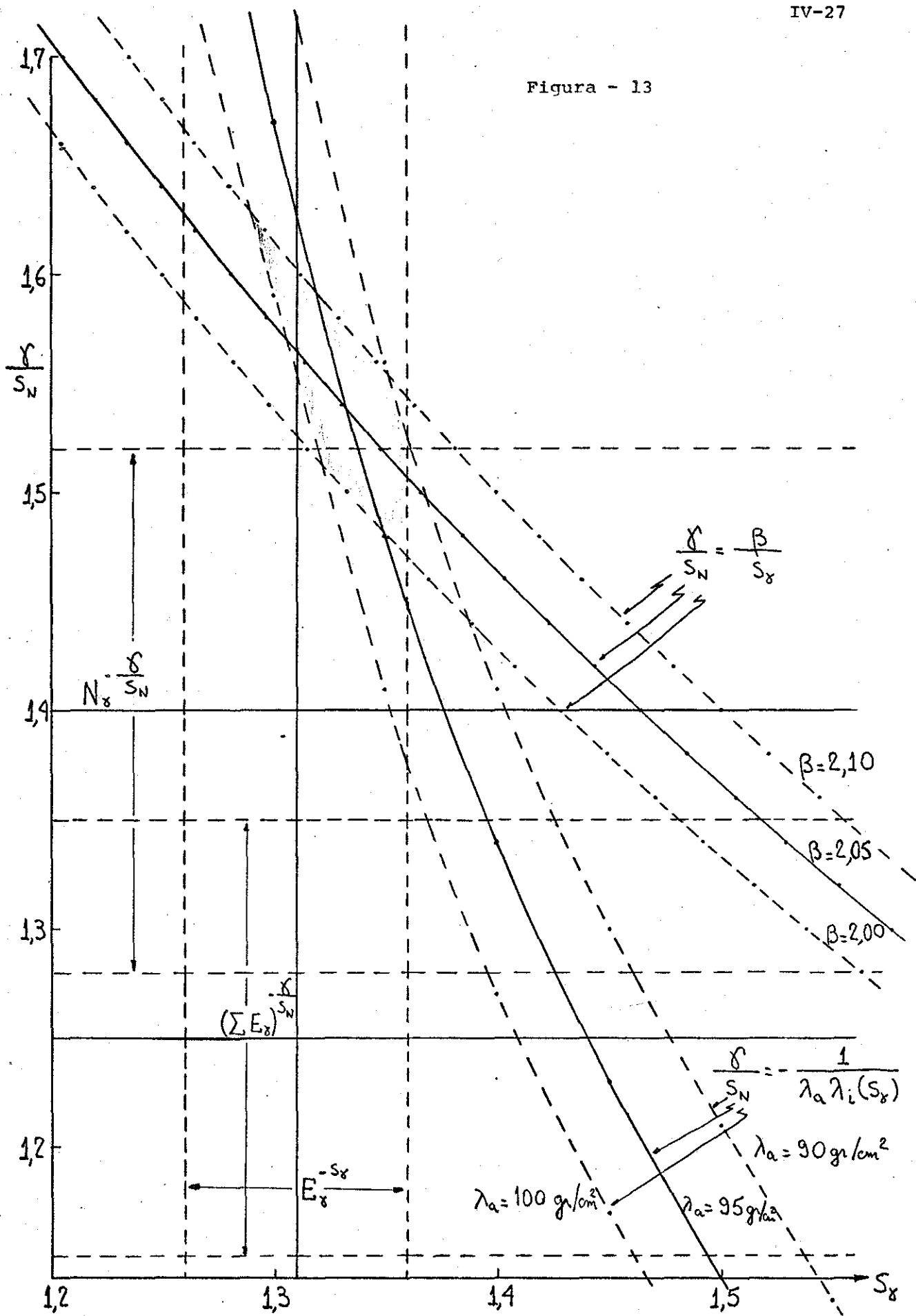
O resultado γ/S_N obtido do espectro de multiplicidade das famílias deu mais próximo da intersecção das curvas $(\gamma/S_N, S_\gamma)$ parametrizadas por $\beta = 2,05$ e $\lambda_a = 95 \text{ gr/cm}^2$ do que o obtido do espectro $\Sigma E_{e,\gamma}/E_{\min}$. Isto justifica a discussão do parágrafo anterior onde declaramos que a energia limiar de detecção influi bastante nesses espectros.

O gráfico também nos mostra que γ/S_N é muito suscetível a pequenas variações no valor de S_γ , principalmente para as curvas parametrizadas por λ_a . Assim, preferimos determinar $\langle S_\gamma \rangle$ pela intersecção das curvas $(\gamma/S_N, S_\gamma)$ parametrizadas por $\beta = 2,05$, $\lambda_a = 95 \text{ gr/cm}^2$ e $\langle S_\gamma \rangle = 1,31$. Com isto encontramos

$$\langle S_\gamma \rangle = (1,33 \pm 0,04)$$

$$\langle \frac{\gamma}{S_N} \rangle = (1,55 \pm 0,08)$$

Figura - 13



Usando as relações f) e e), $\lambda_a = (95 \pm 5) \text{ gr/cm}^2$,
 $\langle S_Y \rangle = (1,33 \pm 0,04)$ e a função $\lambda_1(S)$ (fig.14) obtemos

$$\Lambda = (148 \pm 16) \text{ gr/cm}^2$$

$$\frac{Y}{S_N} = (1,56 \pm 0,25)$$

Usando $\frac{Y}{S_N} = (1,55 \pm 0,08)$ e os resultados de γ obtidos por Pb-jatos das C.E.N.C., por E.A.S. e por satélite temos para S_N , respectivamente,

$$\langle S_N \rangle = \begin{cases} (1,16 \pm 0,12) \\ (1,26 \pm 0,12) \\ (1,03 \pm 0,12) \end{cases}$$

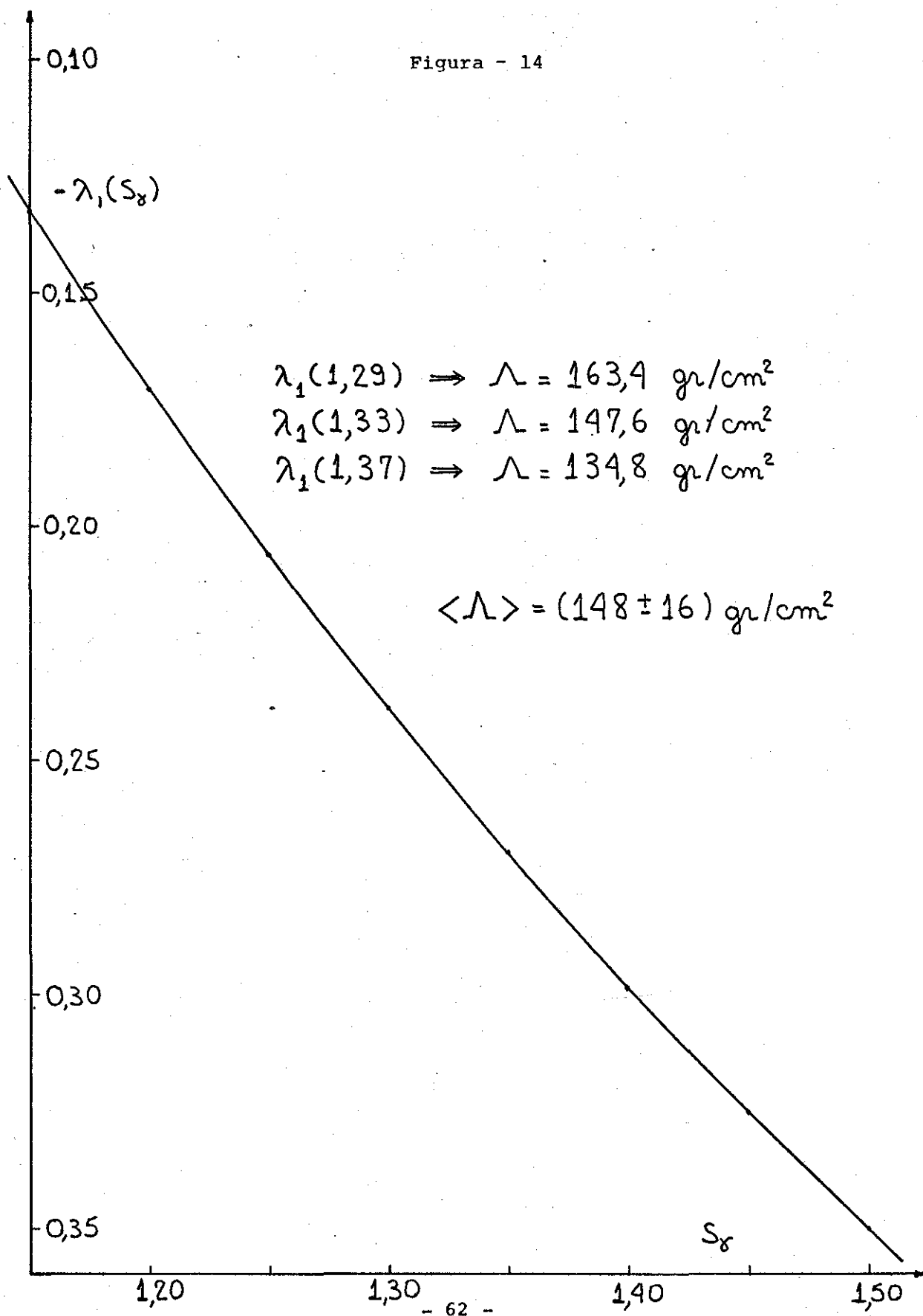
Portanto

$$\langle S_Y \rangle = 1,33 \pm 0,04$$

$$\langle \frac{Y}{S_N} \rangle = 1,55 \pm 0,08$$

$$\langle S_N \rangle = \begin{cases} 1,16 \pm 0,12 & \text{para C.E.N.C.} \\ 1,26 \pm 0,12 & \text{" E.A.S.} \\ 1,03 \pm 0,12 & \text{" satélite} \end{cases}$$

Figura - 14



CAPÍTULO V

CÁLCULOS ANALÍTICOS DE FLUXOS DAS COMPONENTES: NUCLEARMENTE ATIVA E ELETROMAGNÉTICA, DO ESPECTRO DE MULTIPLICIDADE E DO FLUXO DE ENERGIA DAS FAMÍLIAS⁽¹¹⁾

A descrição dos comportamentos médios das partículas geradas na atmosfera por hadrons incidentes e absorvidas ao atravessar a mesma é feita por equações diferenciais chamadas, na literatura, equações de difusão. Sua solução requer cálculos bastante trabalhosos, mesmo com o uso do método das transformadas de Mellin e Laplace diretas e inversas.^(5c)

Usando o método de separação de variáveis, Oliveira Castro^(12a, b) resolveu as equações de difusão dos nucleons e pions carregados na atmosfera.

No presente trabalho o método utilizado foi uma adaptação do método de interações sucessivas desenvolvido por Bhabha e Heitler.⁽⁴⁾ Eles calcularam o número de elétrons observados numa dada profundidade t , com energia maior que E , criados por um elétron inicial com energia E_0 .

No nosso caso, usamos esse método só para o cálculo das partículas nuclearmente ativas, sendo necessária a inclusão da inelasticidade das colisões e também as distribuições energética e angular dos produtos da interações.

Vale observar que os cálculos acima mencionados são unidimensionais, ou seja, não levam em conta o espalhamento lateral das partículas, e são desprezadas as contribuições dos pions secundários, terciários, etc, criados por pions gerados em interações anteriores.

As distribuições experimentais (massa em repouso M_Y^* , momento transversal P_{TY} e $P_{T\pi^0}$, momento longitudinal P_L^* , ângulo zenital θ_Y^* resultando isotropia) indicam que nas intera

ções hadrônicas de alta energia, a *Produção Múltipla de Mésons* é via '*ESTADOS INTERMEDIÁRIOS DISCRETOS*'. O fenômeno descoberto em 1967 pela C.B.J.⁽¹³⁾ vem sendo confirmado desde essa data por mais evidências.^(14a,b,c,d,e)

No capítulo VI será feito um cálculo levando em conta, explicitamente, esses '*ESTADOS INTERMEDIÁRIOS DISCRETOS*' para obter descrições semi-empíricas das características dos A-jatos, para os quais a literatura, até o momento, é muito restrita e de pequena estatística.⁽¹⁵⁾

No capítulo VII, utilizando somente A-jatos 'limpos', mostramos que seus resultados concordam com os dos C-jatos e assim sendo, utilizaremos para os cálculos desse capítulo alguns resultados obtidos com C-jatos.

V.2 Distribuições obtidas experimentalmente

Partindo dos resultados experimentais obtidos para os C-jatos, encontramos que a distribuição dos ângulos e momenta dos γ 's, no sistema em repouso do estado intermediário, pode ser descrito em boa aproximação como⁽¹⁵⁾

$$\Psi_Y(p^*, \theta^*) dp^* d(\cos \theta^*) = N_Y \Psi_Y \left[\frac{p^*}{p_0} \right] \frac{p^*}{2 p_0} \frac{dp^*}{p_0} d(\cos \theta^*) \quad (1)$$

$$\text{sendo } \int_0^\infty x \Psi(x) dx = 1$$

N_Y = multiplicidade média de γ 's produzidos no decaimento do estado intermediário

p_0 = momento médio dos γ 's no sistema em repouso do estado intermediário

$$p_0 = \frac{\langle p_Y^* \rangle}{2} = \frac{M_Y^*}{2 N_Y} = \frac{(1,3 \pm 0,2)}{2 \times 8} \text{ GeV}/c = (82 \pm 15) \text{ MeV}/c$$

$$\Psi_Y \left[\frac{p^*}{p_0} \right] \approx \exp \left[- \frac{p^*}{p_0} \right]$$

Usando as relações

$$\cos \theta^* = \frac{(1 - \Gamma^2 \theta^2)}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)} \quad (2)$$

$$p^* = \Gamma (E_Y - \beta E_Y \cos \theta) = \frac{E_Y (1 + \Gamma^2 \theta^2)}{2 \Gamma} \quad (3)$$

$$\Sigma E_Y = M_Y^* \Gamma = 2 N_Y p_O \Gamma \quad (4)$$

onde Γ = fator de Lorentz do estado intermediário

M_Y^* = massa em repouso do estado intermediário
em forma de γ 's

obtemos

$$f(E_Y, \theta_Y) dE_Y d\theta_Y = N_Y \exp \left[-X (1 + Y^2) \right] X dX dY^2 \quad (5)$$

$$\text{onde } X \equiv N_Y \frac{E_Y}{\Sigma E_Y} = \frac{E_Y}{\langle E_Y \rangle} = N_Y \frac{E_Y}{\Gamma M_Y^{*2} c^2}$$

$$Y \equiv \Gamma \theta$$

Essa equação, integrada em relação a Y , resulta distribuição diferencial energética. Integrada em relação a X obtemos a distribuição diferencial angular

$$f(E_Y, \theta_Y) d\theta_Y = N_Y \exp(-X) dX \quad (6)$$

e

$$f(E_Y, \theta_Y) d\theta_Y = N_Y \frac{dY^2}{(1 + Y^2)^2} \quad \text{se} \quad \int_0^\infty \text{eq. (5)} dX \quad (7)$$

$$N_Y \frac{dY^2}{(1 + Y^2)^2} \left(1 + (1 + Y^2) X_1 \right) \exp \left[-X_1 (1 + Y^2) \right]$$

se $\int_{X_1}^\infty \text{eq. (5)} dX$
 $X_1 = E_{\min} / \Sigma E_Y$

No presente trabalho introduzimos uma hipótese do aumento, de tipo potência, da multiplicidade média com o aumento de energia. Assim,

$$\langle N_Y \rangle = N_O (\Sigma E_Y / 10^{12} \text{ ev})^\alpha \quad (8)$$

cuja justificativa é dada no capítulo VIII.

V.3 Fluxo de energia das partículas nuclearmente ativas

Um nucleon primário de energia E_0 colidindo n vezes tem, na profundidade atmosférica t , o espectro de energia da forma

$$N_Y(E_0, E_N, t) dE_N = \sum_{n=0}^{\infty} P_n\left(\frac{t}{\lambda_i}\right) f_N(E_0, E_N) dE_N \quad (9)$$

$$\text{onde } P_n\left(\frac{t}{\lambda_i}\right) = \frac{1}{n!} \left(\frac{t}{\lambda_i}\right)^n \exp\left[-\frac{t}{\lambda_i}\right]$$

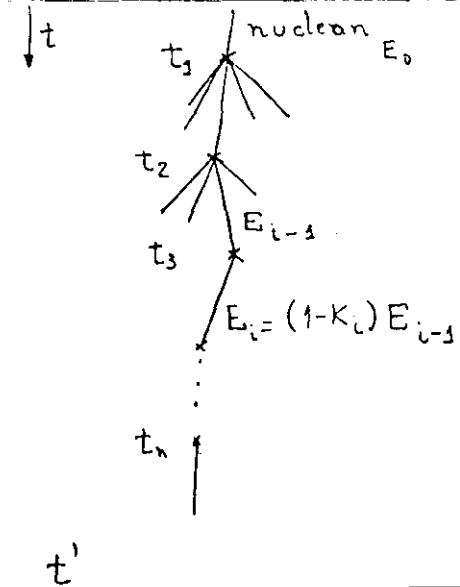
λ_i = livre caminho médio de colisão do nucleon. Foi tomado constante

$f_N(E_0, E_N)$ = distribuição de energia das p.n.a. geradas pelo nucleon primário de energia E_0

porque

$$\begin{aligned} 1) \quad & \int_0^{t'} \dots \int_0^{t_3} \int_0^{t_2} \exp\left[-\frac{t_1 - t_0}{\lambda_i}\right] \frac{dt_1}{\lambda_i} \dots \exp\left[-\frac{t_n - t_{n-1}}{\lambda_i}\right] \frac{dt_n}{\lambda_i} \exp\left[-\frac{t' - t_n}{\lambda_i}\right] \\ & = \exp\left[-\frac{t'}{\lambda_i}\right] \int_0^{t'} \dots \int_0^{t_3} \int_0^{t_2} \frac{dt_1}{\lambda_i} \frac{dt_2}{\lambda_i} \dots \frac{dt_n}{\lambda_i} \quad t_0 = 0 \\ & = \frac{1}{n!} \left(\frac{t'}{\lambda_i}\right)^n \exp\left[-\frac{t'}{\lambda_i}\right] \end{aligned}$$

2) ref. (12a)



Como não conhecemos as distribuições de inelasticidades K (=inelasticidade da colisão do nucleon) e k_Y (=inelasticidade para criação de γ 's) mas, somente seus valores médios $\langle K \rangle = 0,5$ e $\langle k_Y \rangle \approx 1/6$, usamos as seguintes formas para as mesmas (1ª aproximação desprezando-se as flutuações)

$$\eta(K) dK \quad \text{com} \quad \int_0^1 \eta(K) dK = 1 \quad \text{e} \quad \langle K \rangle = \int_0^1 K \eta(K) dK \quad (9a)$$

$$\xi(k_Y) dk_Y \quad " \quad \int_0^1 \xi(k_Y) dk_Y = 1 \quad \langle k_Y \rangle = \int_0^1 k_Y \xi(k_Y) dk_Y \quad (9b)$$

Evidentemente $\langle k_Y \rangle$ está ligado ao $\langle K \rangle$ mas, aqui assumimos que são independentes. Essa suposição não muda significativamente os resultados porque, como veremos mais adiante interessam-nos, para efeito de cálculo, os valores médios de k_Y e K e momentos médios tais como $\langle k_Y^Y \rangle$ e $\langle (1-K)^Y \rangle$.

Então a distribuição de energia das p.n.a. após n colisões do nucleon primário de energia E_0 com núcleos do ar é

$$f_N(E_N; E_0) dE_N = dE_N \int_{E_1 \leq E_{i-1}}^{\overbrace{\dots}^{n-1}} \eta\left(1 - \frac{E_1}{E_0}\right) \frac{dE_1}{E_0} \dots \eta\left(1 - \frac{E_N}{E_{N-1}}\right) \frac{dE_N}{E_{N-1}}$$

sendo que $E_i = (1 - K_i) E_{i-1}$

Fazendo $E_N^S = \left(\frac{E_N}{E_{N-1}}\right)^S \left(\frac{E_{N-1}}{E_{N-2}}\right)^S \dots \left(\frac{E_2}{E_1}\right)^S \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^S E_0^S$ vem,

$$f_N(E_N; E_0) dE_N = \frac{dE_N}{E_N} \frac{1}{2\pi i} \oint_C dS \left(\frac{E_0}{E_N}\right)^S \left[\int_0^1 (1-x)^S \eta(x) dx \right]^n \quad (10)$$

onde C é o caminho de integração no domínio de convergência, paralelo ao eixo imaginário

Substituindo a equação (10) na (9) vem

$$N(E_N, t; E_0) dE_N = \frac{dE_N}{E_N} \frac{1}{2\pi i} \oint_C dS \left(\frac{E_0}{E_N}\right)^S \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[\frac{t}{\lambda_1} \int_0^1 (1-x)^S \eta(x) dx \right]^n \exp\left[-\frac{t}{\lambda_1}\right]$$

$$N(E_N, t; E_O) = \frac{dE_N}{E_N} \frac{1}{2\pi i} \oint_C dS \left(\frac{E_O}{E_N} \right)^S \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a(S)} \right] \quad (11)$$

$$\text{onde } \frac{1}{\lambda_a(S)} = \frac{1 - \langle (1-K)^S \rangle}{\lambda_i}$$

$$\langle (1-K)^S \rangle = \int_0^1 (1-x)^S \eta(x) dx$$

Usando a equação(9b) obtemos para o espectro de produção das p.n.a.

$$\begin{aligned} N(\Sigma E_\gamma, t; E_O) d\Sigma E_\gamma &= d\Sigma E_\gamma \iint N(E_N, t; E_O) dE_N \xi(k_\gamma) \delta[\Sigma E_\gamma - k_\gamma E_N] dk_\gamma \\ &= \frac{d\Sigma E_\gamma}{\Sigma E_\gamma} \frac{1}{2\pi i} \oint_C dS \left(\frac{E_O}{\Sigma E_\gamma} \right)^S V \left[S; \frac{\Sigma E_\gamma}{E_O} \right] \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a(S)} \right] \quad (12) \\ \text{onde } V[S; x] &= \int_x^1 z^S \xi(z) dz \end{aligned}$$

Multiplicando essa última equação pelo fluxo primário

$$I dE_O = \gamma I_O \left(\frac{E_O}{E_{Omin}} \right)^{-(\gamma+1)} dE_O$$

obtemos o fluxo de energia das p.n.a.

$$I_{p.n.a.} (\geq \Sigma E_{\gamma min}, T) = I_O \langle k_\gamma^\gamma \rangle \left(\frac{\Sigma E_\gamma}{\Sigma E_{\gamma min}} \right)^{-\gamma} \exp \left[- \frac{T}{\lambda_a(\gamma)} \right] \quad (13a)$$

$$\text{onde } \langle k_\gamma^\gamma \rangle = \int_0^1 z^\gamma \xi(z) dz$$

$$\frac{1}{\lambda_a(\gamma)} = \frac{1 - \langle (1-K)^\gamma \rangle}{\lambda_i} \quad (13b)$$

$$\langle (1-K)^\gamma \rangle = \int_0^1 (1-x)^\gamma \eta(x) dx$$

V.4 Fluxo de energia da componente eletromagnética

Para o cálculo do comportamento da componente eletromagnética, usamos frequentemente funções de cascata iniciadas por um γ . Como, nas nossas experiências com câmaras de

emulsões, a energia limiar de detecção dos γ 's e elétrons é da ordem de $E_{\min} \sim 1 \text{ Tev}$, a aproximação A é suficiente. Essa aproximação despreza o efeito Compton, os processos de colisão e usa fórmulas assintóticas para descrever processos de radiação e produção de pares.⁽¹⁰⁾ Não levam em conta também os efeitos Landau-Pomeranchuk e Chudakov.

Assim, as funções de cascata para multiplicidade e energia são descritas por

$$N(E'_\gamma, E_\gamma, t) \approx \frac{1}{2\pi i} \int \frac{du}{u} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^u N_1(u) \exp[\lambda_1(u)t] \quad (14)$$

$$\frac{\sum E_\gamma (E'_\gamma, E_\gamma, t)}{E_\gamma} \approx \frac{1}{2\pi i} \int \frac{du}{u-1} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^u N_1(u) \exp[\lambda_1(u)t] \quad (15)$$

$$\text{onde } N_1(u) = H_1(u) + \sqrt{u} M(u)$$

$H_1(u), M(u), \lambda_1(u)$ são funções conhecidas do estudo da teoria de 'chuviscos de cascata' (10)

As fórmulas acima são aproximadas pois desprezou-se também a contribuição do termo $N_2(u) \exp[\lambda_2(u)t]$ que é muito pequeno.

Usando as equações (6), (8) e (13) obtemos para o espectro de produção de γ 's na profundidade $(t, t+dt)$

$$\begin{aligned} p(E'_\gamma, t) \frac{dE'_\gamma}{\lambda_i} \frac{dt}{\lambda_i} &= \frac{dt}{\lambda_i} \int_{E'_\gamma}^{\infty} d\sum E_\gamma \frac{dI_{\text{pna}}(\geq \sum E_\gamma, t)}{d\sum E_\gamma} N_\gamma \exp\left[-N_\gamma \frac{E'_\gamma}{\sum E_\gamma}\right] N_\gamma \frac{dE'_\gamma}{\sum E_\gamma} \\ &= I_0 \langle k_\gamma \rangle E_Y^{-(\beta-1)} \exp\left[-\frac{t}{\lambda_a(\gamma)}\right] \frac{\gamma}{1-\alpha} N_0^{1-\beta} \Gamma(1+\beta) \frac{dE'_\gamma}{\lambda_i} \frac{dt}{\lambda_i} \\ &\text{com } \beta(\gamma) = \frac{\gamma - \alpha}{1 - \alpha} \end{aligned} \quad (16)$$

Multiplicando essa última equação por (14) e integrando em E'_γ obtemos o fluxo de energia da componente eletromagnética

$$I_Y(\geq E_Y, T) = \int_0^T \frac{dt}{\lambda_1} \int_{E_{\gamma \min}}^{\infty} dE'_Y p(E'_Y, t) N(E'_Y, E_Y, T-t)$$

$$I_Y(\geq E_{\min}, T) = \gamma I_0 \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\beta(\gamma)} \Omega_Y(\gamma, T) \quad (17a)$$

$$\text{onde } \beta(S) = \frac{S - \alpha}{1 - \alpha} \quad (17b)$$

$$\Omega_Y(\gamma, T) = \langle k_Y^\gamma \rangle \frac{N_0^{1-\beta(\gamma)}}{1-\alpha} \Gamma[1+\beta(\gamma)] N_1[\beta(\gamma)] \frac{-1}{\lambda_1 \Lambda(\gamma)} \left(1 - \exp T \Lambda(\gamma) \right) \cdot \exp \left[- \frac{T}{\lambda_a(\gamma)} \right]$$

$$\Lambda(S) = \lambda_1 [\beta(S)] + \frac{1}{\lambda_a(S)} \quad (17c)$$

V.5 Razão R entre os fluxos das partículas nuclearmente ativas e da componente eletromagnética

Dividindo as equações(13) e (17) obtemos para R

$$R \left[\frac{I_{pna}}{I_Y} \right] = \frac{\gamma - \alpha}{\gamma} \frac{N_0^{\beta-1}}{\Gamma(1+\beta)} \frac{1}{N_1(\beta)} \frac{\lambda_1 \Lambda(\gamma)}{\exp[\Lambda(\gamma)T] - 1} \left(\frac{E}{10^{12} \text{ ev}} \right)^{\alpha(\gamma-1)/1-\alpha} \quad (18)$$

V.6 Fluxos de multiplicidade e de energia das famílias

Usando as equações (6) e (12) o espectro de energia de produção de γ 's pelo nucleon primário de energia E_0 , numa profundidade $(t, t+dt)$ resulta

$$q(E'_Y, t; E_0) dE'_Y \frac{dt}{\lambda_1} = \frac{dt}{\lambda_1} \int_{E'_Y}^{E_0} d\Sigma E_Y N(\Sigma E_Y, t; E_0) N_Y \exp \left[- N_Y \frac{E'_Y}{\Sigma E_Y} \right] N_Y \frac{dE'_Y}{\Sigma E_Y}$$

$$\approx \frac{dt}{\lambda_1} \frac{dE'_Y}{E'_Y} \frac{1}{1-\alpha} \frac{1}{2\pi i} \oint_C ds E_0^S E_Y^{-\beta(S)} \langle k_Y^S \rangle N_0^{1-\beta(S)} \cdot \Gamma(1+\beta(S)) \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a(S)} \right] \quad (19)$$

$$\text{onde } \langle k_Y^S \rangle = \int_0^1 z^S \xi(z) dz$$

$$\beta(S) = \frac{S - \alpha}{1 - \alpha}$$

foi feita a aproximação $E_0 \gg E'_Y$. Essa aproximação é razoável para $\Sigma E_Y > 10 \text{ Tev}$ pois $(t/\lambda_1) \sim 7$ - Chacaltaya e $\langle k_Y \rangle \sim 1/6$

Multiplicando essa última equação por (14) e por (15) e integrando em relação a E'_Y e t , obtemos respectivamente

$$N_Y(>E_{\min}, T; E_O) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_N} \frac{dS}{\beta(S)} \frac{E_O^S}{E_{\min}^{\beta(S)}} \Omega_Y(S, T) \quad (20)$$

$$\frac{\Sigma E_Y(>E_{\min}, T; E_O)}{E_{\min}} = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_E} \frac{dS}{\beta(S)-1} \frac{E_O^S}{E_{\min}^{\beta(S)}} \Omega_Y(S, T) \quad (21)$$

onde C_N e C_E são caminhos de integração paralelos ao eixo imaginário, com as condições $\text{Re}(S) > \alpha$ e $\text{Re}(S) > 1$, respectivamente

Sendo a profundidade atmosférica de Chacaltaya suficientemente grande, podemos fazer a integração de t até o infinito. Com isso obtemos um polo simples no integrando, tal que:

$$\Lambda(\bar{S}) = \lambda_1 \left(\frac{\bar{S} - \alpha}{1 - \alpha} \right) + \frac{1}{\lambda_a(\bar{S})} = 0 \quad (22)$$

Assim as equações (20 e (21) tornam-se da forma

$$N_Y(>E_{\min}, T; E_O) = \frac{1}{\bar{S} - \alpha} \frac{B_O(\bar{S})}{\lambda_i \Lambda'(\bar{S})} \left(\frac{E_O}{E_{\min}} \right)^{\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\beta(\bar{S})} \exp \left[- \frac{T}{\lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (23)$$

e

$$\frac{\Sigma E_Y(>E_{\min}, T; E_O)}{E_{\min}} = \frac{1}{\bar{S} - 1} \frac{B_O(\bar{S})}{\lambda_i \Lambda'(\bar{S})} \left(\frac{E_O}{E_{\min}} \right)^{\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\beta(\bar{S})} \exp \left[- \frac{T}{\lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (24)$$

$$\text{onde } B_O(S) = \langle k_Y^Y \rangle N_O^{1-\beta(S)} \Gamma[1+\beta(S)] N_1[\beta(S)]$$

$$\Lambda'(\bar{S}) = \left. \frac{\partial \Lambda(S)}{\partial S} \right|_{S=\bar{S}}$$

Usando novamente o fluxo da radiação cósmica primária da forma

$$I dE_O = \gamma I_O \left(\frac{E_O}{E_{\min}} \right)^{-(\gamma+1)} dE_O$$

obtemos

$$I(>f_N) = I_0 \left[\frac{1}{\bar{S}-\alpha} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_1 \Lambda'(\bar{S})} \right]^{\gamma/\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\gamma\beta(\bar{S})/\bar{S}} f_N^{-\gamma/\bar{S}} \exp \left[-\frac{\gamma T}{\bar{S} \lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (25)$$

e

$$I(>f_E) = I_0 \left[\frac{1}{\bar{S}-1} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_1 \Lambda'(\bar{S})} \right]^{\gamma/\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\gamma\beta(\bar{S})/\bar{S}} f_E^{-\gamma/\bar{S}} \exp \left[-\frac{\gamma T}{\bar{S} \lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (26)$$

$$\text{sendo } f_N \equiv M_Y(>E_{\min})$$

$$f_E \equiv \frac{\Sigma E_Y(>E_{\min})}{E_{\min}}$$

V.7 Resumo dos cálculos analíticos

$$I_{pna}(>\Sigma E_{Y\min}, T) = I_0 \langle k_Y^Y \rangle \left(\frac{\Sigma E_Y}{\Sigma E_{Y\min}} \right)^{-\gamma} \exp \left[-\frac{T}{\lambda_a(\gamma)} \right] \quad (13a)$$

$$\frac{1}{\lambda_a(\gamma)} = \frac{1 - \langle (1-K)^Y \rangle}{\lambda_1} \quad (13b)$$

$$I_Y(>E_{\min}, T) = \gamma I_0 \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\beta(\gamma)} \Omega_Y(\gamma, T) \quad (17a)$$

$$\beta(S) = \frac{S - \alpha}{1 - \alpha} \quad (17b)$$

$$\Omega_Y(\gamma, T) = \langle k_Y^Y \rangle \frac{N_0^{1-\beta(\gamma)}}{1 - \alpha} \frac{\Gamma[1+\beta(\gamma)] N_1[\beta(\gamma)]}{\lambda_1 \Lambda(\gamma)} \left(\exp[T\Lambda(\gamma)] - 1 \right) \cdot \exp \left[-\frac{T}{\lambda_a(\gamma)} \right]$$

$$\Lambda(S) = \lambda_1 [\beta(S)] + \frac{1}{\lambda_a(S)} \quad (17c)$$

$$R \left[\frac{I_{pna}}{I_Y} \right] = \frac{\gamma - \alpha}{\gamma} \frac{N_0^{\beta-1}}{\Gamma(1+\beta)} \frac{1}{N_1(\beta)} \frac{\lambda_1 \Lambda(\gamma)}{\exp[\Lambda(\gamma)T] - 1} \left(\frac{E}{10^{12} \text{ ev}} \right)^{\alpha(\gamma-1)/1-\alpha} \quad (18)$$

$$N_Y(>E_{\min}, T; E_0) = \frac{1}{\bar{S}-\alpha} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_1 \Lambda'(\bar{S})} \left(\frac{E_0}{E_{\min}} \right)^{\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\beta(\bar{S})} \exp \left[-\frac{T}{\lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (23)$$

$$\frac{\Sigma E_Y(>E_{\min}, T; E_0)}{E_{\min}} = \frac{1}{\bar{S}-1} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_1 \Lambda'(\bar{S})} \left(\frac{E_0}{E_{\min}} \right)^{\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\beta(\bar{S})} \exp \left[-\frac{T}{\lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (24)$$

$$\text{onde } B_0(S) = \langle k_Y^Y \rangle N_0^{1-\beta(S)} \Gamma[1+\beta(S)] N_1[\beta(S)]$$

$$\Lambda'(\bar{S}) = \left. \frac{\partial \Lambda(S)}{\partial S} \right|_{S=\bar{S}}$$

$$I(>f_N) = I_0 \left(\frac{1}{\bar{S}-\alpha} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_i \Lambda'(\bar{S})} \right)^{\gamma/\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\gamma\beta(\bar{S})/\bar{S}} f_N^{-\gamma/\bar{S}} \exp \left[-\frac{\gamma T}{\bar{S} \lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (25)$$

$$I(>f_E) = I_0 \left(\frac{1}{\bar{S}-1} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_i \Lambda'(\bar{S})} \right)^{\gamma/\bar{S}} \left(\frac{E_Y}{E_{\min}} \right)^{-\gamma\beta(\bar{S})/\bar{S}} f_E^{-\gamma/\bar{S}} \exp \left[-\frac{\gamma T}{\bar{S} \lambda_a(\bar{S})} \right] \quad (26)$$

$$\text{sendo } f_N \equiv M_Y(>E_{\min})$$

$$f_E \equiv \frac{\Sigma E_Y(>E_{\min})}{E_{\min}}$$

Da comparação das equações desse capítulo com as obtidas no capítulo IV, temos a seguinte equivalência entre as notações: (note-se que os resultados do capítulo IV são em píricos enquanto os do capítulo V são 'teórico-fenomenológicos' para valores médios)

capítulo IV

capítulo V

$$S_N$$

$$\bar{S}$$

$$S_Y$$

$$\beta(\bar{S})$$

$$\frac{\gamma S_Y}{S_N}$$

$$\beta(\gamma)$$

$$\frac{\Lambda S_N}{\gamma}$$

$$\frac{\bar{S} \lambda_a(\bar{S})}{\gamma}$$

$$N^*$$

$$\frac{1}{\bar{S}-\alpha} \frac{B_0(\bar{S})}{\lambda_i \Lambda'(\bar{S})}$$

V.8 Comparação com resultados experimentais

Como já foi discutido no capítulo IV os espec tros de multiplicidade e de energia das famílias são bastante afetados pela energia E_{limiar} . Assim sendo não discutiremos no vamente esse tipo de comparação.

Da equação(17b), usando $\gamma=1,8\pm0,1$ e $\beta=2,05\pm0,05$, obtemos

$$\alpha = 0,24 \pm 0,08$$

Da equação(18) usando $\gamma=1,8\pm0,1$, $\beta=2,05\pm0,05$,
 $\lambda_a=(95\pm5)$ gr/cm², $T = 540$ gr/cm², $\lambda_i = 80$ gr/cm², $\alpha = 0,24 \pm 0,08$
 e a razão R

$$R \left[\frac{I_{pna}}{I} \right] = \frac{5,0 \times 10^{-11}}{2,25 \times 10^{-9}} \frac{E}{10^{12} \text{ ev}}^{0,25}$$

obtemos,

$$\langle N_o \rangle = 10 \pm 2 \quad (\text{fig.15})$$

Se impuzermos, na aproximação adotada, as igualdades $S_\gamma = \beta(\bar{S})$, $\bar{S} = S_N$ e usando $S_\gamma = 1,33 \pm 0,04$ obtemos a Tabela I.

Se impuzermos as igualdades $\frac{\Lambda S_N \bar{S}}{\gamma} = \frac{\lambda_a(\bar{S})}{\gamma}$, $\bar{S} = S_N$

e usarmos para $\Lambda = (148 \pm 16)$ gr/cm² (cap.IV) obtemos a Tabela II.

Tabela I

α	S_N
0,00	1,33
0,10	1,30
0,15	1,28
0,20	1,26
0,25	1,25
0,30	1,23
0,35	1,21
0,40	1,20

Tabela II

λ_i (gr/cm ²)	S_N	
	Caso I	Caso II
70	0,92	0,90
75	1,02	1,03
80	1,12	1,18
85	1,23	1,35
90	1,35	1,55

sendo $\frac{\lambda_i}{\lambda_a(\bar{S})} = 1 - \langle (1-K)^{\bar{S}} \rangle$

$$= 1 - \int_0^1 (1-K)^{\bar{S}} \eta(K) dK$$

a densidade de probabilidade da inelasticidade dada por

Caso I: $\eta(K) dK = \delta(K-0,5) dK$

Caso II: $\eta(K) dK = dK$

Notamos nas duas tabelas que uma pequena mudança em S_N acarreta uma variação apreciável para λ_i e α . A situação é análoga à verificada anteriormente para S_γ .

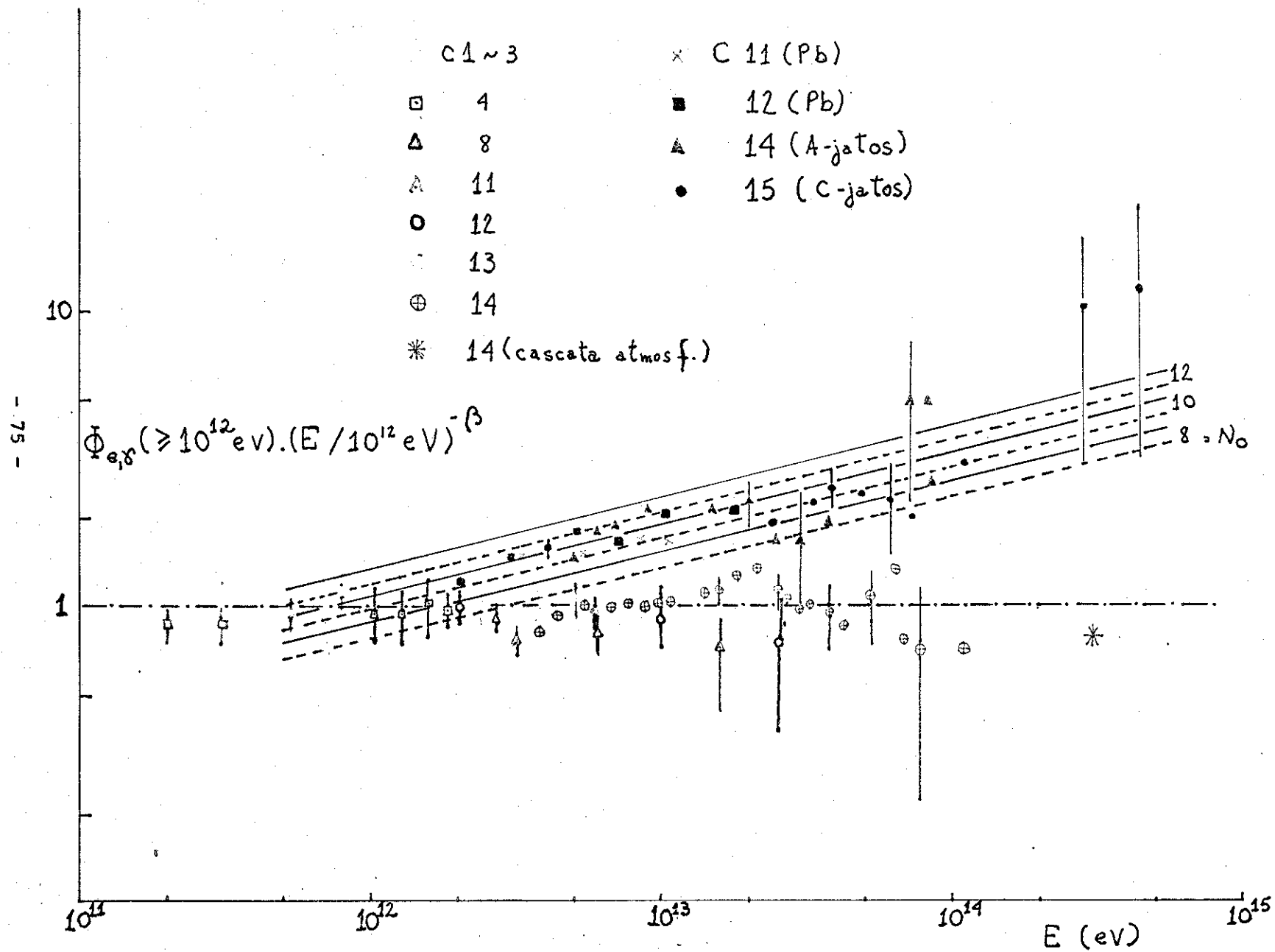


Figura - 15

Desde que o expoente γ das p.n.a. é menor que o expoente β da componente eletromagnética, acreditamos que deve haver a mesma relação entre S_N e S_γ . Assim sendo, das duas tabelas e da equação(17b) tem-se que

$$\begin{aligned} 0,1 &\lesssim \alpha \lesssim 0,4 \\ 1,2 &\lesssim S_N \lesssim 1,3 \\ 80 &\lesssim \lambda_1/(\text{gr/cm}^2) \lesssim 85 \end{aligned}$$

O valor de $\alpha = 0,24 \pm 0,08$ anteriormente obtido está compreendido no intervalo $0,1 \lesssim \alpha \lesssim 0,4$ acima determinado.

O resultado $1,2 \lesssim S_N \lesssim 1,3$ é satisfatório com o obtido no capítulo IV $1,0 \lesssim S_N \lesssim 1,3$ para $1,6 < \gamma < 1,95$.

A literatura é restrita em relação a medidas de caminho livre médio de interação λ_1 no ar, pois elas são feitas indiretamente usando inelasticidade média $\langle K \rangle = 0,5$ e valores de caminho livre médio de absorção λ_a , os quais são medíveis diretamente comparando fluxos em diferentes profundidades atmosféricas.

O λ_1 acima obtido concorda com os medidos através dessa comparação de fluxos e mostra também que varia pouco com distribuições de inelasticidade do tipo delta ou do tipo uniforme. Varia, isso sim, bastante com o valor de S_N o qual deve estar intimamente ligado com as características das interações nucleares.

Dessa maneira tornam-se bastante desejáveis as medidas de S_N em função da energia ΣE_γ .

CAPÍTULO VI
COMPORTAMENTO LATERAL DAS FAMÍLIAS

A morfologia das famílias até agora discutida tratou somente do comportamento longitudinal das mesmas. Como as famílias também se desenvolvem lateralmente, nesse capítulo examinaremos o seu comportamento lateral.

Uma família atmosférica, constituída de γ 's, elétrons[±] e de p.n.a., tem normalmente, em Chacaltaya, espalhamento de alguns centímetros a algumas dezenas de centímetros. Comparada a '*chuveiros atmosféricos extensos*' - C.A.E., o espalhamento das famílias atmosféricas é bastante pequeno pois os chuueiros atmosféricos extensos se dispersam num raio de algumas centenas de metros a partir da direção de incidência. Apesar de não terem sido feitas buscas dos constituintes das famílias em toda a câmara, continua válida a afirmação anterior para a maioria das famílias atmosféricas analisadas.

Um C.A.E. é uma superposição de todos os secundários produzidos numa interação nuclear e suas consequências, com predominância para γ 's e elétrons, sendo registrados, pelos detetores, somente aqueles que tem $E_{e,\gamma} > E_{\text{crit.ar}} \sim 10^8 \text{ ev}$ - ($E_{\text{crit.ar}}$ é a '*energia crítica do ar*') e que não são absorvidos na atmosfera.

Como o espalhamento observado nas famílias é de 1-10 cm, sua explicação somente em termos do espalhamento múltiplo torna-se difícil pois, dado que a dispersão lateral dos γ 's e elétrons atmosféricos devida ao espalhamento coulombiano no múltiplo é

$$r_{\text{esp}} = \frac{K}{E_{\gamma}} \times 1 \text{ u.c. ar}$$

onde $K = 21 \text{ Mev}$ (constante de Molière para espalhamento múltiplo)

$$1 \text{ u.c. ar em Chacaltaya} \approx 6 \times 10^4 \text{ cm}$$

então uma família atmosférica detectada pela C.E.N.C. exposta durante 1 ano, tem o limiar de detecção em $E_{\text{limiar}} \approx 10^{12}$ ev, o que acarreta

$$r_{\text{esp famílias}} \approx 1,2 \text{ cm}$$

enquanto para os C.A.E.

$$r_{\text{esp C.A.E.}} \approx 120 \text{ m}$$

Assim o espalhamento observado nas famílias deve estar afetado pela dispersão angular dos $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ resultantes do decaimento dos estados intermediários criados pela interação nuclear, e também pela contaminação de interações sucessivas.

O método de determinação da altura onde ocorreu a interação predominante é um dos grandes problemas das famílias atmosféricas e alvo de muitas críticas. Desde que a dispersão dos constituintes de uma família atmosférica não é explicável somente em termos do espalhamento múltiplo, desenvolveremos, nesse capítulo, um método de análise baseado na dispersão lateral em distância e não em θ e também na energia total observada $\Sigma E_{\gamma \text{ obs}}$, sem usar a altura de interação normalmente determinada pelo método de acoplamento de 2 γ 's num π^0 . (cap.VII)

VI.2 Cálculo analítico de $r_{\gamma}(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}}$ e da distribuição angular dos γ 's dentro da família

Como vimos anteriormente, a dispersão lateral dos γ 's e elétrons das famílias é governada pela interação nuclear que os produz e o efeito do espalhamento múltiplo, devido a passagem pela atmosfera, adiciona uma pequena correção.

Assumimos que a interação nuclear, na profundidade atmosférica (T-t), produz um estado intermediário que rapidamente ($\sim 10^{-23}$ seg) decai num conjunto de γ 's. Esses γ 's propagam-se pela atmosfera e chegam na câmara localizada na pro

isto é, ao ângulo mediano do decaimento do estado intermediário.

Se a distribuição energética e angular for dada pela equação(5) do capítulo V,

$$f(E_Y, \theta_Y) dE_Y d\theta_Y = N_Y \exp \left[-X(1+Y^2) \right] X dX dY^2$$

onde $X \equiv N_Y \frac{E_Y}{\Sigma E_Y} = \frac{E_Y}{\langle E_Y \rangle} = N_Y \frac{E_Y}{\Gamma M_Y^{*c} 2}$

$Y \equiv \Gamma \theta_Y$

então a distribuição angular é:

$$\int dE_Y f(E_Y, \theta_Y) \pi(E_Y, E, t)$$

onde $\pi(E_Y, E, t) = \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds_Y}{s_Y} N_1(s_Y) \left(\frac{E_Y}{E} \right)^{s_Y} \exp[\lambda_1(s_Y)t]$

é uma função conhecida da teoria de 'chuveiros de cascata' (10)

Portanto

$$\begin{aligned} \int dE_Y f(E_Y, \theta_Y) \pi(E_Y, E, t) &\approx N_Y dY^2 \int dX X \exp \left[-X(1+Y^2) \right] \pi(X \langle E_Y \rangle, E, t) \\ &\approx N_Y dY^2 \int dX X \exp \left[-X(1+Y^2) \right] \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds_Y}{s_Y} N_1(s_Y) \left[\frac{\langle E_Y \rangle}{E} \right]^{s_Y} X^{s_Y} \exp[\lambda_1(s_Y)t] \\ &\approx N_Y \frac{1}{2\pi i} \int ds_Y \frac{N_1(s_Y)}{s_Y} \left[\frac{\langle E_Y \rangle}{E} \right]^{s_Y} \exp[\lambda_1(s_Y)t] \frac{\Gamma(s_Y+2)}{s_Y+1} \frac{s_Y+1}{(1+Y^2)^{s_Y+2}} dY^2 \end{aligned}$$

para $N_Y \rightarrow \infty$
 $s_Y > 0$

$$\begin{aligned} dE_Y f(E_Y, \theta_Y) &\approx N_Y \left(\frac{s_Y+1}{(1+Y^2)^{s_Y+2}} \right) dY^2 \\ &\approx N_Y \frac{\bar{s}_Y+1}{(1+Y^2)^{\bar{s}_Y+2}} dY^2 \end{aligned}$$

Quando temos distribuição angular isotrópica temos (equação 7 - capítulo V)

$$\int dE_Y f(E_Y, \theta_Y) = N_Y \frac{1}{(1+Y^2)^2} dY^2$$

isto é, ao ângulo mediano do decaimento do estado intermediário.

Se a distribuição energética e angular for dada pela equação(5) do capítulo V,

$$f(E_Y, \theta_Y) dE_Y d\theta_Y = N_Y \exp \left[-X(1+Y^2) \right] X dX dY^2$$

$$\text{onde } X \equiv N_Y \frac{E_Y}{\Sigma E_Y} = \frac{E_Y}{\langle E_Y \rangle} = N_Y \frac{E_Y}{\Gamma M_Y^{*c}{}^2}$$

$$Y \equiv \Gamma \theta_Y$$

então a distribuição angular é:

$$\int dE_Y f(E_Y, \theta_Y) \pi(E_Y, E, t)$$

$$\text{onde } \pi(E_Y, E, t) \approx \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds_Y}{s_Y} N_1(s_Y) \left(\frac{E_Y}{E} \right)^{s_Y} \exp \left[\lambda_1(s_Y) t \right]$$

é uma função conhecida da teoria de 'chuveiros de cascata' (10)

Portanto

$$\int dE_Y f(E_Y, \theta_Y) \pi(E_Y, E, t) \approx N_Y dY^2 \int dX X \exp \left[-X(1+Y^2) \right] \pi(X \langle E_Y \rangle, E, t)$$

$$\approx N_Y dY^2 \int dX X \exp \left[-X(1+Y^2) \right] \frac{1}{2\pi i} \int \frac{ds_Y}{s_Y} N_1(s_Y) \left[\frac{\langle E_Y \rangle}{E} \right]^{s_Y} X^{s_Y} \exp \left[\lambda_1(s_Y) t \right]$$

$$\approx N_Y \frac{1}{2\pi i} \int ds_Y \frac{N_1(s_Y)}{s_Y} \left[\frac{\langle E_Y \rangle}{E} \right]^{s_Y} \exp \left[\lambda_1(s_Y) t \right] \frac{\Gamma(s_Y+2)}{s_Y+1} \frac{s_Y+1}{(1+Y^2)^{s_Y+2}} dY^2$$

$$\text{para } N_Y \rightarrow \infty$$

$$s_Y > 0$$

$$dE_Y f(E_Y, \theta_Y) \approx N_Y \left(\frac{s_Y + 1}{(1+Y^2)^{s_Y+2}} \right) dY^2$$

$$\approx N_Y \frac{\bar{s}_Y + 1}{(1+Y^2)^{\bar{s}_Y+2}} dY^2$$

Quando temos distribuição angular isotrópica temos (equação 7 - capítulo V)

$$\int dE_Y f(E_Y, \theta_Y) = N_Y \frac{1}{(1+Y^2)^2} dY^2$$

Desta maneira a diferença entre as duas vem do fator

$$\frac{\bar{S}_Y + 1}{(1+Y^2) \bar{S}_Y}$$

As distribuições laterais esperadas estão representadas na fig.16 para os valores de $\bar{S}_Y = 0,0$, $1,0$ e $1,3$. Notamos que não há grande diferença principalmente para $\bar{S}_Y = 1,0$ e $\bar{S}_Y = 1,3$.

VI.3 Análise da distribuição lateral da família

Juntando as equações anteriores,obtemos a expressão para a distância característica do espalhamento

$$r_{1/2} = \frac{M_Y^* c^2 h(t)}{(\Sigma E_Y)_{\text{real}}}$$

Se a interação ocorre a baixa altura, a energia $(\Sigma E_Y)_{\text{real}} \approx (\Sigma E_Y)_{\text{obs}}$. Então para estimarmos a altura basta medirmos $r_{1/2}$ e usar a massa do estado intermediário determinada,por exemplo,pelo método de $\Sigma P_L = 0$.

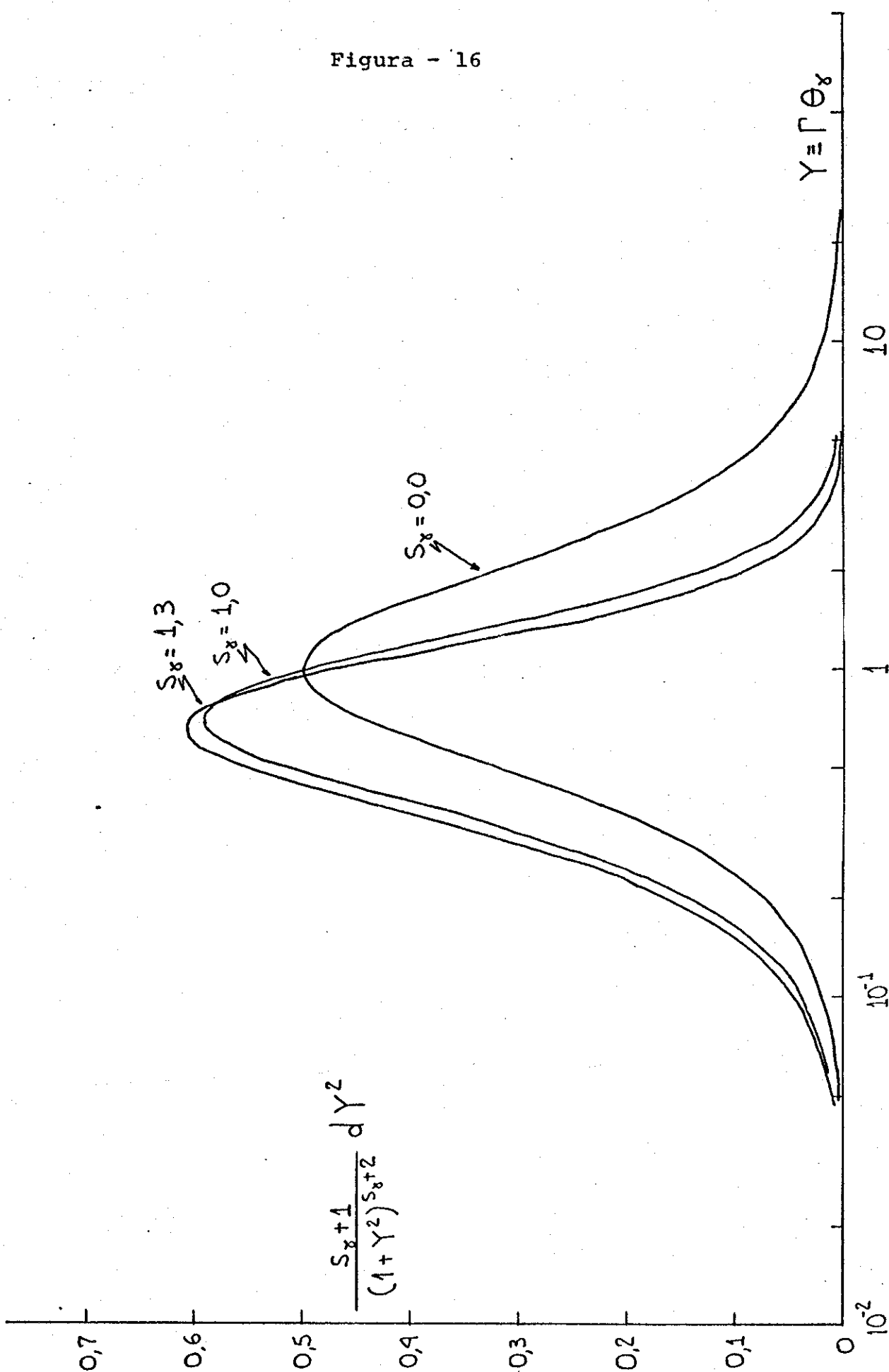
Famílias muito espalhadas são, em geral, superposição de cascatas atmosféricas e jatos, sugerindo que a interação aconteceu a grande altura. Tais famílias tem, certamente, $(\Sigma E_Y)_{\text{obs}} < (\Sigma E_Y)_{\text{real}}$.

Seguindo a argumentação do capítulo IV,o comportamento médio da degradação de energia, através dos processos de cascatas atmosférica, é descrito por

$$(\Sigma E_Y)_{\text{obs}} = (\Sigma E_Y)_{\text{real}} \cdot \exp \left[- \frac{t}{\Lambda} \right]$$

onde $\Lambda = (148 \pm 16) \text{ gr/cm}^2$ é o caminho livre médio de atenuação da multiplicidade e energia das famílias (capítulo IV.9)

Figura - 16



Sendo atmosfera isotérmica

$$h(t) = h_0 \ln \left[\frac{T}{t-t} \right]$$

obtemos

$$\langle r_{1/2} \rangle = \frac{h_0 M_Y^* c^2}{(\Sigma E_Y)_{\text{obs}}} \frac{\ln \left[\frac{T}{T-t} \right]}{\exp \left[\frac{t}{\Lambda} \right]}$$

onde o fator $\ln \left[\frac{T}{T-t} \right] / \exp \left[\frac{t}{\Lambda} \right]$ é possível ser calculado numericamente para várias profundidades (t) e é praticamente constante num intervalo bastante grande de (t). (fig.17)

Finalmente chegamos a fórmula

$$\langle r_{1/2} \rangle = A \frac{h_0 M_Y^* c^2}{(\Sigma E_Y)_{\text{obs}}}$$

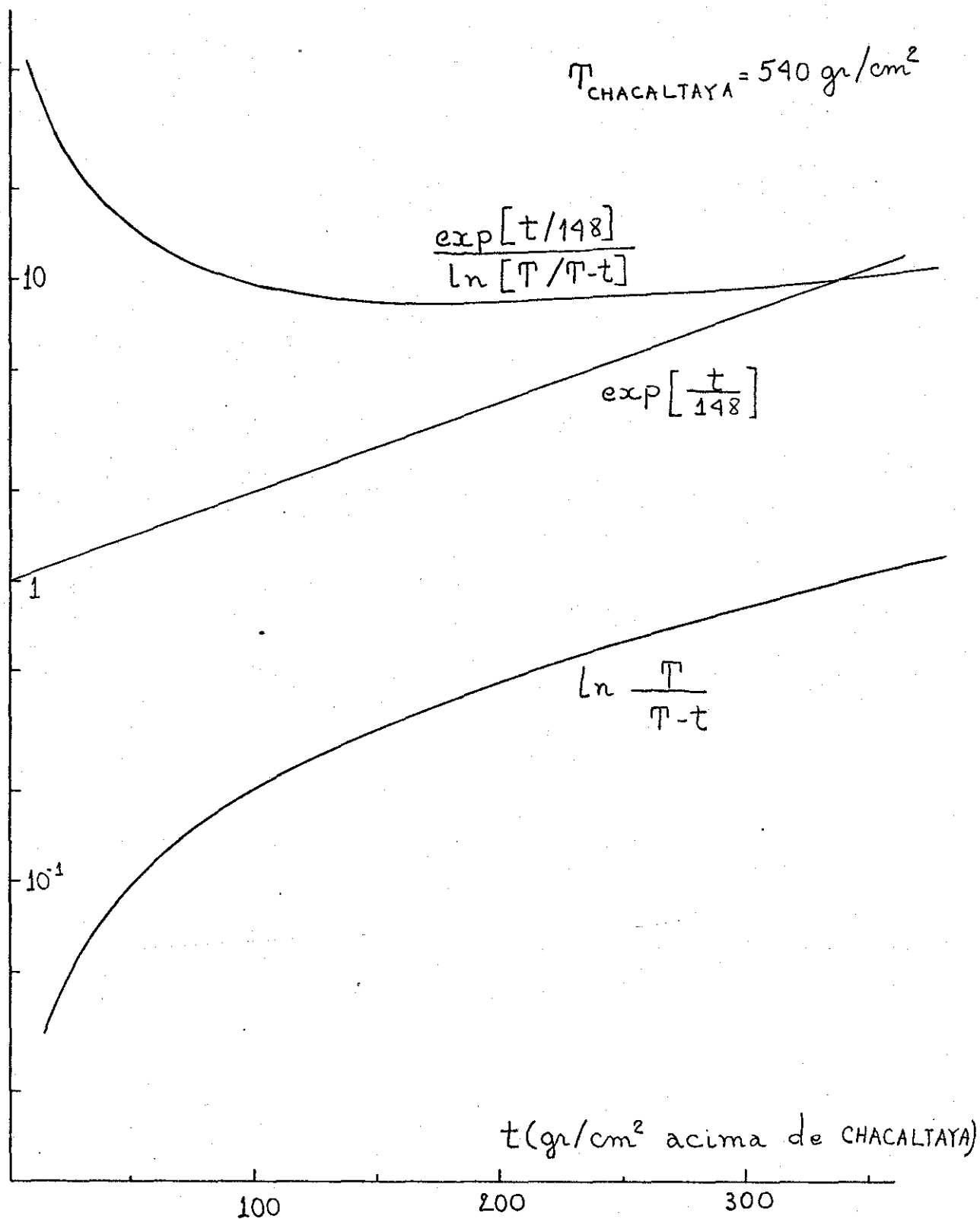
onde $h_0 = 7,5$ km (escala de altura em Chacaltaya)

$$A \approx 0,1 \text{ para } t \gtrsim 80 \text{ gr/cm}^2$$

Esta fórmula aproximada nos mostra que o efeito da variação da altura não aparece explicitamente no espalhamento da família. Uma família com um certo $(\Sigma E_Y)_{\text{obs}}$ e um espalhamento lateral $r_{1/2}$ pode ter se originado de um estado intermediário com massa M_Y^* produzido a diferentes alturas. Se a altura é grande, a energia total inicial $(\Sigma E_Y)_{\text{real}}$ deve ser grande para que a família seja observável na câmara e então o ângulo mediano $\theta_{1/2}$ será pequeno mas, esta diminuição é, em média, cancelada pelo aumento da distância percorrida, de tal maneira que o espalhamento lateral não é muito diferente de outras famílias com mesma massa M_Y^* .

A situação acima descrita mostra a dificuldade de se estimar a altura de interação exceto para as interações que ocorreram perto da câmara. Para estas existe um método mais eficaz e que consiste em acoplar pares de γ 's em um π^0 e exigir consistência máxima.

Figura - 17



VI.4 Famílias atmosféricas mistas com $(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} > 100 \text{ Tev}$

Selecionadas todas as famílias atmosféricas produzidas a grandes alturas e com $(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} > 100 \text{ Tev}$, construímos os gráficos $r_\gamma(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}}$. Esse parâmetro está relacionado com $\langle r_{1/2}(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} \rangle$ através da expressão

$$r_\gamma(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} = \Gamma \Theta_\gamma \langle r_{1/2}(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} \rangle$$

$$r_\gamma(\Sigma E_\gamma)_{\text{obs}} = \Gamma \Theta_\gamma h_0 M_\gamma^* c^2 \frac{\ln \left[\frac{T}{T-t} \right]}{\exp \left[\frac{t}{\Lambda} \right]}$$

Lista das famílias mistas com $\Sigma E_\gamma > 100 \text{ Tev}$

Evento Nº	Energia ΣE_γ (Tev)	$r_{1/2}$ (10^2 cm.Tev)	Multiplicidade $N_\gamma(E_\gamma \geq 1 \text{ Tev})$
C14 B189-1 total	539,1	7,5	65
C14 B189-1 central	419,8	0,32	28
C14 B210-1 total	508,9	1,8	46
C14 B210-1 central	482	0,57	32
C14 B105-I total	217,8	5,7	32
C14 B105-I central	175,8	1,0	17
C14 B211-I total	213,9	2,45	21
C14 B211-I central	203,4	0,32	16
C14 B232-A total	193,75	3,2	55
C14 B232-A central	149,15	2,4	35
C14 B77-A total	117,1	1,8	35
C14 B77-A central	90,75	0,57	29
C14 B65-A	284	4,35	73
C14 B74-A	229,6	5,7	77
C14 B31-1	217,25		56
evento desprezado por ser muito espalhado			
C14 B19-1	170,9	1,8	47

Lista das famílias mistas com $\Sigma E_{\gamma} > 100$ Tev (continuação)

Evento	Energia ΣE_{γ}	$r_{1/2}$	Multiplicidade $N_{\gamma}(E_{\gamma} > 1 \text{ Tev})$
Nº	(Tev)	(10^2 cm.Tev)	
C14 B45-I	154,4	4,7	44
C11 F21-1	143,7	5,7	25
C14 B63-A	131	4,3	46
C14 B98-VIII	126,5		8
	evento desprezado por ter multiplicidade muito pequena		
C14 B179-I	110,85	4,15	44
C14 B21-A	110,6	3,2	26
C14 B75-A	109,8	3,25	24
C14 B140-FI	106,7	4,2	31

Algumas dessas famílias atmosféricas tem distribuição $r_{\gamma}(\Sigma E_{\gamma})_{\text{obs}}$ com dois picos bem nítidos. (fig.18) Nas mapas dessas famílias verificamos que existe uma parte central bem concentrada e uma parte externa mais espalhada. Assim para essas famílias foi feita a separação em duas partes.

Feita essa separação e juntando com as demais famílias obtemos distribuições $r_{\gamma}(\Sigma E_{\gamma})_{\text{obs}}$ de dois tipos bastante distintos. A distribuição do TIPO I tem seu pico em 76 Tev.cm (fig.19) enquanto a do TIPO II tem seu pico em 420 Tev.cm (fig.20). A razão entre as duas resulta

$$\frac{\text{TIPO II}}{\text{TIPO I}} \approx 5,5$$

que é aproximadamente a razão (5~6) entre as massas de dois tipos de estados intermediários conhecidos, conforme descoberta da C.B.J. em 1967 e posterior confirmação de grupos soviéticos da colaboração Pamir⁽¹⁶⁾

A avaliação das massas para cada um dos tipos não é boa. Sistemáticamente resulta maior do que a massa estimada por A-jatos 'limpos' e por C-jatos. Isto pode ser entendido se levarmos em conta que as famílias analisadas nesse capítulo são produzidas a alturas elevadas, o que faz com que não sejam limpas, mas tenham interações sucessivas, cada uma das quais produz um estado intermediário do TIPO I ou do TIPO II,

C14B189-1
TOTAL
 $\Sigma E_\gamma = 539,06 \text{ TeV}$
 $n_\gamma = 65$

$E_\gamma \geq 1 \text{ TeV}$

1 unidade

C14B232A
TOTAL
 $\Sigma E_\gamma = 193,75 \text{ TeV}$
 $n_\gamma = 55$

C14B105 TOTAL
 $\Sigma E_\gamma = 217,8 \text{ TeV}$
 $n_\gamma = 32$

C14B211-1 TOT.
 $\Sigma E_\gamma = 213,9 \text{ TeV}$
 $n_\gamma = 21$

C14B77A
TOTAL
 $\Sigma E_\gamma = 117,1 \text{ TeV}$
 $n_\gamma = 35$

C14B210-1
 $\Sigma E_\gamma = 508,9 \text{ TeV}$
 $n_\gamma = 46$

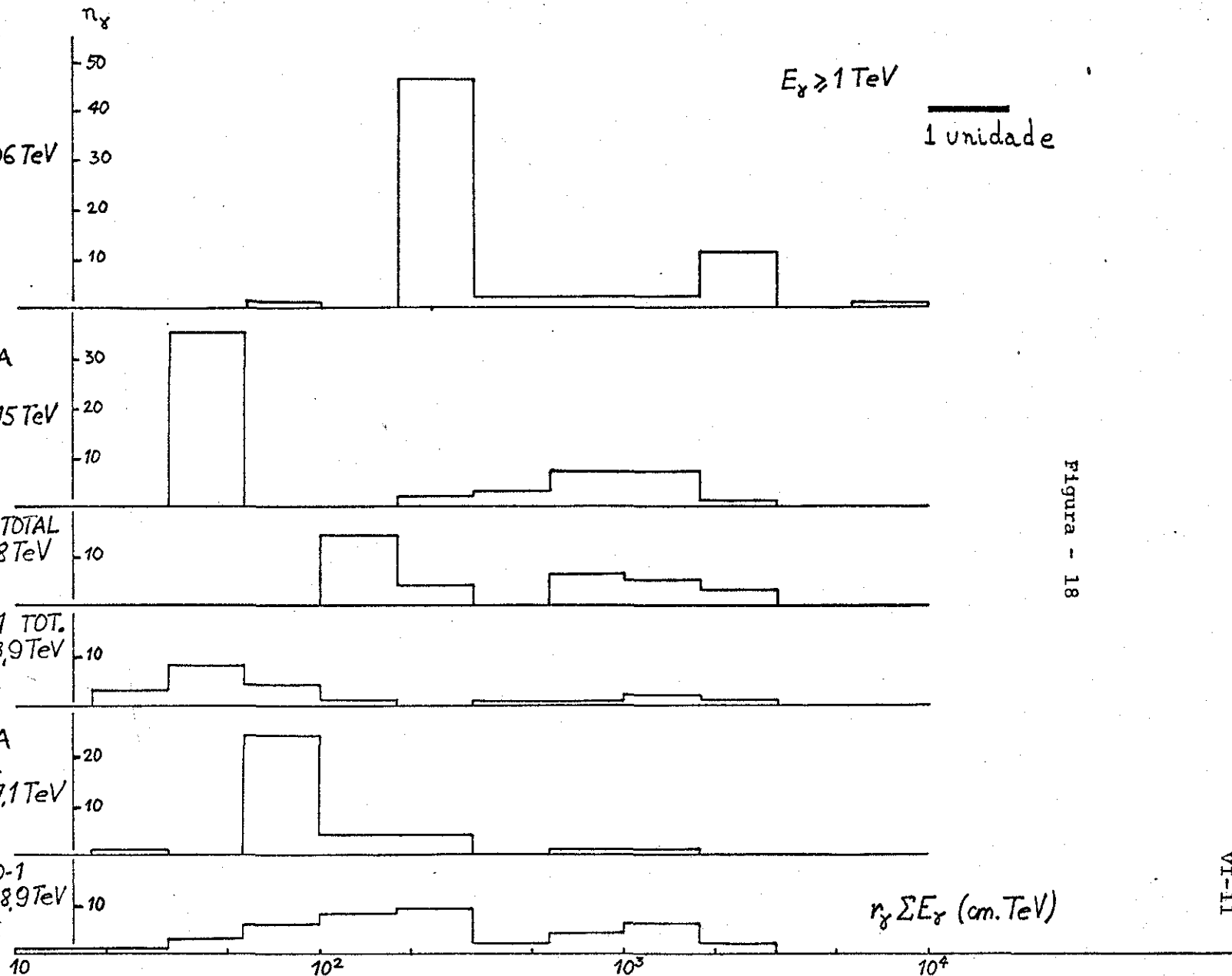


Figura - 18

Figura - 19

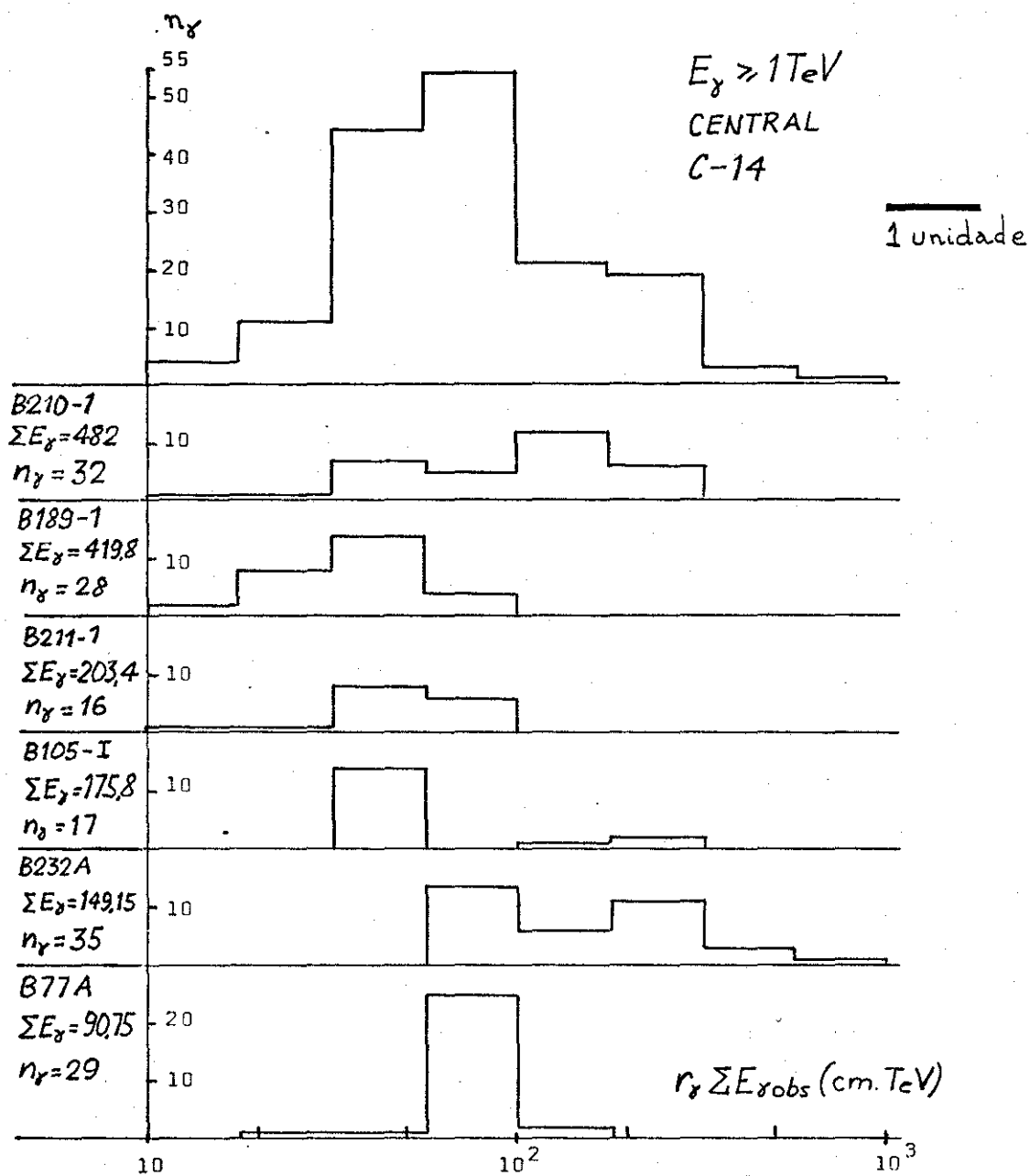
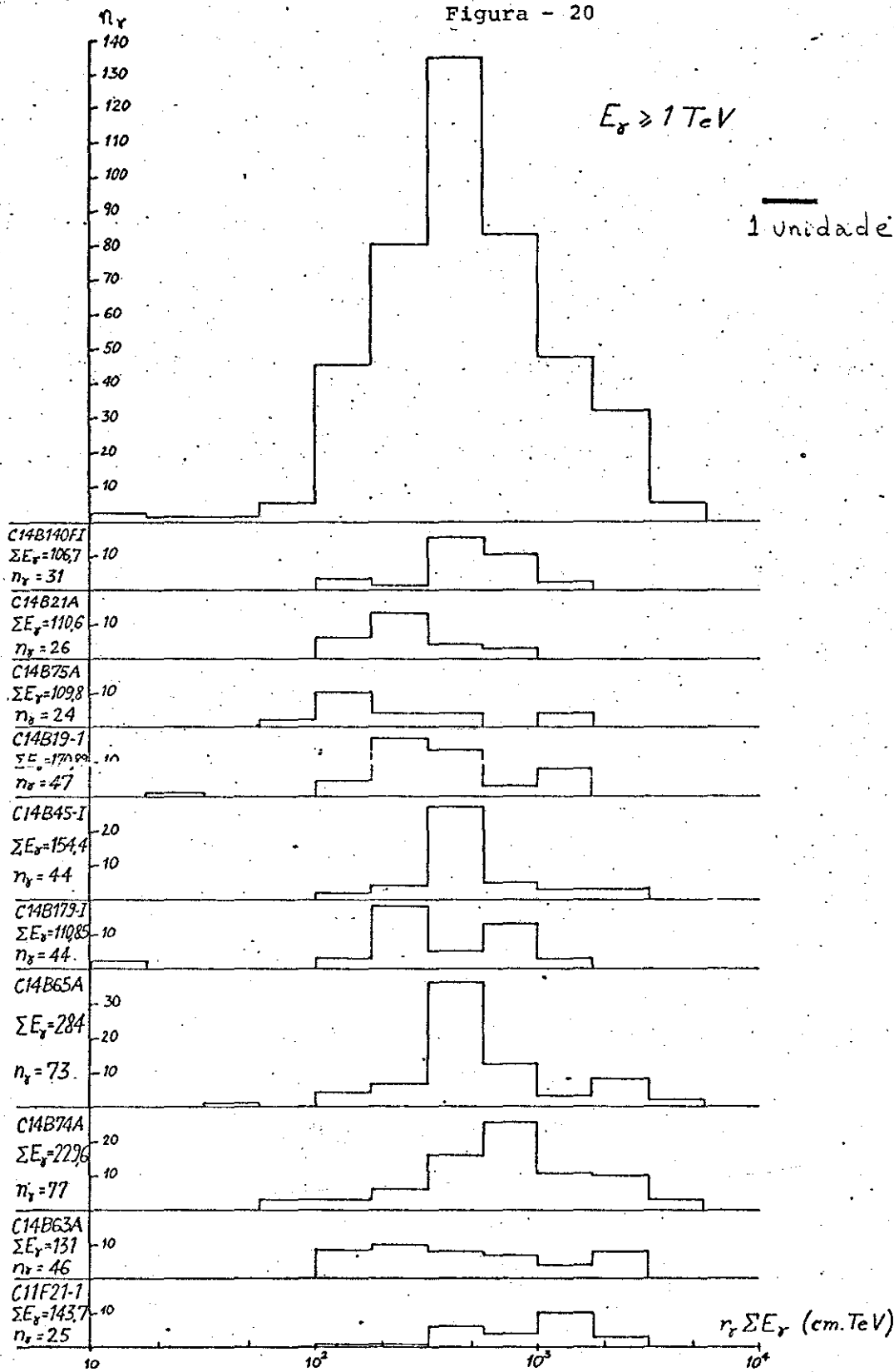


Figura - 20



resultando em famílias 'contaminadas'.

Foram encontradas também 4 famílias grandes mas muito espalhadas e que não se enquadram na classificação anteriormente discutida. Não analisaremos essas famílias mas acreditamos que elas sejam exemplos do estado intermediário do TIPO III, cujos primeiros exemplos são o evento 'ANDRÔMEDA',^(14b) encontrado na C.E.N.C.14 da C.B.J. e o evento 'TEXAS LONE STAR' detectado pelo grupo BRISTOL⁽¹⁷⁾, analisado por M.S.M.Mantovani⁽¹⁸⁾ em sua tese de doutoramento e publicado pela C.B.J.⁽¹⁵⁾

Como ilustração, juntamos a fotografia do evento 'ANDRÔMEDA' e fornecemos algumas de suas características.

Esse evento com ângulo zenital de 45° , é composto de três partes:

1º) Núcleo preto com forma elítica sendo

eixo maior ≈ 3 cm

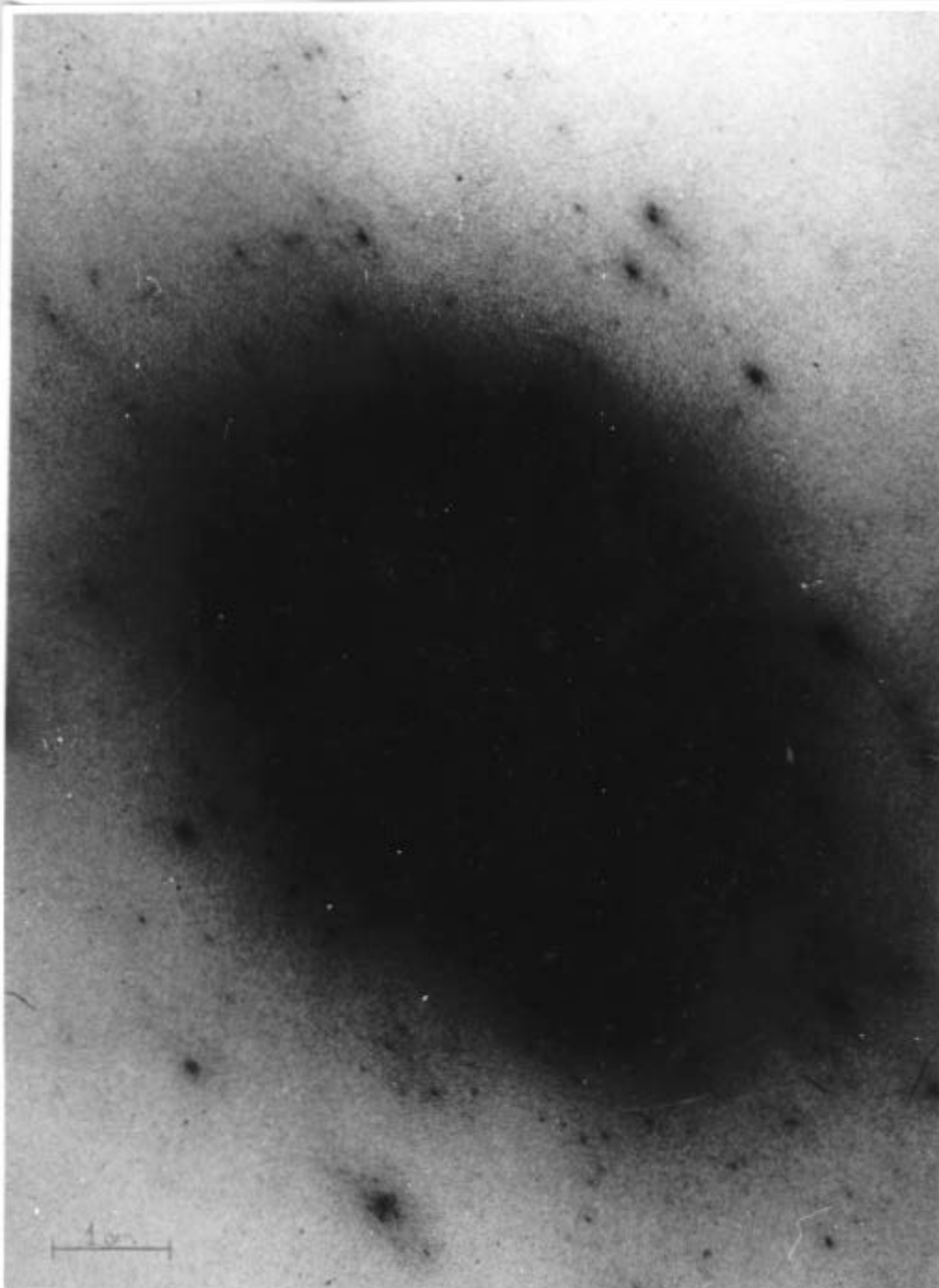
eixo menor ≈ 2 cm

e Energia total $E \approx (10^4 \sim 10^5)$ Tev

Nessa região central as medidas fotodensitométricas microscópicas mostram que não se atingiu a saturação.

2º) γ 's (~ 30) de alta energia ($5 \sim 100$) Tev dentro do núcleo preto produzidos a ≈ 600 mt acima da câmara e com energia total $\Sigma E_{\gamma} \sim 400$ Tev.

3º) γ 's (~ 240 com $E_{\gamma} \geq 1$ Tev) e Pb-jatos (~ 16 com $E_{pb} \geq 2$ Tev) tendo energias totais $\Sigma E_{\gamma} \sim 550$ Tev e $\Sigma E_{pb} \sim 50$ Tev. Alguns γ 's estão a uma distância ≈ 20 cm do centro do evento e não aparecem na fotografia, a qual mostra somente a região central.



CAPÍTULO VII

INTERPRETAÇÃO DAS FAMÍLIAS ATMOSFÉRICAS 'LIMPAS'

No capítulo anterior foi feita uma análise estatística de famílias atmosféricas mistas com $\Sigma E_{\gamma} > 100$ Tev. Para as famílias atmosféricas 'limpas' temos a possibilidade de analisá-las individualmente, usando o método de acoplamento de 2 γ 's em π^0 's.⁽¹⁹⁾ Nesses A-jatos o problema de superposição de interações é bastante minorado pela flutuação em k_{γ} o que implica que há uma interação dominante e também por utilizarmos A-jatos que tem altura de interação $H \leq 600$ mt a partir da C.E.N.C. (600 mt $\approx$ 1 caminho livre médio de interação hadrônica no ar em Chacaltaya). A fim de testar se a determinação de altura é correta, fizemos a comparação das distribuições obtidas dos A-jatos com as obtidas em C-jatos.

Nesse capítulo não será feito um estudo detalhado das interações nucleares, pois havendo melhor estatística, para mesmo ΣE_{γ} é mais seguro fazê-lo com C-jatos, os quais tem altura de interação determinada pela separação conhecida da câmara inferior até o alvo de piche. e pela espessura limitada da mesma. Desta maneira, mostraremos apenas alguns resultados obtidos com A-jatos que compararemos com os de C-jatos⁽²⁰⁾ e, também com resultados de aceleradores.⁽²¹⁾

VII.2 Interpretação de famílias atmosféricas

Eventos com ΣE_{γ} grande são obtidos em maior número nos A-jatos do que nos C-jatos, o que constitui numa vantagem daqueles em relação a esses. Por outro lado têm a desvantagem de possíveis contaminações de interações sucessivas e alturas às vezes ambíguas, portanto também acoplamentos 2 γ 's em π^0 , distribuições de $P_{T\gamma}$, de $P_{T\pi^0}$, θ_{γ} etc.

Como foi anteriormente ressaltado, a dispersão

das famílias atmosféricas é, em média, maior que a dispersão provocada pelo espalhamento múltiplo. Porém, quando temos interações ocorridas a grandes alturas, existe a possibilidade de duas ou mais cascatas atmosféricas produzidas por γ 's estarem sobrepostas, dificultando a sua separação e acarretando erro na determinação da altura de interação bem como na energia original dos γ 's. Essa afirmação pode ser verificada através dos cálculos de cascatas atmosféricas que mostram aumento da probabilidade de superposição à medida que a altura de interação é maior.⁽⁸⁾ Por esse motivo é que, no capítulo VI, foi feita uma análise estatística para famílias com energia grande ($\Sigma E_{\gamma} > 100$ Tev) sem usar a altura de interação.

Todos esses problemas são bastante minorados quando utilizamos A-jatos produzidos perto da C.E.N.C. Tais A-jatos são denominados A-jatos 'limpos' e são constituídos de γ 's, elétrons e cascatas atmosféricas distinguíveis.

O método de determinação da altura é a aplicação da cinemática do decaimento $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$.

$$H = \frac{\sqrt{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}}}{M_{\pi^0} c^2} r_{\gamma 1 \gamma 2}$$

onde $E_{\gamma 1}$ e $E_{\gamma 2}$ são as energias dos dois γ 's

$r_{\gamma 1 \gamma 2}$ = distância entre os dois γ 's

$M_{\pi^0} c^2$ = massa do méson π^0

utilizando como solução mais provável aquela que dá o maior número de acoplamentos consistente com o erro estatístico devido a $\Delta E/E$.

A regra acima pode ser satisfeita para mais de um conjunto de acoplamentos. Para os C-jatos existe a possibilidade de testar o grupo de acoplamentos, porque os π^0 's foram produzidos no alvo localizado à uma distância conhecida, enquanto para os A-jatos não existe essa possibilidade, ao menos di

reta, de testar o grupo mais provável.

Desse modo construímos o gráfico da altura estimada da interação (H) contra a energia total $\Sigma E_{\gamma\text{obs}}$. O gráfico apresentado na fig.21 diferencia os diversos tipos de famílias atmosféricas abaixo discriminadas:

A-jatos limpos: A altura de interação é estimada pelo método de acoplamento 2γ 's em π^0 . Não necessitam correções para os processos de cascatas atmosféricas.

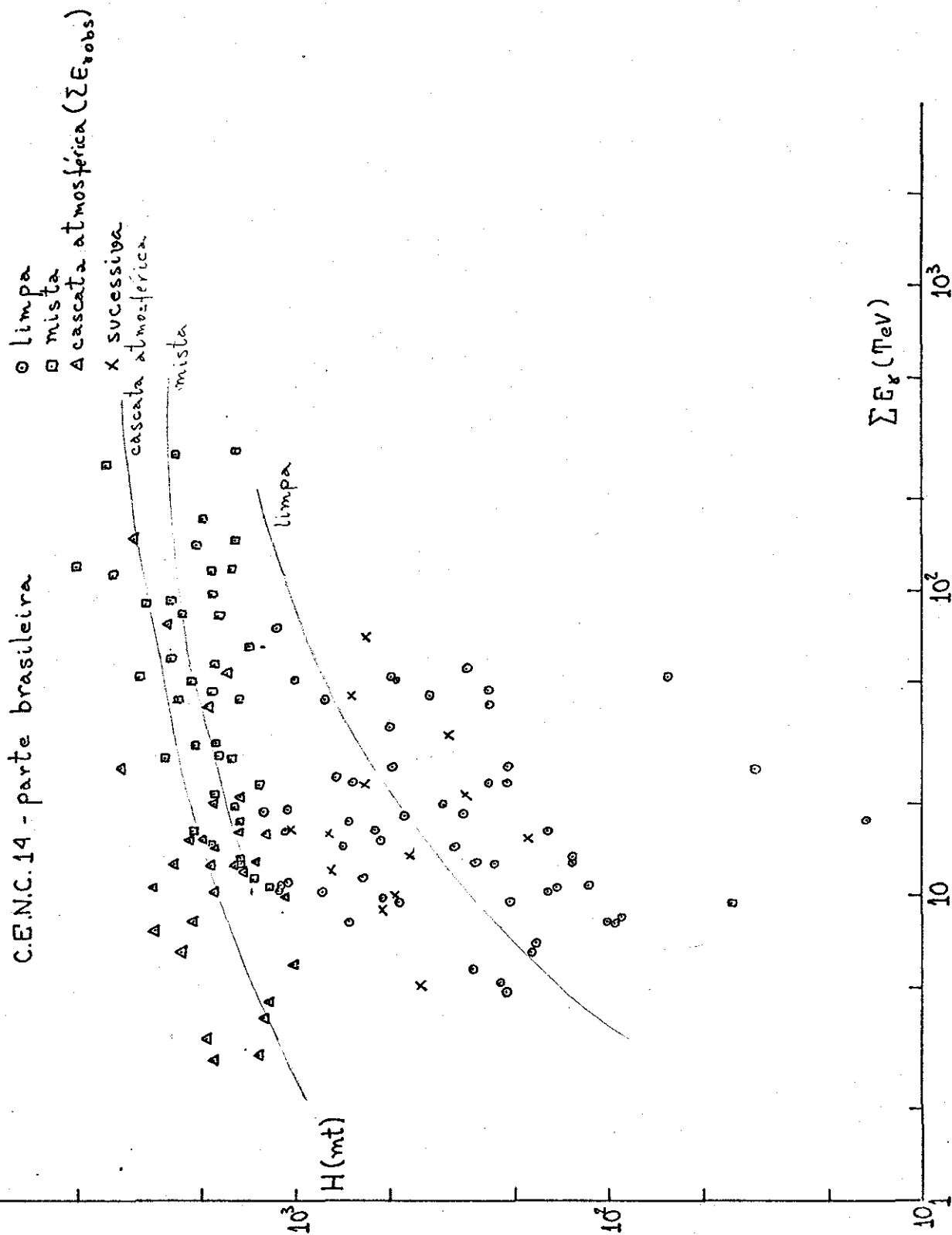
Cascatas atmosféricas: As cascatas atmosféricas são analisadas da maneira descrita no capítulo III obtendo-se assim as energias dos γ 's que as originaram e também as alturas de produção. Não é eliminada a possibilidade de mistura de duas ou mais cascatas atmosféricas.

A-jatos mistos: Essas famílias, além das cascatas atmosféricas tem c.e.m. isoladas, cujos acoplamentos entre si ou com as cascatas atmosféricas nos dão uma maneira de testar as alturas estimadas pela análise das cascatas atmosféricas. Esse tipo de família já foi analisado no capítulo VI.

A-jatos sucessivos: São famílias com duas ou mais interações das quais a última é bem limpa e as outras produziram cascatas atmosféricas grandes e concentradas em grupos bastante discerníveis dos demais. Utilizamos esses A-jatos da última interação somente quando essa separação é suficientemente nítida.

A figura mostra que a energia aumenta com a altura de maneira esperada pelo fluxo das p.n.a., exceto para as famílias que ocorrem a grandes alturas, cujas estimativas não são boas.

Figura - 21



VII.3 Classificação das famílias atmosféricas limpas

Em 1967, na 10^a Conferência Internacional de Raios Cômicos, a C.B.J. ⁽¹³⁾ apresentou evidências da produção de '*Estados Intermediários Discretos*' denominados *H-Mirim* e *SH-Açu*. A partir dessa data a C.B.J. colecionou mais evidências desses estados intermediários ^(14a,b,c,d,e), além de descobrir um terceiro estado intermediário, cujo primeiro exemplo é o evento '*ANDRÔMEDA*' encontrado na C.E.N.C.14 ^(14b), denominado *UH-Guassu*. Outros exemplos desse estado intermediário ver ^(14e,15)

Baseado nesses conhecimentos, classificamos nos A-jatos em dois grupos:

Grupo A com $\Sigma P_{T\gamma} < 2,5 \text{ GeV}/c$

" B " $\Sigma P_{T\gamma} \geq 2,5 \text{ GeV}/c$

onde $\Sigma P_{T\gamma}$ é a soma dos momenta transversais das c.e.m. e que fornece uma medida da massa do estado intermediário.

Ressaltamos que essa classificação arbitrária é compatível com os estados intermediários discretos e separam, em primeira aproximação, os *H-Mirim* dos demais. Identificamos o Grupo A com o estado *H-Mirim* e o Grupo B com o estado *SH-Açu* ou *UH-Guassu*.

Para a interpretação de famílias usamos 65 A-jatos 'limpos' das quais 44 são da C.E.N.C.14.

Lista dos 65 A-jatos 'limpos' utilizados

Evento nº	Energia ΣE_{γ} (Tev)	Altura H(mt)
C14 B210	397,2	190
C12 B4-1	222,9	482
C12 B18-2 ^a	166,3	140
C16 B180-FI	156,7	100
NP 21	148	300
C14 B19-1	136,5	331
Fuji 3-1	103,6	285
C14 B72-FI	95,7	505
C14 B94-FI	94,7	200
C14 B107	91,3	360

Lista dos 65 A-jatos limpos utilizados (continuação)

Evento nº	Energia ΣE_{γ} (TeV)	Altura H (m)
C14 B74	78,5	270
C12 B4-2	77,45	600
C14 B6	77,45	190
C16 B209	76	270
C14 B177-I	73,4	375
C16 B112-113	70,2	240
C15 B30	69,4	290
C14 B98-FVIII	65,5	340
C14 B98	64,1	290
C14 B29-I	62,7	310
C16 B178	61,9	100
C16 B113-FII	61,6	62
C14 B153-FI	54,95	145
C16 B150	54,7	350
C14 B206-FI	52,55	64
C14 B178-I	52,0	500
C14 B217-A	51,5	225
C16 B220	50,9	130
C14 B164-I	49,8	470
C14 B68-I	48,3	200
C15 B69	48,2	140
C14 B182-B	46,5	240
C14 B232-FA	44,6	430
C14 B229-I	42,0	240
C16 B130	41,7	190
C14 B85-FIII	41,0	370
C14 B183-1	40,9	410
C14 B12-A	40,4	570
C14 B30-1	39,9	400
C16 B196	38,9	390
C13 28-3	38,8	170
C14 B214-I	37,7	500
C16 B166	37,2	65
C14 B111-F2	36,4	520
C14 B202-1	36,2	200
C14 B23-B	35,9	500
C13 B37-FI	34,75	210
C14 B146-FII	34,0	210
C15 B53	32,6	222
C14 B66-FI	31,9	130

Lista dos 65 A-jatos limpos utilizados (continuação)

Evento nº	Energia ΣE_γ (Tev)	Altura H(mt)
C14 B81-FI	30,9	200
C16 B141	29,8	140
C14 B41-FI	28,2	40
C14 B35-C	26,4	190
C14 B96-FI	26,3	400
C14 B140-VI	26,2	34
C14 B120	24,9	250
C14 B83-FI	24,8	445
C14 B233-I	23,8	210
C14 B230-FII	23,6	240
C14 B66-II	23,1	90
C14 B44-FIV	22,4	560
C14 B108	21,0	285
C14 B155-I	20,2	335
C14 B84-FIII	17,6	100

Nas figs.22 temos as distribuições $\log \tan \theta_\gamma$ normalizadas com a energia total ΣE_γ da família e θ_γ = ângulo de emissão do γ no sistema de referência laboratório, ou seja, $\theta_\gamma = \frac{r_\gamma}{H}$ (H = altura onde ocorreu o decaimento do estado intermediário e, determinado pelo acoplamento de 2 γ 's em π^0). Verificando cada uma das distribuições, procuramos o ângulo mediano $\theta_{1/2} = \frac{1}{T}$. Logo, nessa distribuição o parâmetro utilizado é proporcional a M_γ^* (massa em forma de γ 's do estado intermediário). Assim procedendo, exceto para uma ou outra família, encontramos consistência com a existência de dois grupos distintos (fig.22e). O Grupo A tem M_γ^* estimada em $M_\gamma^* = (1,35 \pm 0,20) \text{ GeV}/c^2$ e o Grupo B em $M_\gamma^* = (5,05 \pm 0,25) \text{ GeV}/c^2$. Vale observar que nem todas as famílias têm o ângulo mediano no valor médio da distribuição de θ_γ pois o γ com energia abaixo de um certo E_{limiar} é emitido, no sistema centro de massa do estado intermediário, preferencialmente para trás.

Nas figuras (22b, 22d) construímos duas distribui

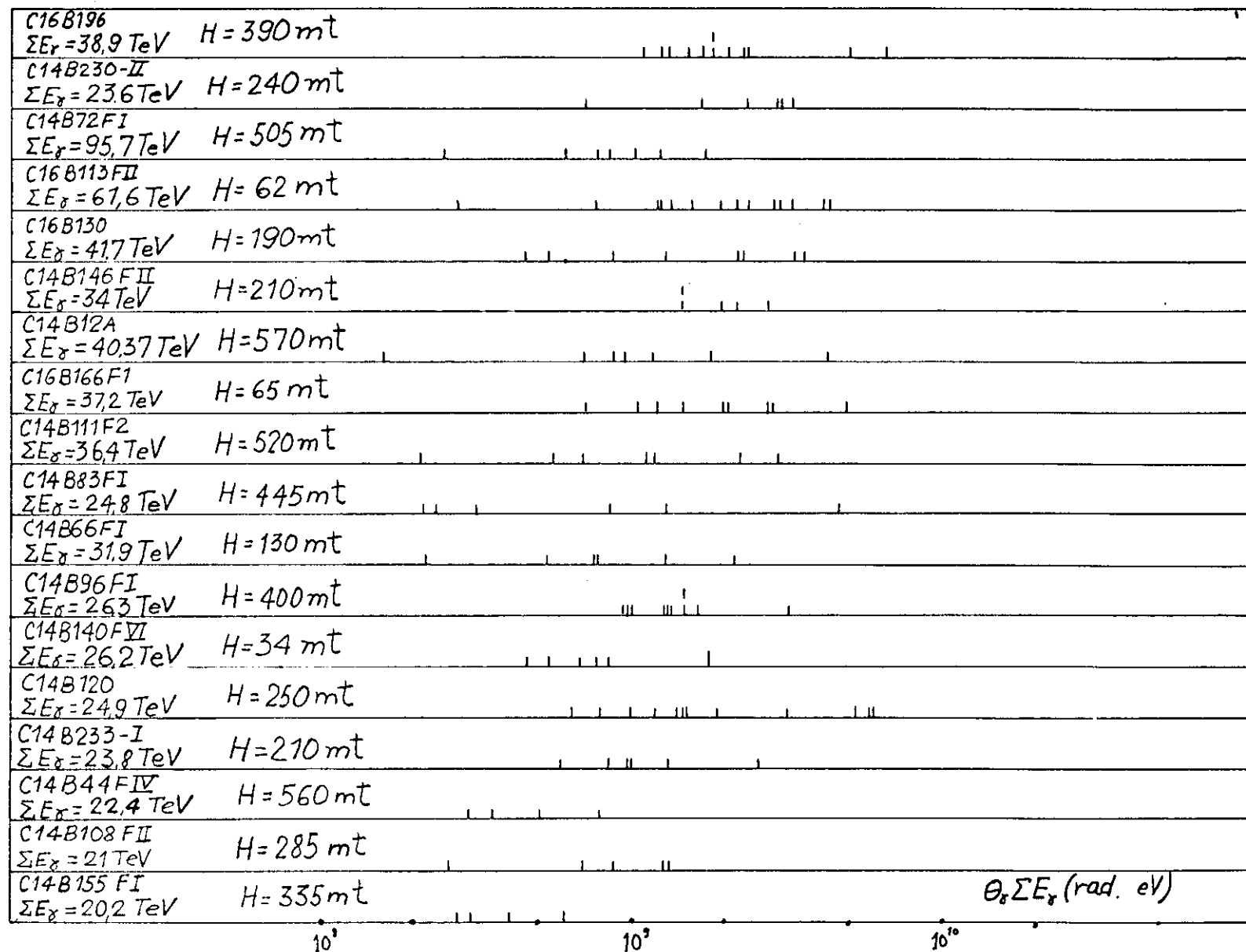


Figura - 22a

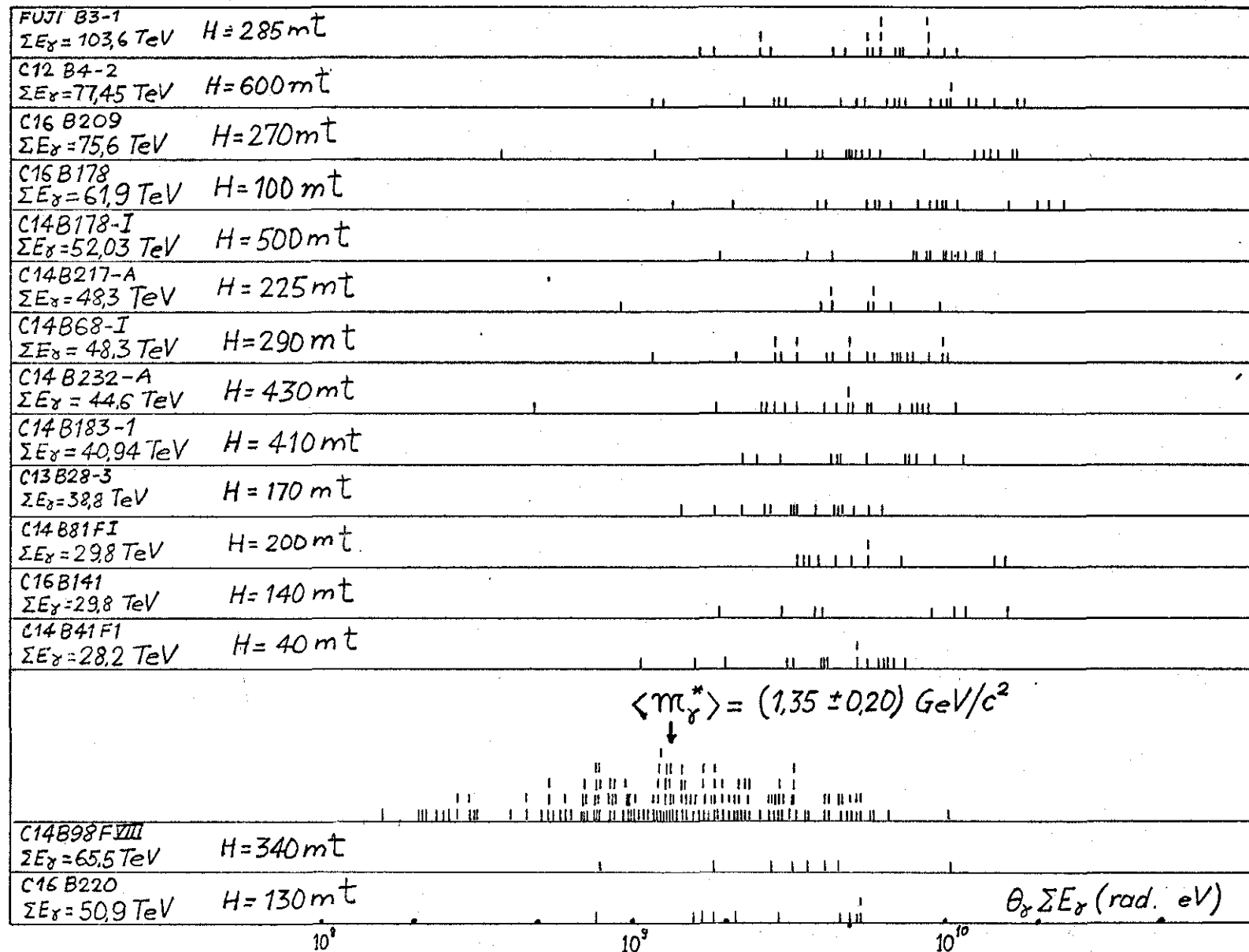
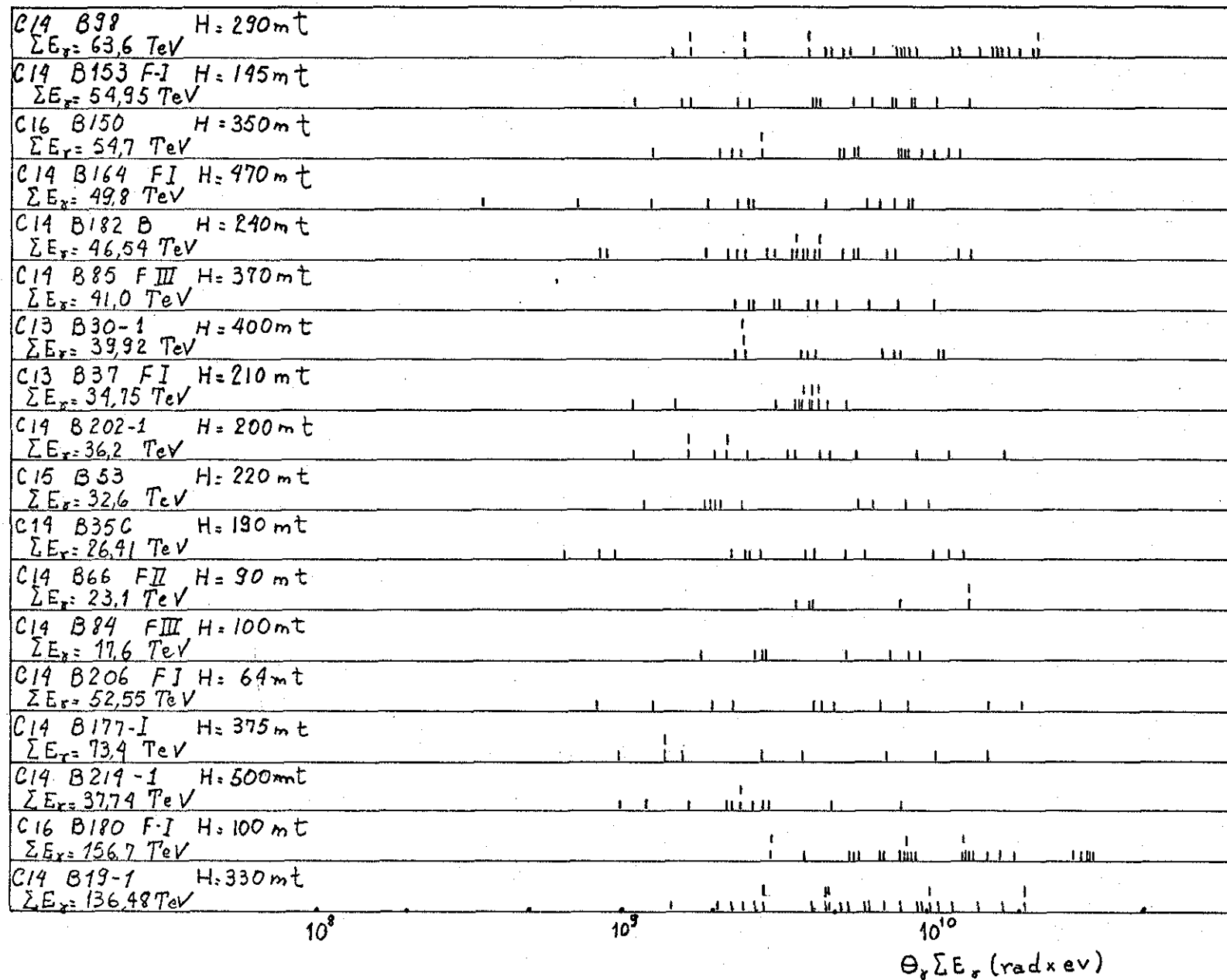


Figura - 22b



$$\langle m_\pi^2 \rangle = (5.05 \pm 0.25) \text{ GeV}^2/c^2$$

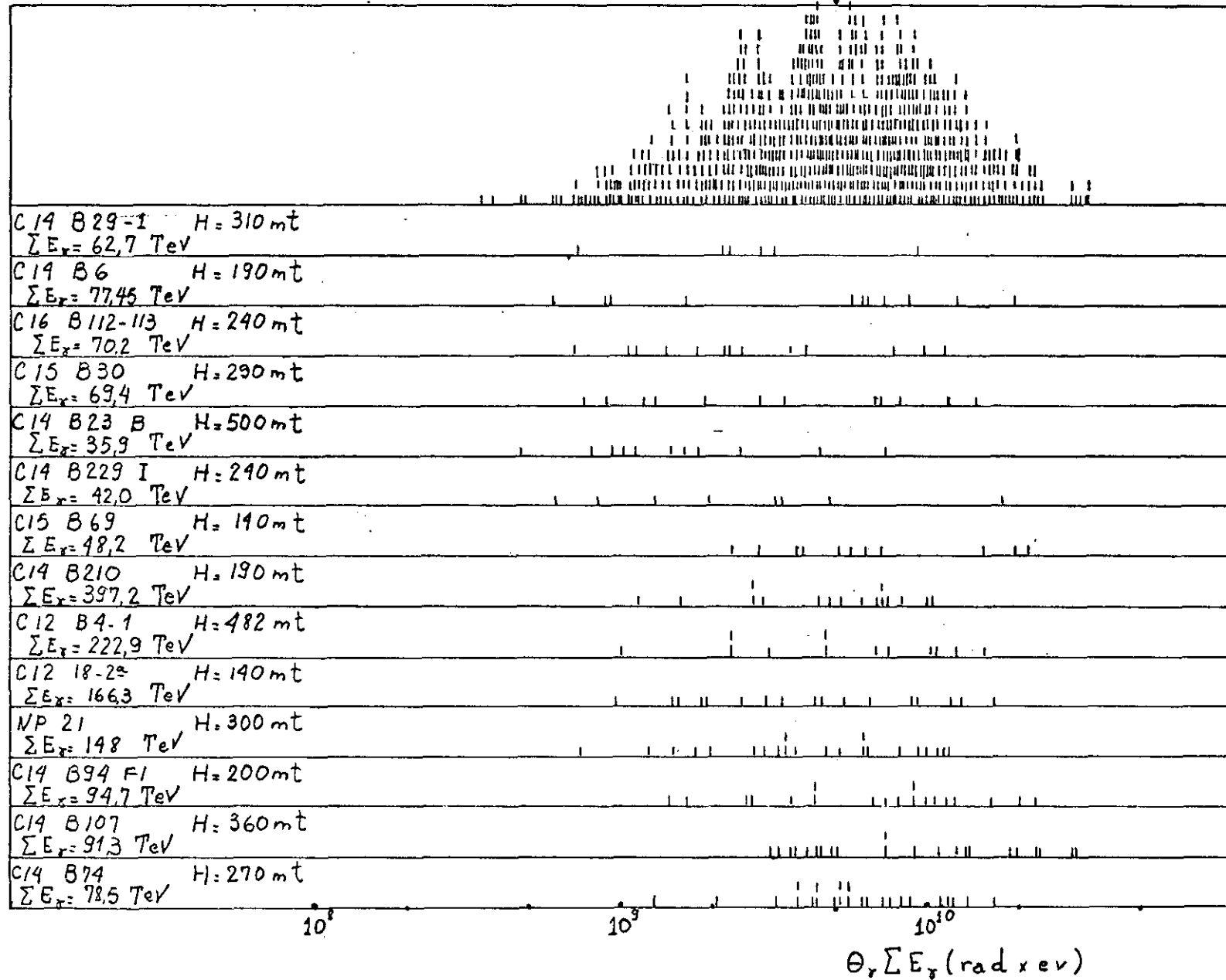
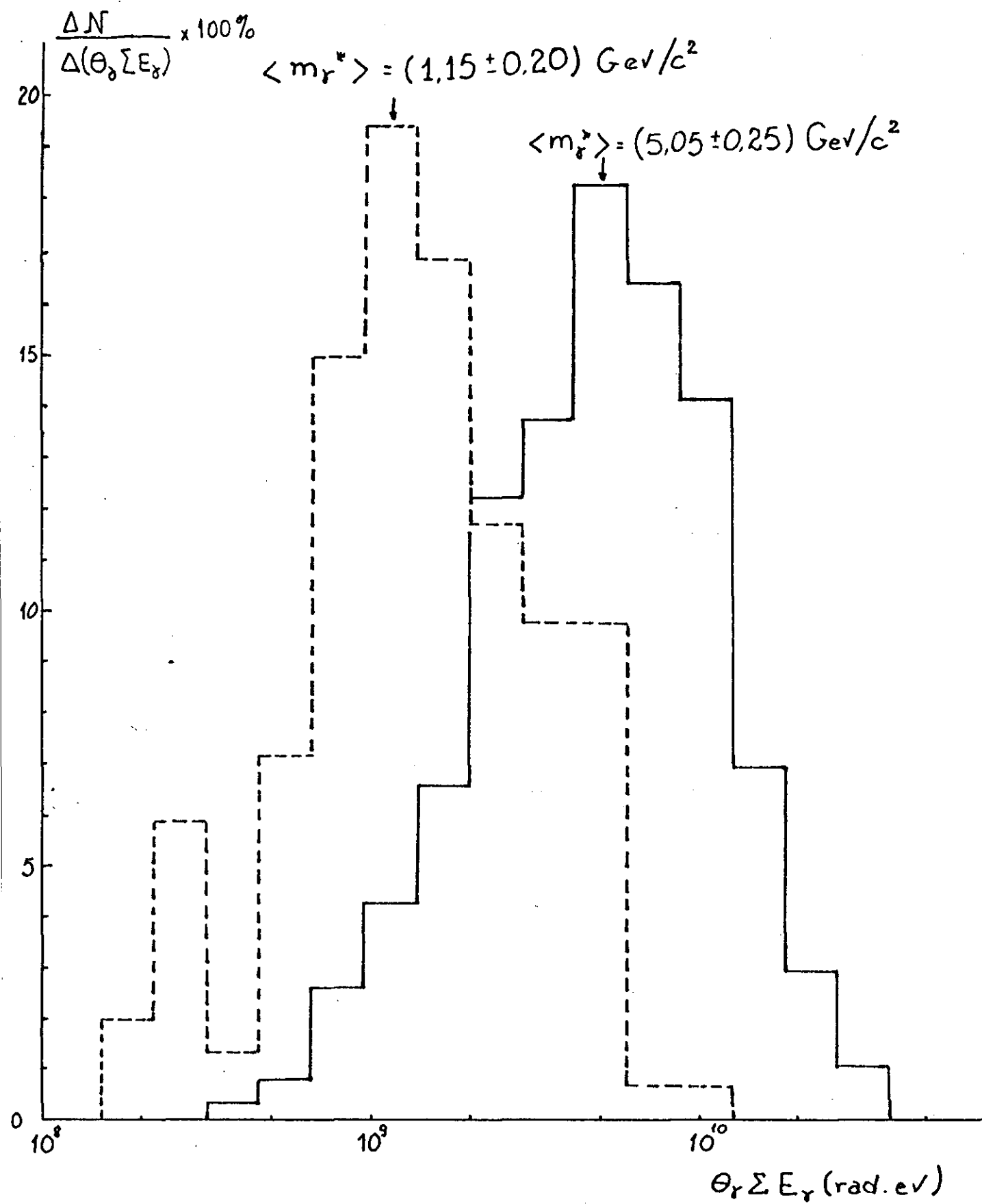


Figura - 22d

Figura - 22e



ções $\log \text{tg} \theta_Y$ normalizadas e que correspondem às distribuições obtidas sobrepondo as famílias pertencentes ao mesmo grupo. Procurando os meios das distribuições obtemos para as massas os valores

$$\langle M_Y^* \rangle = (1,35 \pm 0,20) \text{ GeV}/c^2 \quad \text{para o Grupo A}$$

$$\langle M_Y^* \rangle = (5,05 \pm 0,25) \text{ GeV}/c^2 \quad " \quad " \quad B$$

que concordam com os obtidos em C-jatos pela Colaboração Brasil-Japão (13,14a,14b,14c,14d,14e)

$$\langle M_Y^* \rangle \approx (1,1 \pm 0,2) \text{ GeV}/c^2$$

$$\langle M_Y^* \rangle \approx (6 \pm 1) \text{ GeV}/c^2$$

VII.4 Estado Intermediário H-Mirim

Atualmente, temos um número grande de exemplos (~450) do estado intermediário H-Mirim observados nas interações nucleares produzidas no piche: C-jatos. Desta maneira torna-se improdutivo estudar em detalhe os H-Mirim observados nos A-jatos. Portanto, os A-jatos do tipo H-Mirim serão usados somente como referência para o controle de tendências sistemáticas.

Os A-jatos do tipo H-Mirim analisados somam 20, selecionados sob os seguintes critérios:

$$\text{Energia total } \Sigma E_Y > 20 \text{ TeV}$$

$$\text{Multiplicidade } N_Y \geq 4$$

$$\text{Altura de interação } H \leq 600 \text{ mt}$$

Nas figs.23, 24 e 25 obtemos para esse estado intermediário

$$\text{Multiplicidade média extrapolada} \begin{cases} \text{de } \gamma's < N_Y > \approx (9 \pm 1) \\ \text{de } \pi^0's < N_{\pi^0} > \approx (5 \pm 1) \end{cases}$$

$$\text{Momento transversal médio} \begin{cases} \text{de } \gamma's < P_{TY} > = (167 \pm 14) \text{ MeV}/c \\ \text{de } \pi^0's < P_{T\pi^0} > = (255 \pm 25) \text{ MeV}/c \end{cases}$$

Figura - 23

H-MIRIM

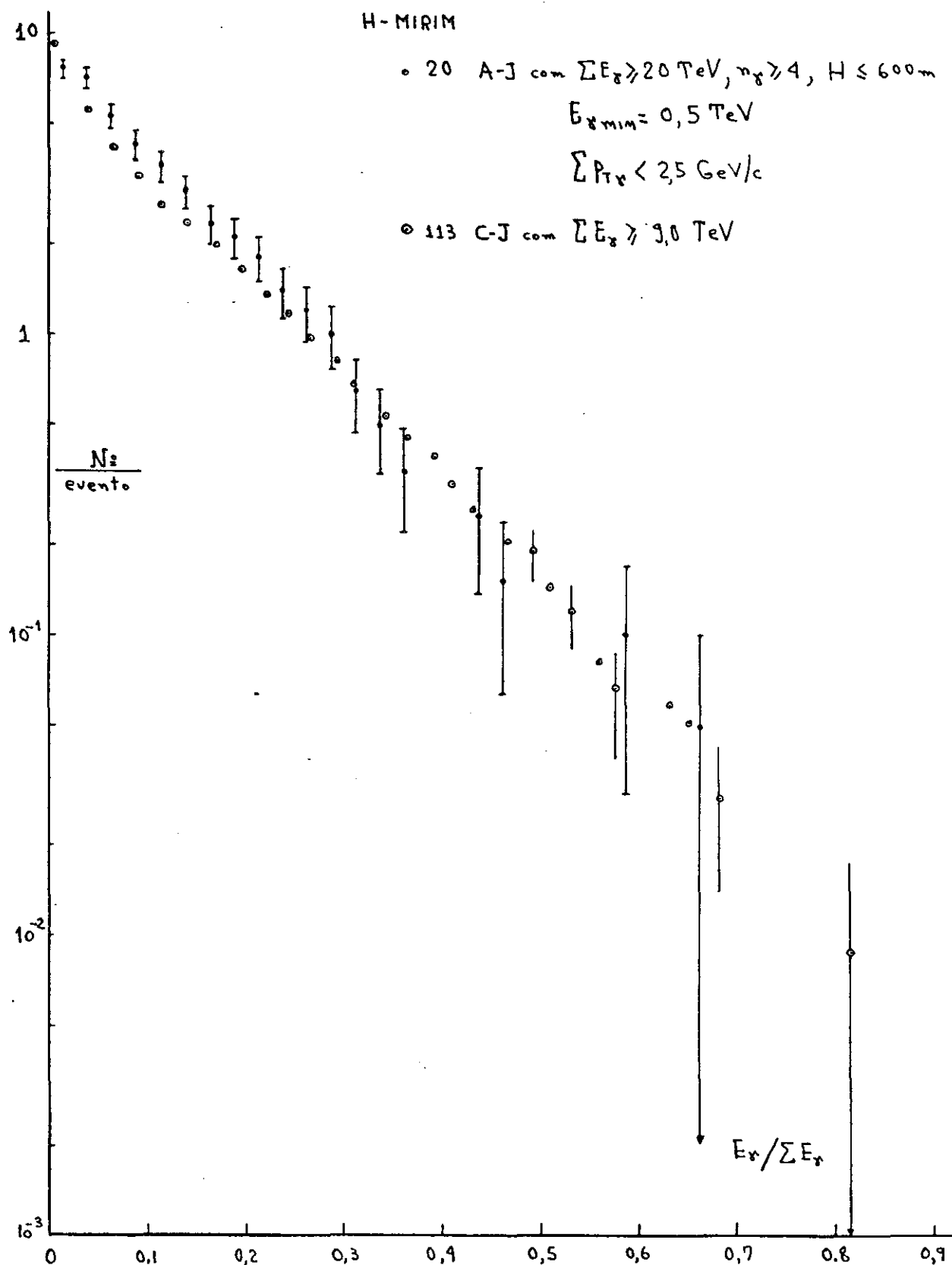
• 20 A-J com $\Sigma E_x \geq 20 \text{ TeV}$, $n_x \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ $E_{x \text{ min}} = 0,5 \text{ TeV}$ $\Sigma p_{Tx} < 2,5 \text{ GeV}/c$ ○ 113 C-J com $\Sigma E_x \geq 9,0 \text{ TeV}$ 

Figura - 24

H-MIRIM

• 20 A-J com $\Sigma E_x \geq 20 \text{ TeV}$, $n_x \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$

$E_{\min} = 0,5 \text{ TeV}$

$\Sigma P_{Tx} < 2,5 \text{ GeV}/c$

○ 113 C-J com $\Sigma E_x \geq 9,0 \text{ TeV}$

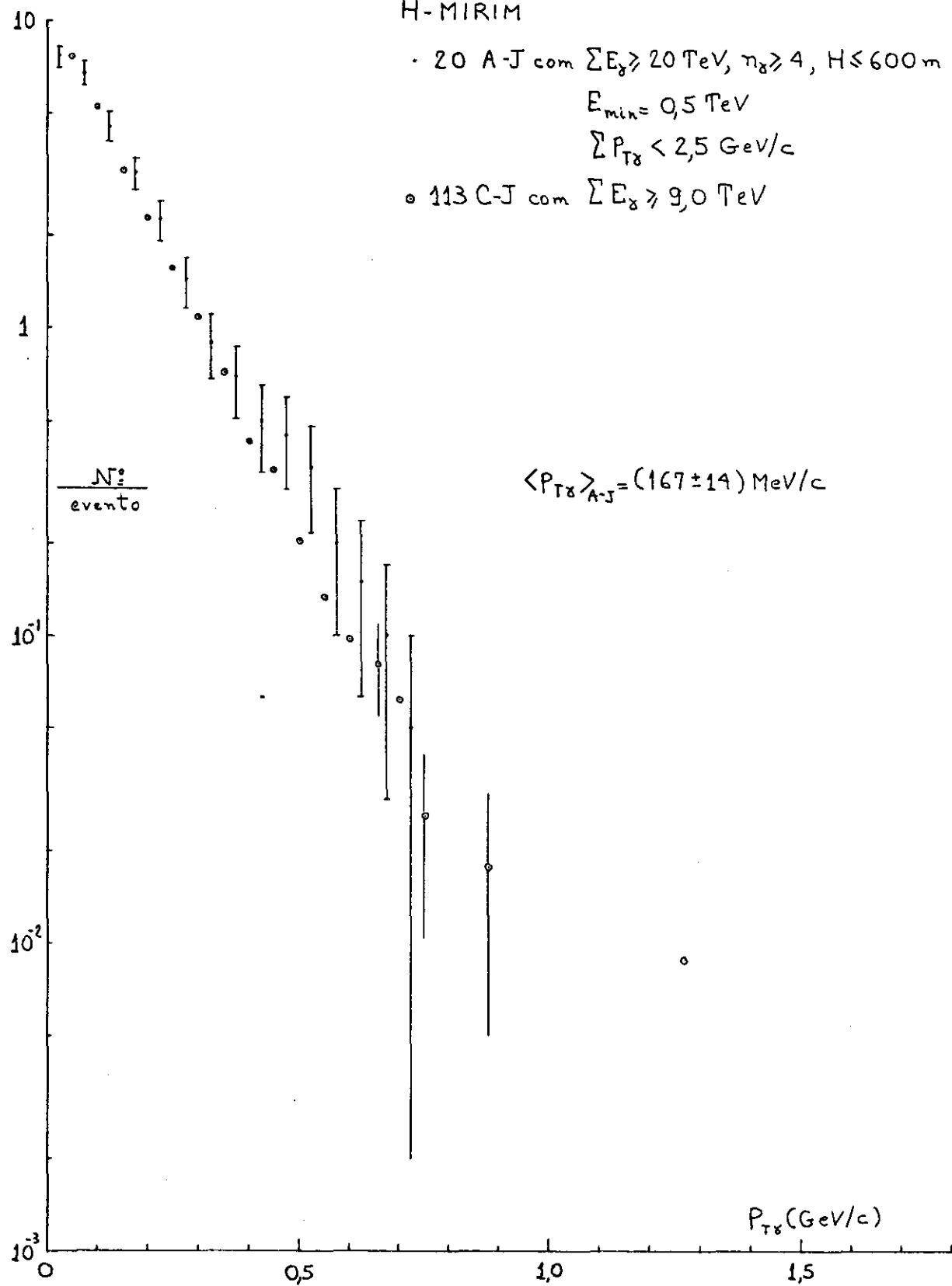
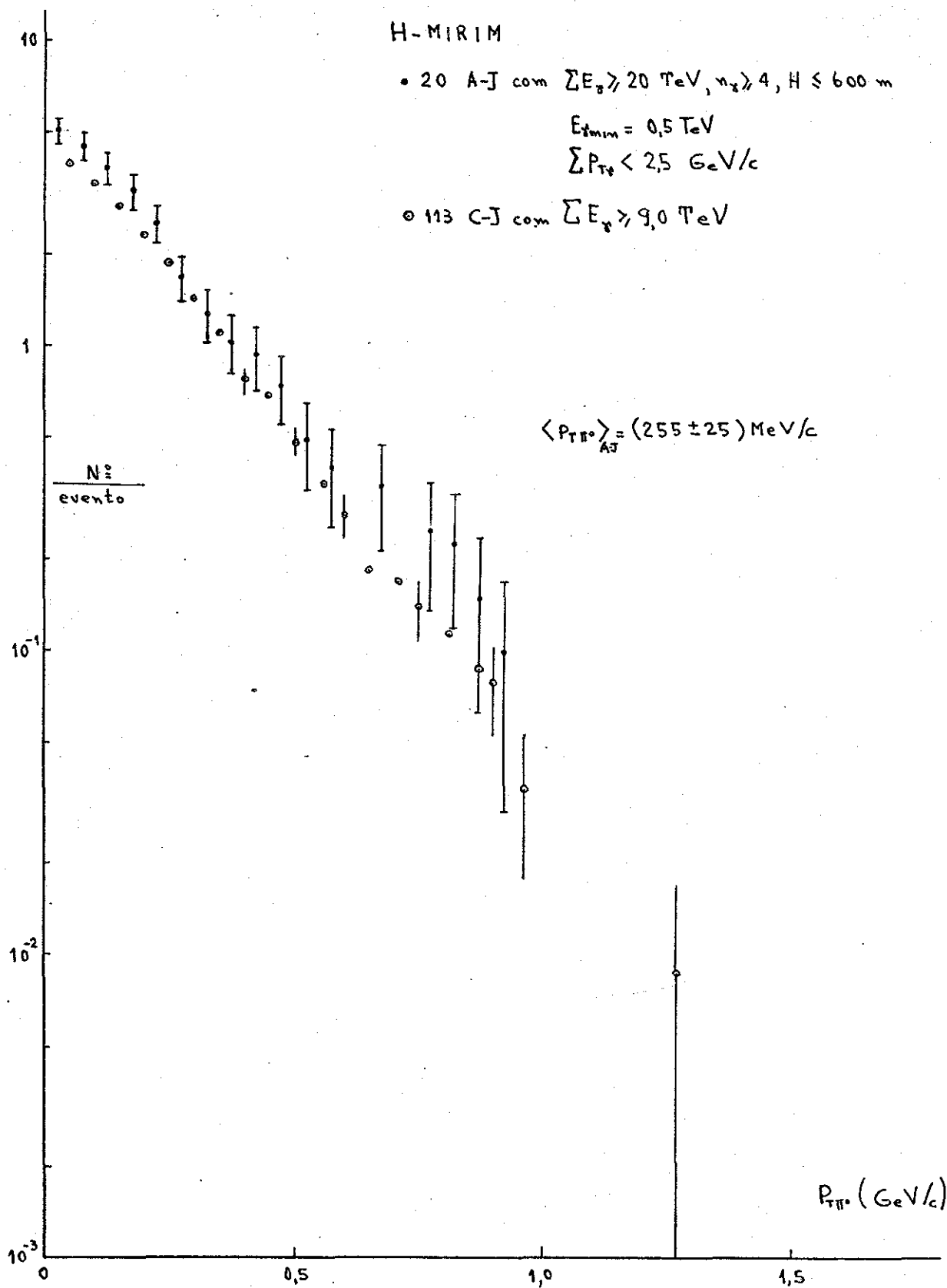


Figura - 25



Esses resultados são concordantes com os obtidos em C-jatos da C.E.N.C.15⁽²⁰⁾ que tem altura de interação H correto e são pouco ou nada contaminadas por interações sucessivas.

$$\begin{aligned} \text{Multiplicidade média extrapolada} & \begin{cases} \text{de } \gamma's < N_{\gamma} > \approx (9 \pm 1) \\ \text{de } \pi^0's < N_{\pi^0} > \approx (4 \pm 1) \end{cases} \\ \text{Momento transversal médio} & \begin{cases} \text{de } \gamma's < P_{T\gamma} > = (172 \pm 12) \text{ Mev/c} \\ \text{de } \pi^0's < P_{T\pi^0} > = (262 \pm 20) \text{ Mev/c} \end{cases} \end{aligned}$$

VII.5 Estado Intermediário SH-Açu

O estudo desse tipo de estado intermediário em C-jatos é limitado em estatística e tem vício de busca. A estatística limitada deve-se à condição de que a energia total dos C-jatos deve ser $\Sigma E_{\gamma} \geq 15 \text{ Tev}$ o que é necessário para haver produção de SH-Açu. (se a $\langle N_{\gamma} \rangle \approx 22$ e $E_{\text{limiar}} \approx 0,5 \text{ Tev} \rightarrow \Sigma E_{\gamma} > 11 \text{ Tev}$) Eventos com energia dessa ordem não são numerosos* em C-jatos. A segunda condição, talvez a limitação mais importante, é dada à pequena área de busca das c.e.m. Uma c.e.m. de $E_{\gamma} = 0,5 \text{ Tev}$ tem $r_{\gamma} = 3,6 \text{ mm}$ como distância do centro de energia para $P_{T\gamma} = 1 \text{ Gev/c}$; assim a procura deveria ser feita em distâncias muito maiores que a efetuada atualmente. ($r_{\text{exp}} \lesssim 2,5 \text{ mm}$) Uma outra condição experimental é a limitação do ângulo sólido eficaz.

Essas dificuldades não são tão sérias para os A-jatos pois o limiar de detecção das c.e.m. nas chapas de Raio-X é $E_{\text{limiar}} \approx 1 \text{ Tev}$ e a busca é feita para distâncias r_{γ} da ordem de 40 cm. Logo o estudo de SH-Açu é melhor nos A-jatos.

Utilizamos 45 A-jatos desse tipo selecionados sob os seguintes critérios:

Energia total $\Sigma E_{\gamma} \geq 17,6 \text{ Tev}$

Multiplicidade $N_{\gamma} \geq 4$

Altura de interação $H \lesssim 600 \text{ mt}$

* Com as últimas C.E.N.C.16,17,18, atualmente em análise, essa limitação certamente desaparecerá.

Nas figs. 26, 27, 28, 29, 30 e 31 obtemos para estado intermediário SH-Açu

$$\text{Multiplicidade média extrapolada} \begin{cases} \text{de } \gamma's & \langle N_{\gamma} \rangle \approx 23 \pm 2 \\ \text{de } \pi^0's & \langle N_{\pi^0} \rangle \approx 10 \pm 2 \end{cases}$$

$$\text{Momento transversal médio} \begin{cases} \text{de } \gamma's & \langle P_{T\gamma} \rangle = (332 \pm 13) \text{ Mev/c} \\ \text{de } \pi^0's & \langle P_{T\pi^0} \rangle = (502 \pm 24) \text{ Mev/c} \end{cases}$$

enquanto os C-jatos nos fornecem:

$$\text{Multiplicidade média extrapolada} \begin{cases} \text{de } \gamma's & \langle N_{\gamma} \rangle \approx 20 \sim 25 \\ \text{de } \pi^0's & \langle N_{\pi^0} \rangle \approx 9 \pm 2 \end{cases}$$

$$\text{Momento transversal médio} \begin{cases} \text{de } \gamma's & \langle P_{T\gamma} \rangle = (253 \pm 27) \text{ Mev/c} \\ \text{de } \pi^0's & \langle P_{T\pi^0} \rangle = (392) \text{ Mev/c} \end{cases}$$

Díspcrepâncias entre A-jatos e C-jatos são comentadas no item VII.8

VII.6 Determinação das massas dos estados intermediários

O método usual de análise individual de famílias consiste em determinar as curvas $\sum_{\theta > \theta_1} E_i(\theta)$ e $\sum_{\theta > \theta_1} P_{Ti}(\theta)$. Essas curvas resultam serem da forma (22)

$$\sum_{\theta > \theta_1} E_i(\theta) = \Gamma M_Y^{*2} \left(1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \right) \quad (\text{fig.32})$$

$$\sum_{\theta > \theta_1} P_{Ti}(\theta) = \frac{M_Y^{*2}}{2} \left(\text{arc tg } \Gamma \theta - \Gamma \theta \frac{(1 - \Gamma^2 \theta^2)}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)} \right) \quad (\text{fig.33})$$

onde M_Y^* = massa do estado intermediário em forma de $\gamma's$

Γ = fator de Lorentz

θ = ângulo zenital do γ

A fig.33 sugere outra maneira de estimar a massa M_Y^* usando a relação $M_Y^* = \frac{4}{\pi} \sum_{\theta > \theta_1} P_{Ti}(\theta)$.

Figura - 26

SH-AÇU

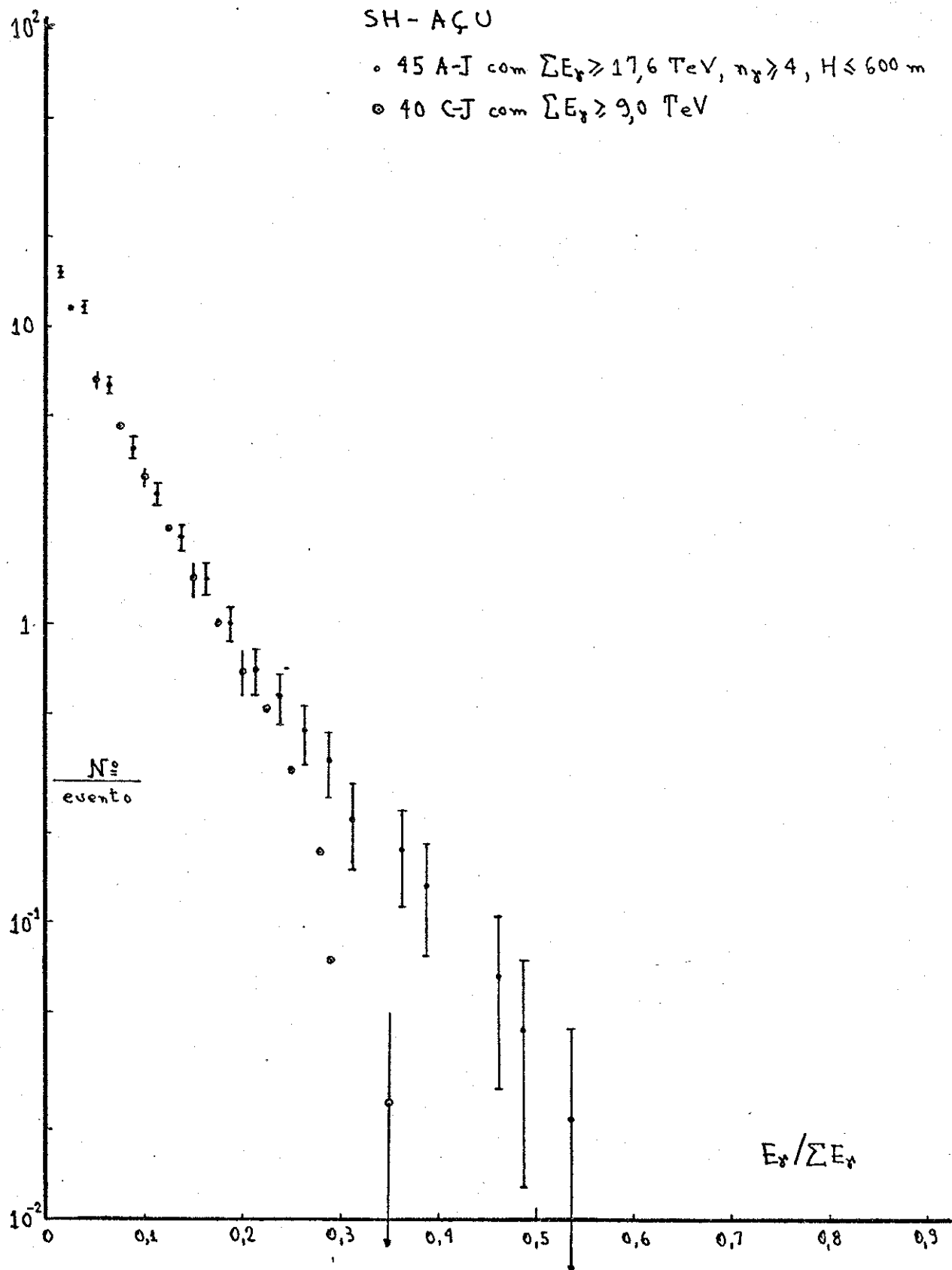
• 45 A-J com $\sum E_\gamma \geq 17,6 \text{ TeV}$, $n_\gamma \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ ○ 40 C-J com $\sum E_\gamma \geq 9,0 \text{ TeV}$ 

Figura - 27

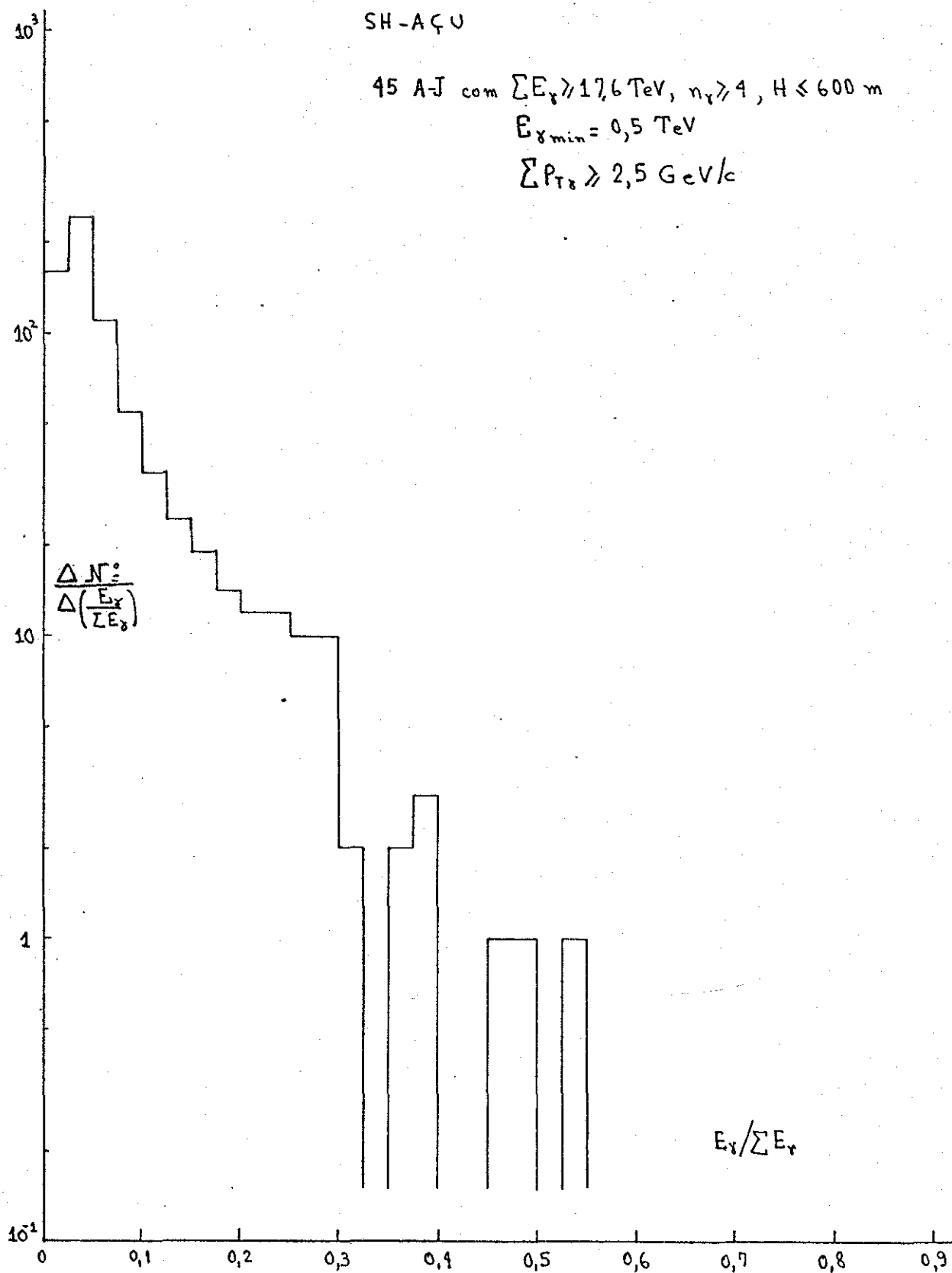


Figura - 28

SH-AÇU

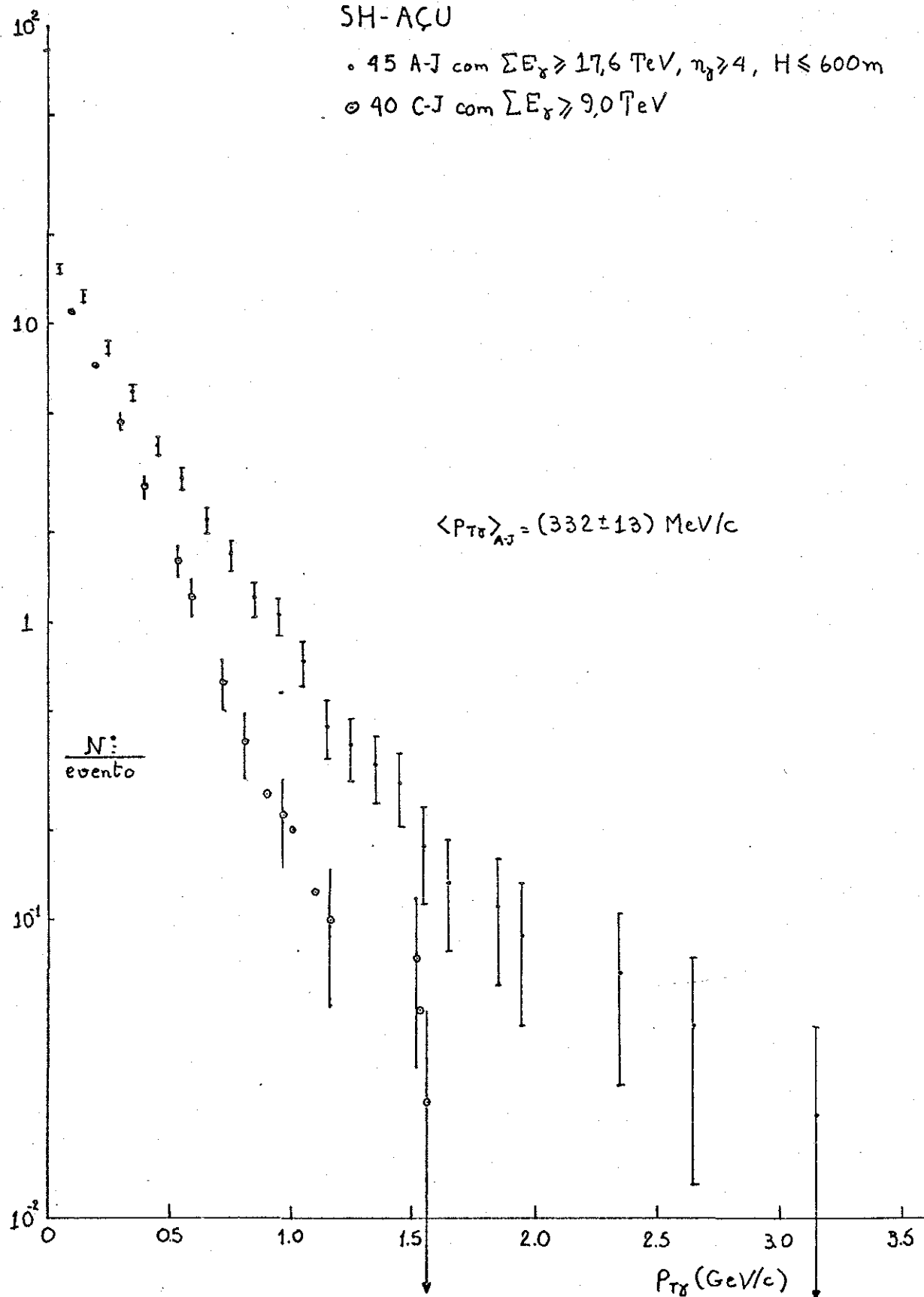
• 45 A-J com $\Sigma E_x \geq 17,6 \text{ TeV}$, $\eta_x \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ ○ 40 C-J com $\Sigma E_x \geq 9,0 \text{ TeV}$ 

Figura - 29

SH-AQU

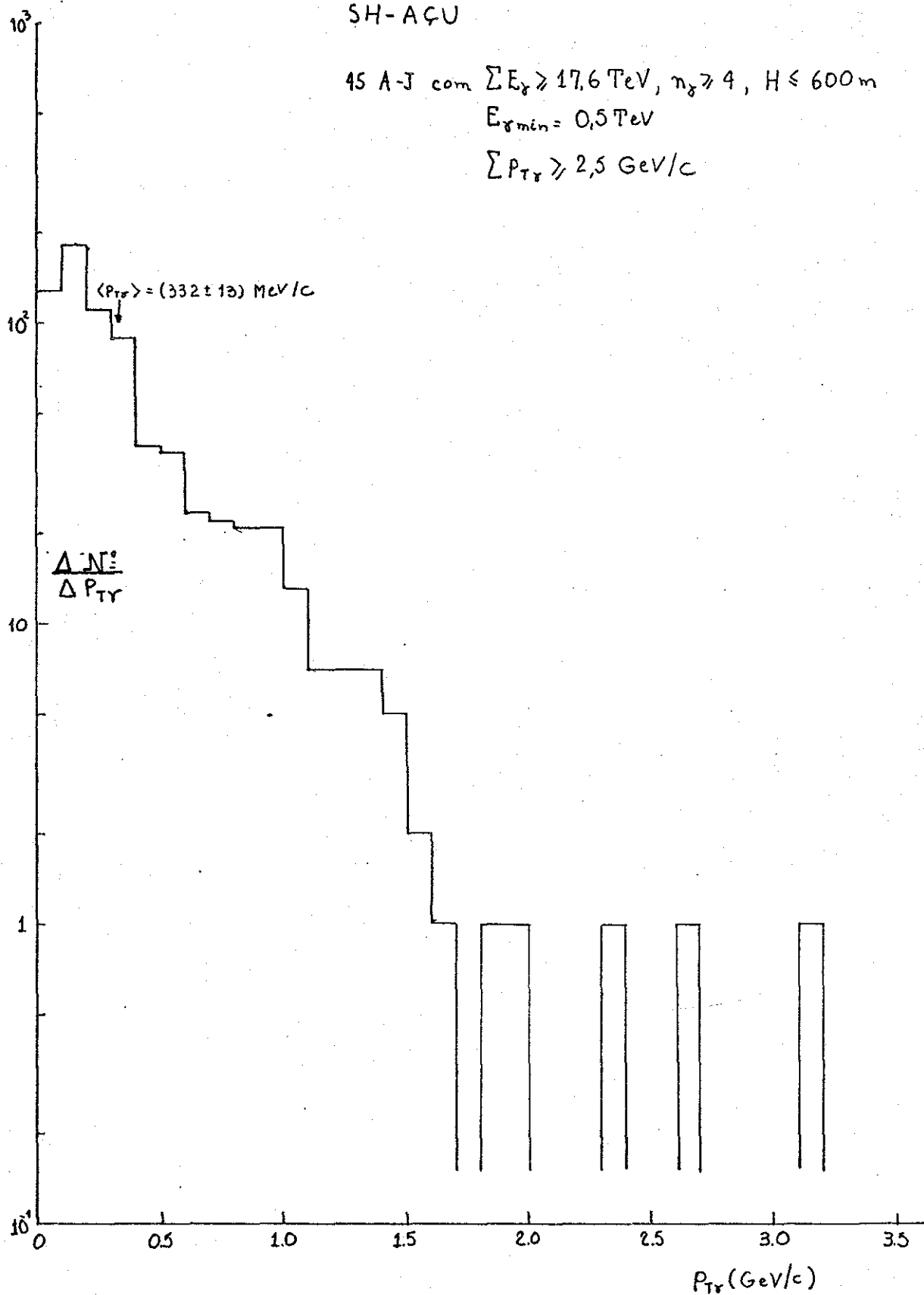
45 A-J com $\sum E_s \geq 17,6 \text{ TeV}$, $n_s \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ $E_{s \text{ min}} = 0,5 \text{ TeV}$ $\sum P_{Tr} \geq 2,5 \text{ GeV/c}$ 

Figura - 30

SH-AÇU

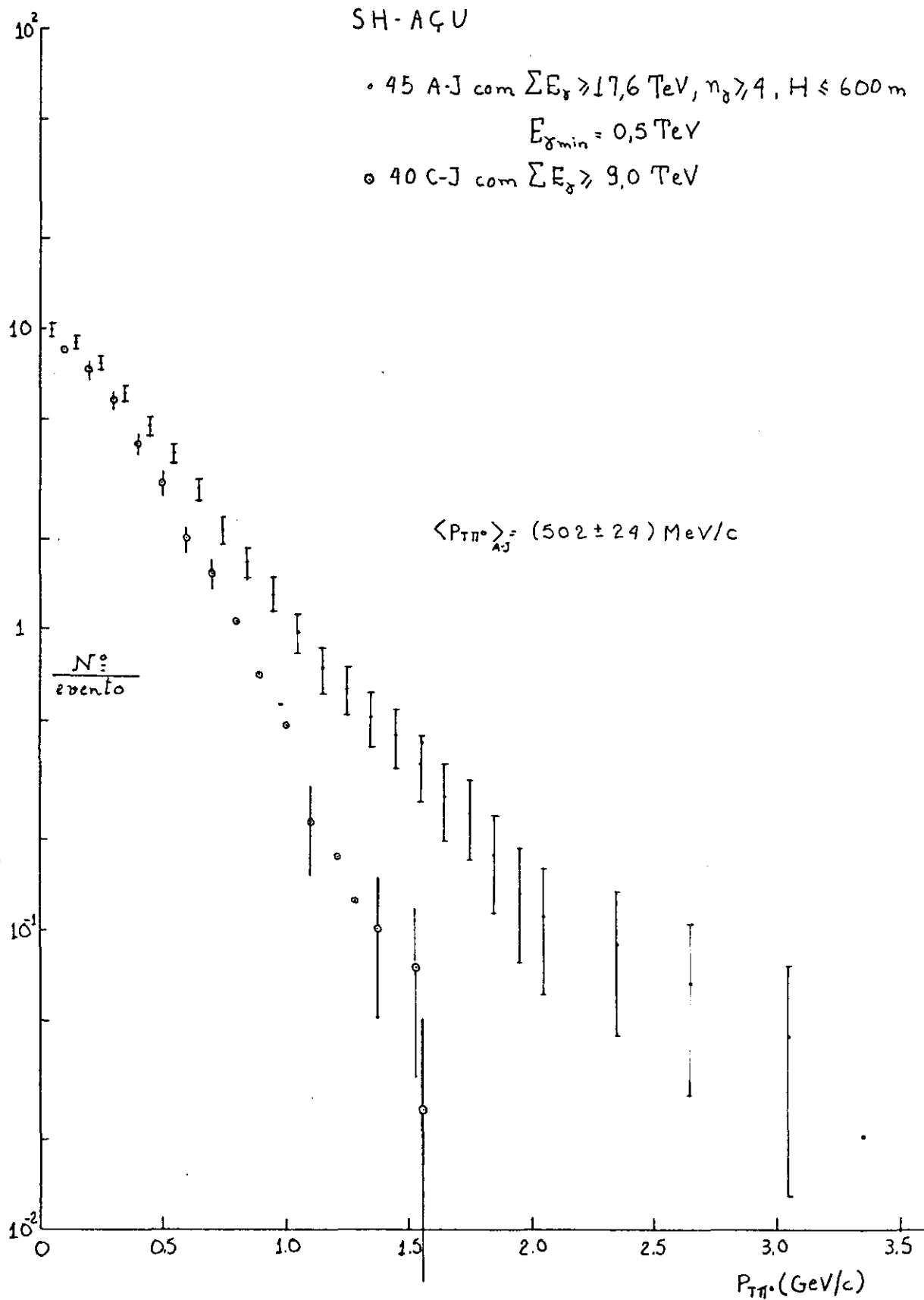
• 45 A-J com $\sum E_s \geq 17,6 \text{ TeV}$, $n_s \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ $E_{s \min} = 0,5 \text{ TeV}$ ○ 40 C-J com $\sum E_s \geq 9,0 \text{ TeV}$ 

Figura - 31

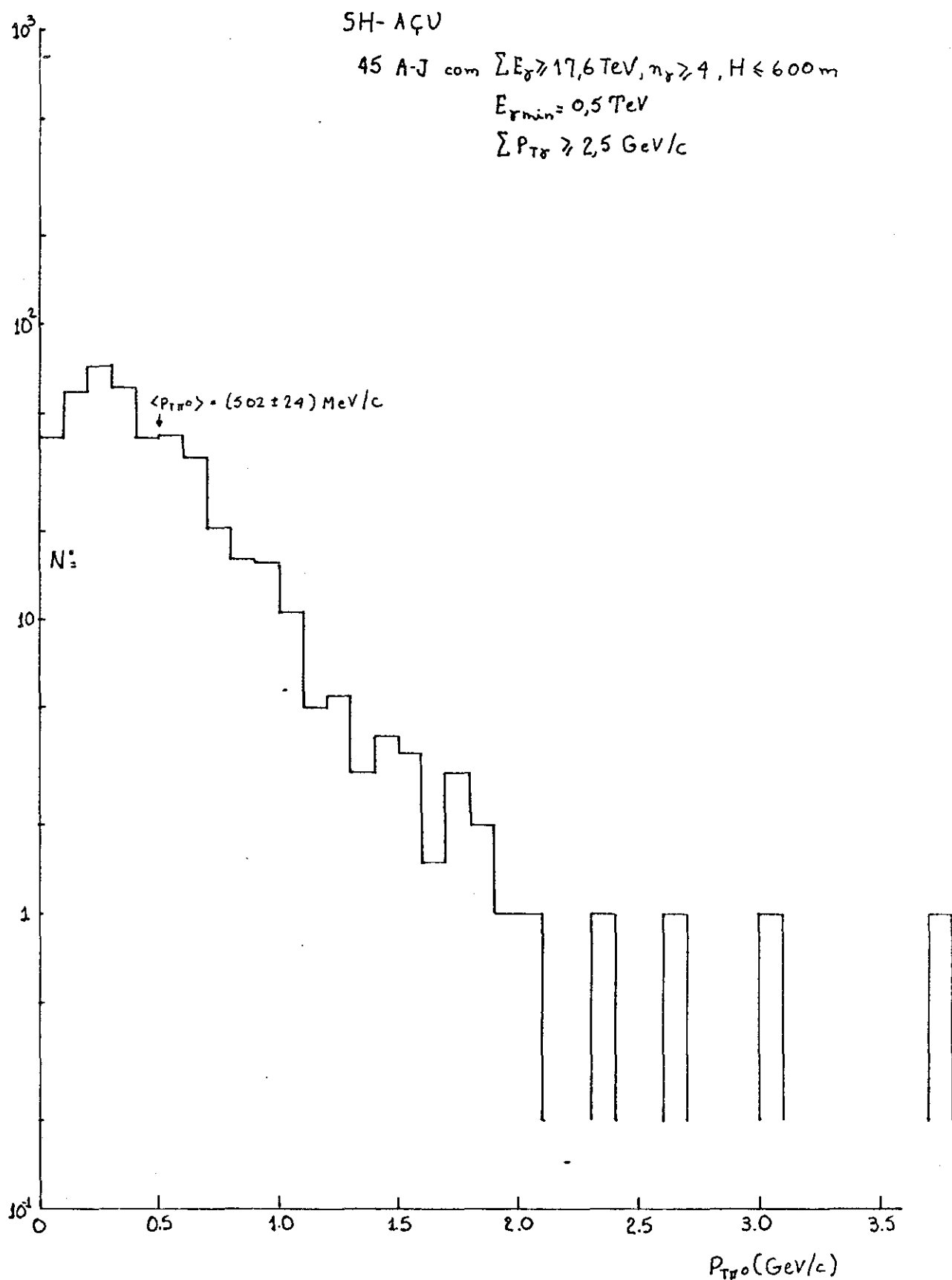


Figura - 32

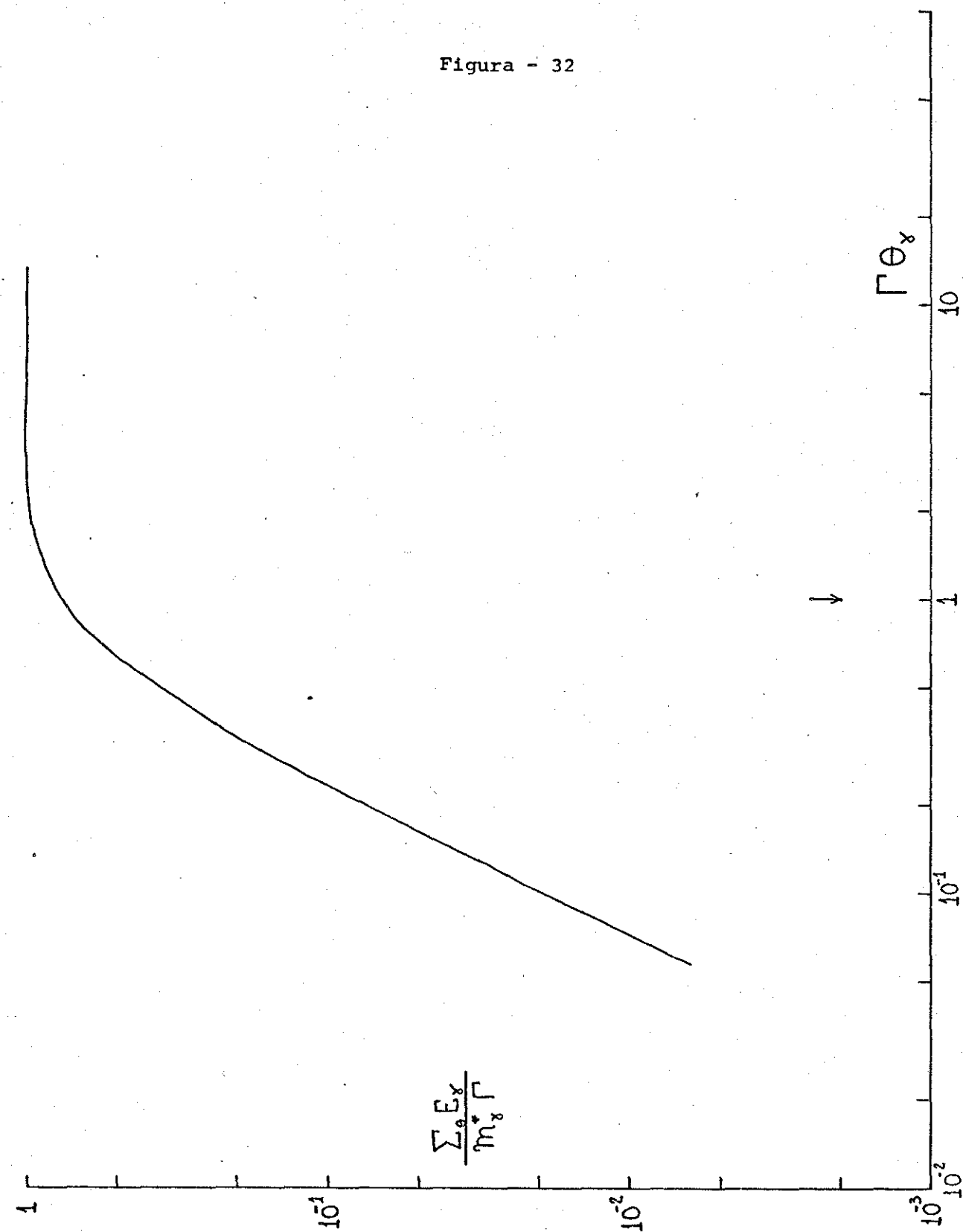
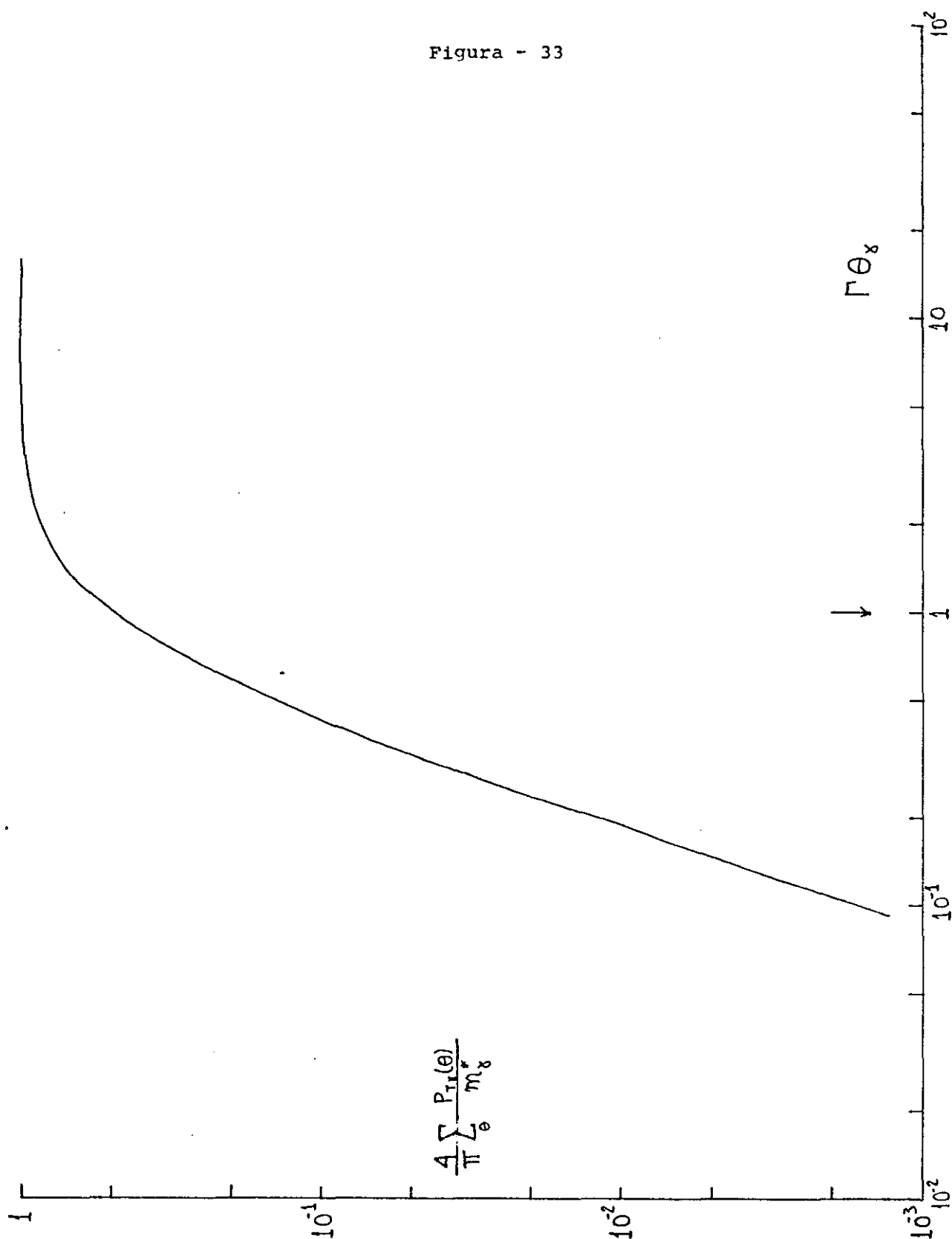


Figura - 33



Também pode-se calcular a massa M_Y^* usando a conservação dos momenta totais no Sistema Centro de Massa (23), ou seja, $\Sigma P_{Yi}^* = 0$. A parte transversal é sempre utilizada quando calculamos o centro ponderado de energia dos γ 's. A parte longitudinal $\Sigma P_{LYi}^* = 0$ nos dá a relação

$$r^2 = \frac{\Sigma E_{Yi}}{\Sigma E_{Yi} \theta_{Yi}^2} \quad \text{ou} \quad M_Y^* = \left[\Sigma E_{Yi} \Sigma E_{Yi} \theta_{Yi}^2 \right]^{1/2}$$

Usando esse último método fizemos a distribuição de massa M_Y^* dos estados intermediários obtendo a fig.34.

Nessa figura encontramos dois picos, o primeiro em $M_Y^* = 1,5 \text{ GeV}/c^2$ e o segundo em $M_Y^* = 4,5 \text{ GeV}/c^2$. Fazendo as médias dos A-jatos classificados segundo os critérios de momenta totais $\Sigma P_{TY} < 2,5 \text{ GeV}/c$ e $\Sigma P_{TY} > 2,5 \text{ GeV}/c$ resultam para as massas os valores

$$\langle M_Y^* \rangle = (1,6 \pm 0,7) \text{ GeV}/c^2$$

e

$$\langle M_Y^* \rangle = (6,3 \pm 2,4) \text{ GeV}/c^2$$

concordantes com os obtidos anteriormente.

O maior número de A-jatos com massa maior é consequência da seleção feita inicialmente ($\Sigma E_Y > 17,6 \text{ TeV}$ para SH-Açu e $\Sigma E_Y > 20 \text{ TeV}$ para H-Mirim) e também devido à mistura de eventos detectados em outras câmaras além da C.E.N.C. 14 a qual foi sistematicamente analisada.

VII.7 Comparação de C-jatos e A-jatos com dados de aceleradores

A comparação de C-jatos com dados de aceleradores foi o tema principal da tese de doutoramento de Armando Turtelli Jr. (20)

O mesmo tipo de comparação foi feito com A-jatos em relação aos dados de aceleradores. Nota-se concordância dos dados de máquinas artificiais com os A-jatos. (figs.35,36 e 37)

Figura - 34

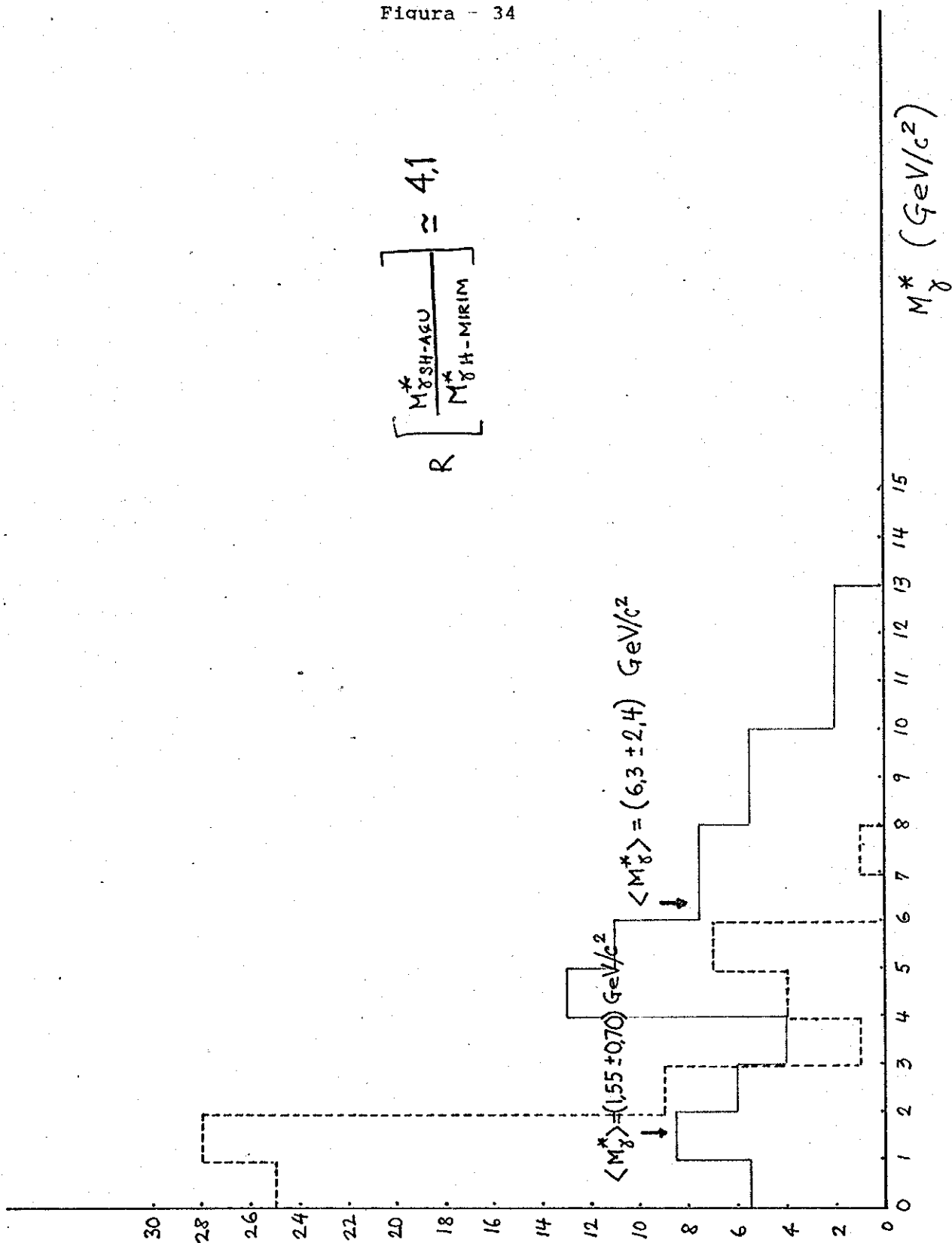


Figura - 35

H-MIRIM

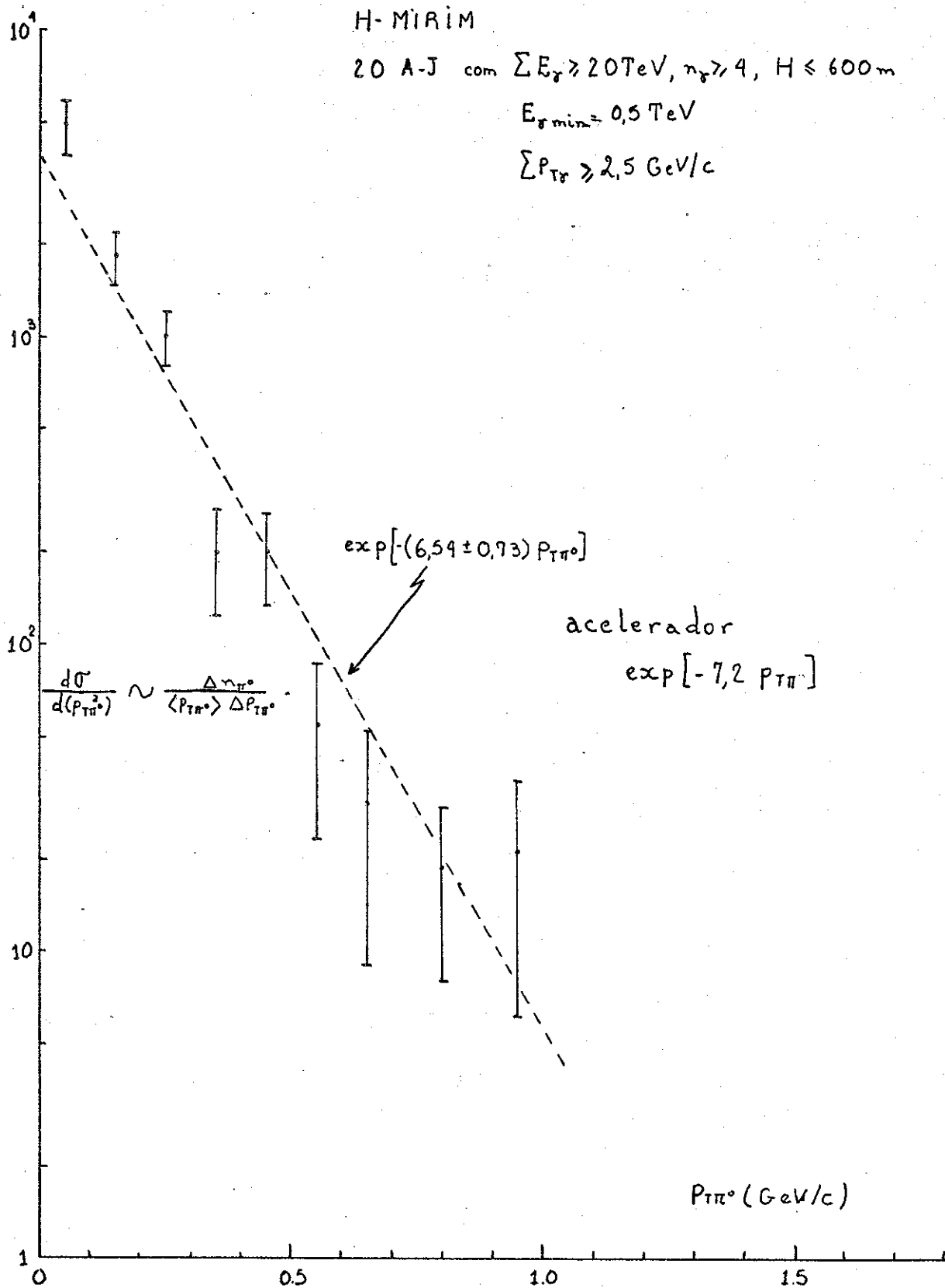
20 A-J com $\sum E_\gamma \geq 20 \text{ TeV}$, $n_\gamma \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ $E_{\gamma \text{ min}} = 0,5 \text{ TeV}$ $\sum P_{T\gamma} \geq 2,5 \text{ GeV}/c$ 

Figura - 36

SH-AÇU

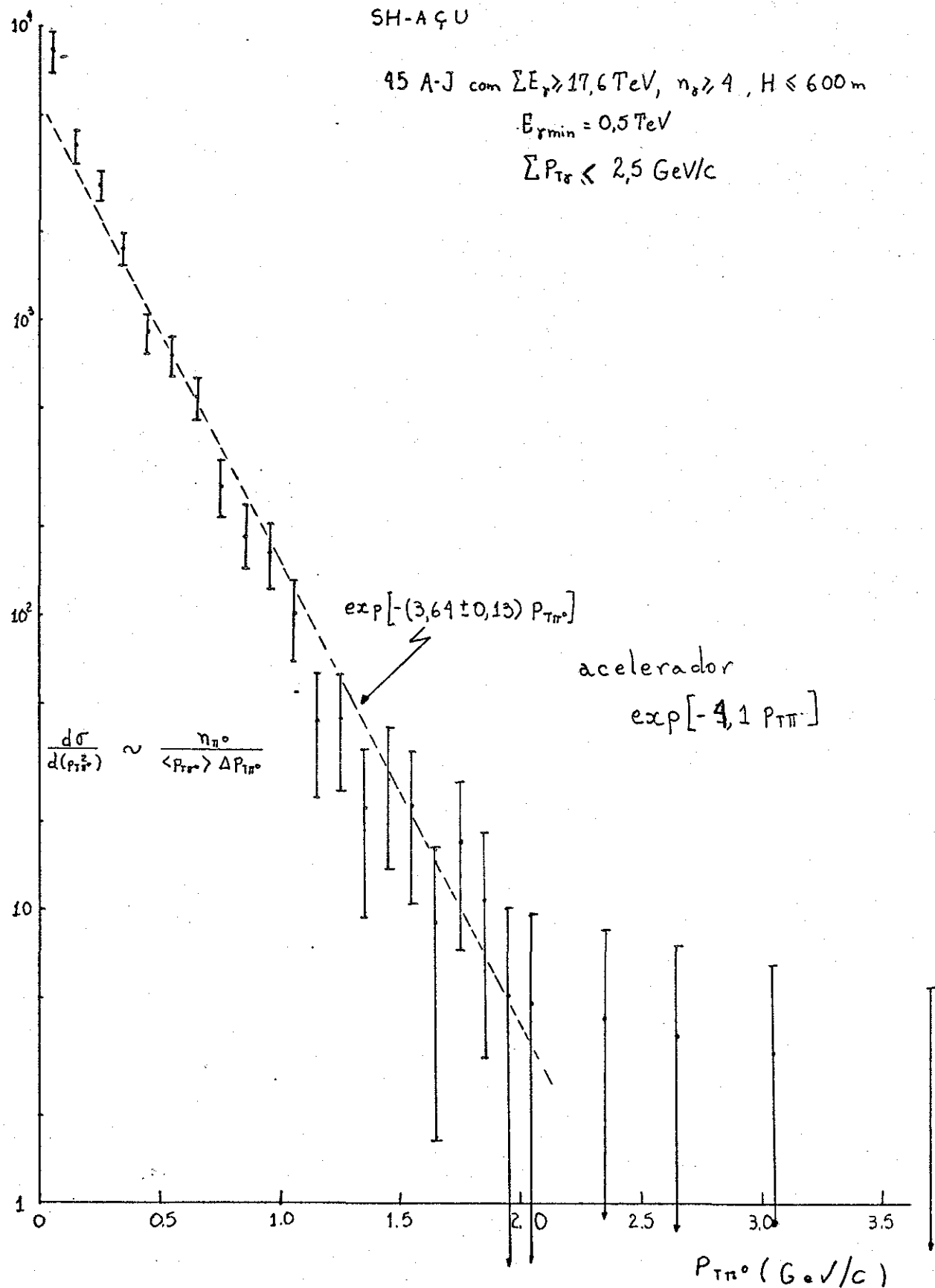
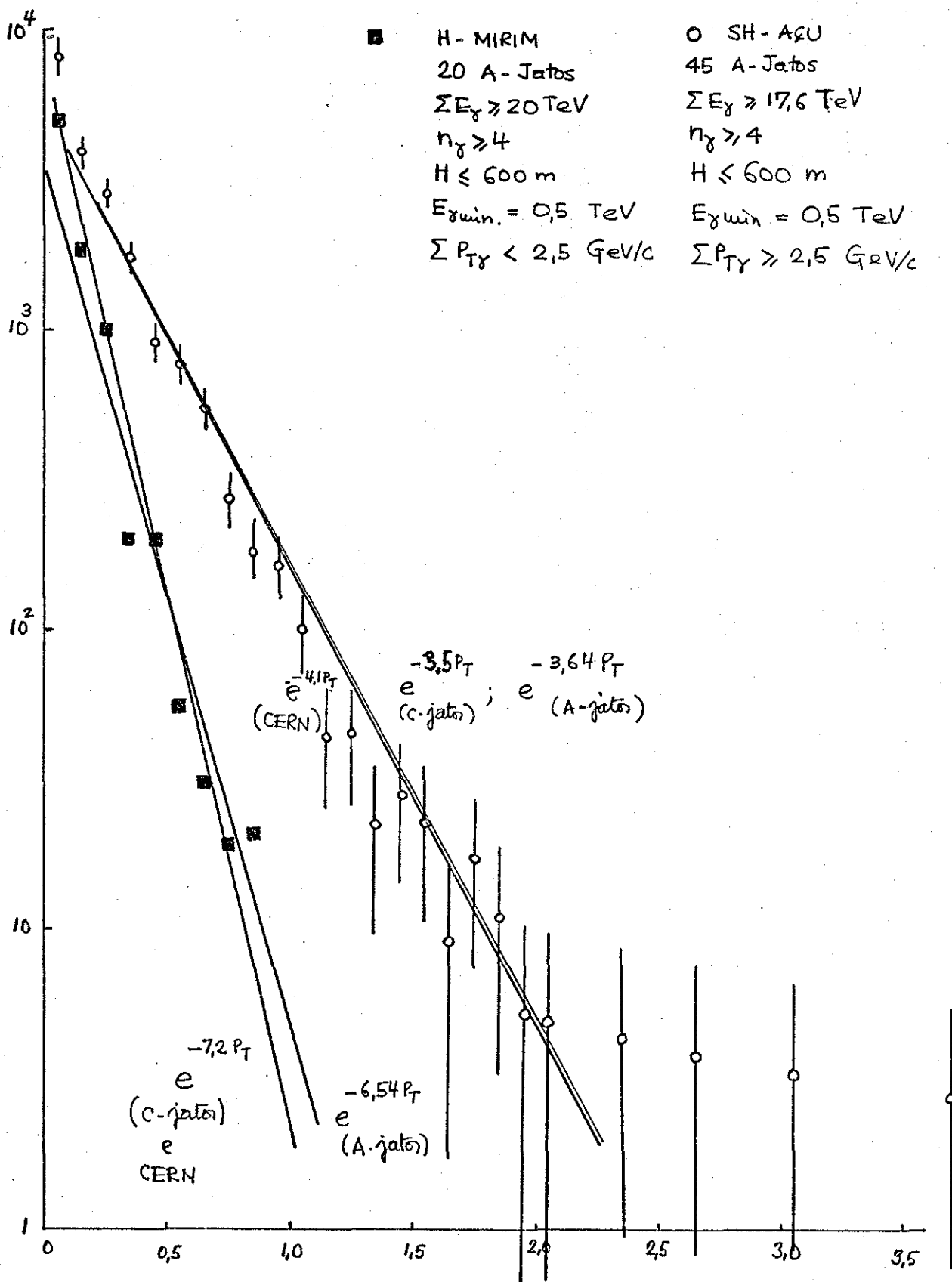
45 A-J com $\Sigma E_p \geq 17,6 \text{ TeV}$, $n_s \geq 4$, $H \leq 600 \text{ m}$ $E_{p\text{min}} = 0,5 \text{ TeV}$ $\Sigma P_{Tr} \leq 2,5 \text{ GeV/c}$ 

Figura - 37



VII.8 Comentários

Nas figs.28, 29, 30 e 31 dos resultados do estado intermediário SH-Açu os espectros de $P_{T\gamma}$ e $P_{T\pi^0}$ obtidos por A-jatos tem um prolongamento acentuado comparado aos mesmos espectros obtidos por C-jatos.

Se observarmos mais atentamente o espectro de $P_{T\pi^0}$ notamos uma ligeira mudança na inclinação da curva em torno de $P_{T\pi^0} = 1,0 \sim 2,0$ GeV/c. Também o espectro diferencial da fig. 36 mostra sintoma semelhante para $P_{T\pi^0} \approx 2,0$ GeV/c, acima do qual o espectro não se ajusta com $\exp(-3,64 P_{T\pi^0})$ que é a distribuição com expoente determinado pelo método de máxima verossimilhança.

Acreditamos que esses gráficos indicam a produção de outras partículas além dos γ 's e/ou a produção, na colisão, de partículas que decaem posteriormente em π^0 's. Acreditamos também que algumas dessas partículas são os mésons η .

Os C-jatos também parecem indicar a presença de mésons η nos eventos com $\Sigma E_{\gamma} > 20$ TeV da C.E.N.C.15. Porém, como a estatística é muito baixa (2 C-jatos), é um problema futuro a busca e confirmação da existência desses mésons.

Identificamos como mésons η , 22 casos de pares de γ 's, 1 caso de 3 π^0 e 1 caso de γPbPb ($\pi^0\pi^+\pi^-$) que deram a massa invariante M_{η} entre 416,9 MeV/c² e 688,6 MeV/c² e com valor médio $\langle M_{\eta} \rangle = (549 \pm 70)$ MeV/c² concordante com o valor tabelado $\langle M_{\eta} \rangle = (548,8 \pm 0,6)$ MeV/c² (24) (fig.38)

Aceitando esses η bona fide, fizemos a distribuição de $P_{T\eta}$ que resulta no gráfico apresentado na fig.39 juntamente com a distribuição de $P_{T\pi^0}$, obtendo

$$\langle P_{T\eta} \rangle = (1,23 \pm 0,25) \text{ GeV/c}$$

$$\langle P_{T\pi^0} \rangle = (502 \pm 24) \text{ MeV/c}$$

Figura - 38

$$\langle M_{\eta}^* \rangle = (549 \pm 70) \text{ MeV}/c^2$$

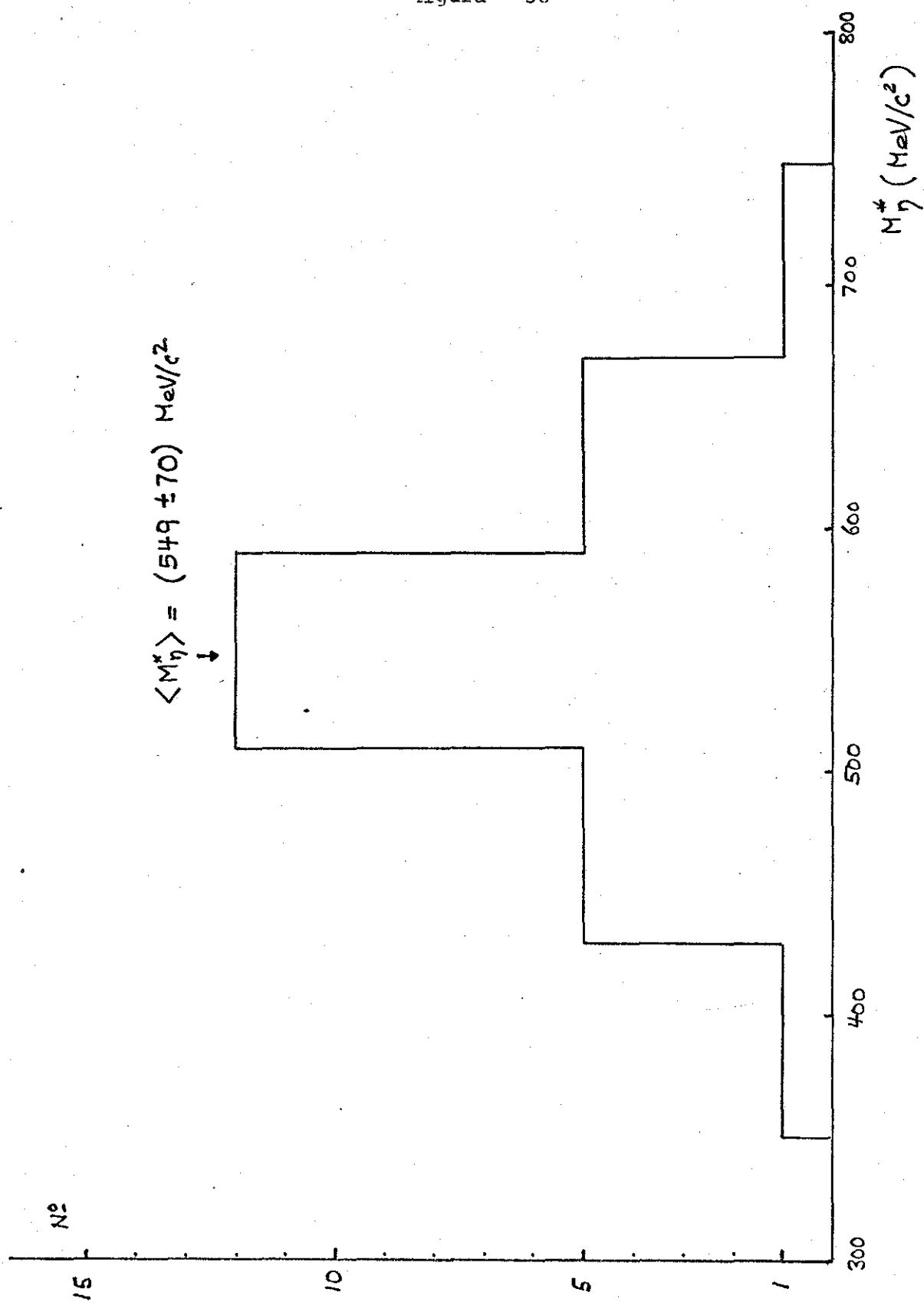


Figura - 39

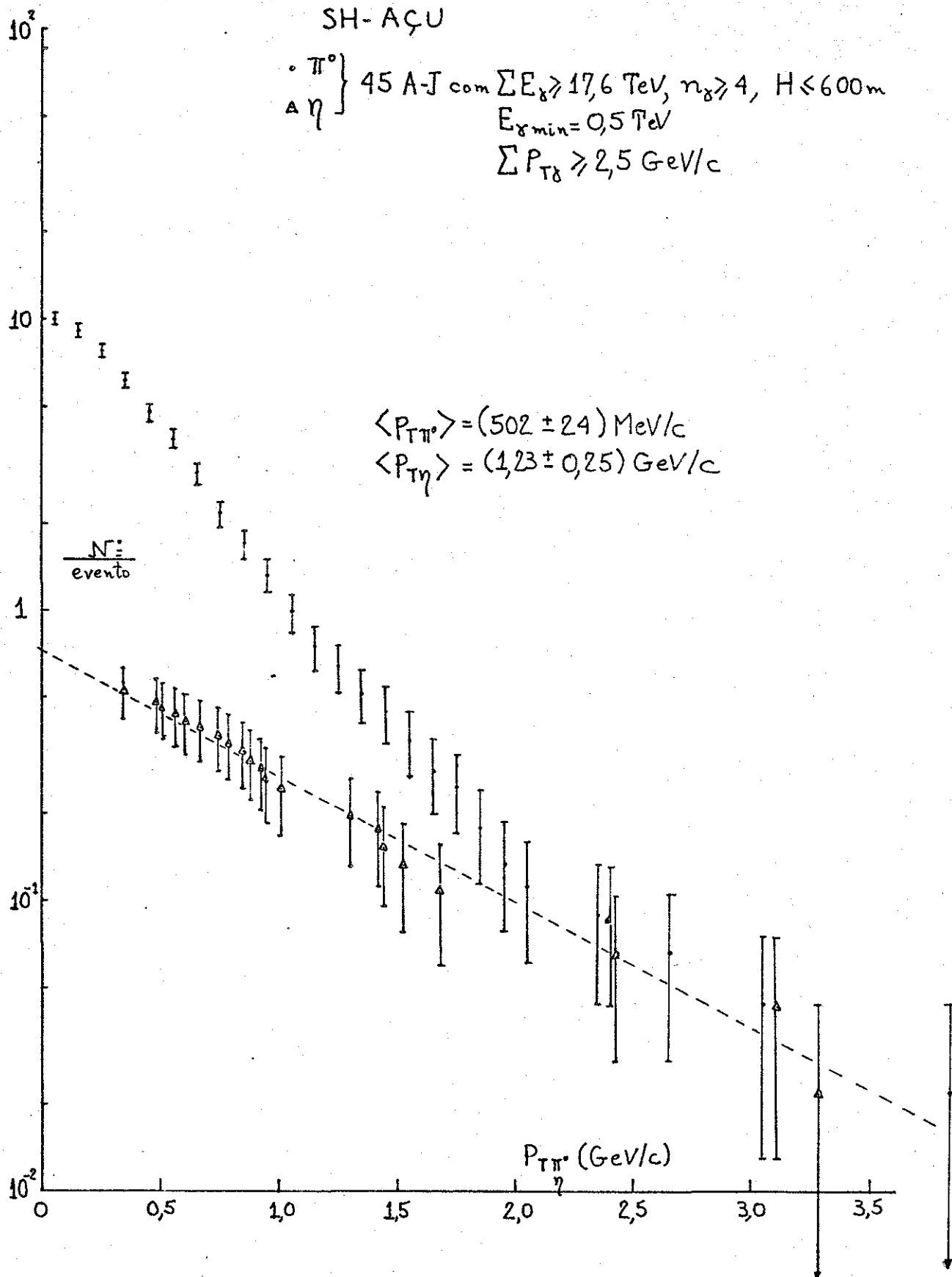
SH-AÇU

$\bullet \pi^0$
 $\Delta \eta$

$\left. \begin{array}{l} \bullet \pi^0 \\ \Delta \eta \end{array} \right\} 45 \text{ A-J com } \Sigma E_s \geq 17,6 \text{ TeV}, n_s \geq 4, H \leq 600 \text{ m}$
 $E_{s \text{ min}} = 0,5 \text{ TeV}$
 $\Sigma P_{T\delta} \geq 2,5 \text{ GeV/c}$

$$\langle P_{T\pi^0} \rangle = (502 \pm 24) \text{ MeV/c}$$

$$\langle P_{T\eta} \rangle = (1,23 \pm 0,25) \text{ GeV/c}$$



CAPÍTULO VIII
DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

VIII.1 Morfologia

Para uma cascata eletromagnética simples existe um parâmetro S chamado 'idade' ⁽²⁵⁾, que é uma medida do seu grau de desenvolvimento. Quando $S < 1$ significa cascata jovem, $S = 1$ cascata 'madura' e $S > 1$ cascata velha.

VIII.1.2 Parâmetros S_Y e S_N

Nos capítulos IV e V, introduzindo *ad hoc*, em analogia com o parâmetro S , os parâmetros S_Y e S_N , mostramos como obter a consistência dos dados experimentais. Podemos chamá-los 'idade das famílias para o desenvolvimento da componente eletromagnética' e 'idade das famílias para o desenvolvimento da componente nuclearmente ativa', respectivamente.

$$\langle S_Y \rangle = 1,33 \pm 0,04$$

$$\langle S_N \rangle = 1,2 \sim 1,3$$

Estendendo para essas 'idades' S_Y e S_N o significado da 'idade' S , concluímos que mesmo as famílias atmosféricas 'limpas' são sempre 'velhas', como era de se esperar. A explicação é que uma família, já no instante de sua criação, é composta de várias partículas, o que não acontece para uma c.e.m. simples, a qual inicia seu desenvolvimento partindo de uma única partícula. Essa explicação reforça a argumentação utilizada no capítulo V e que resultou em $S_N < S$.

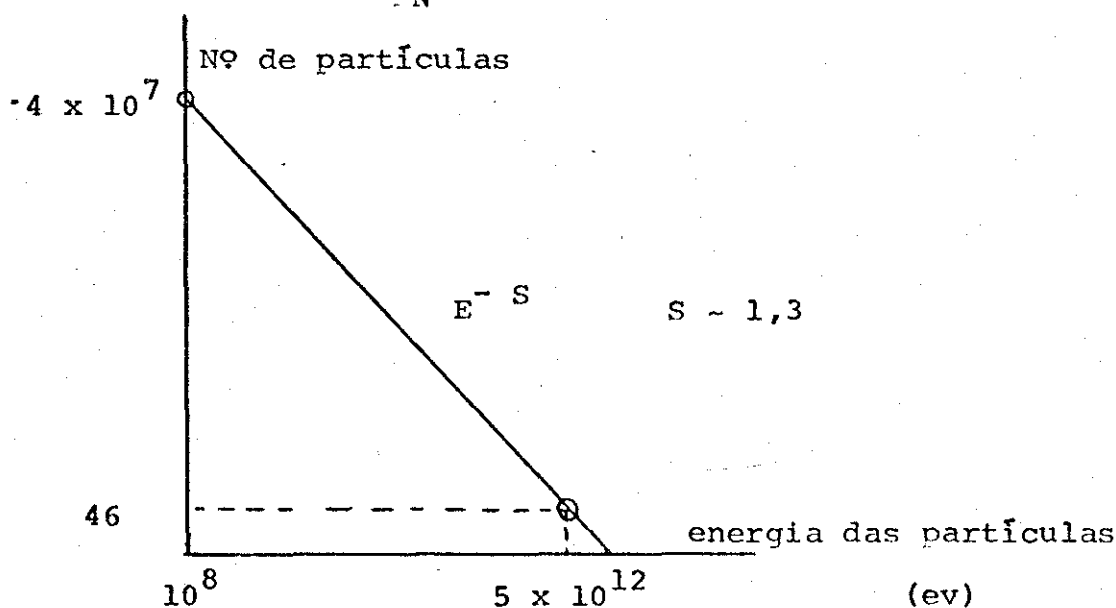
VIII.1.3 Relação Família Atmosférica - Chuveiro Atmosférico Extenso (C.A.E.)

Uma família atmosférica e um 'chuveiro atmosférico

rico extenso' - C.A.E. são produzidos na atmosfera através de interações nucleares e eletromagnéticas e portanto devem estar correlacionados: Para comprovar tal afirmação fizemos a correspondência entre famílias atmosféricas de multiplicidade N_γ em γ 's com energia acima de $E_{\gamma\min}$ e C.A.E. de multiplicidade N_p = número de partículas com energia acima de $E_{p\min}$.

Utilizando o fluxo de multiplicidade das famílias atmosféricas (fig.5-capítulo IV), encontramos famílias de $\langle N_\gamma \rangle \approx 46$, $E_{\gamma\min} = 5 \text{ Tev}$, frequência de $\approx 10^{-13}/\text{cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{sterad}$. Para esse valor de frequência encontramos C.A.E. ⁽⁹⁾ com $\langle N_p \rangle \approx 4 \times 10^7$ partículas e $E_{p\min} \approx 10^8 \text{ ev}$

Podemos utilizar os resultados acima e, apesar do fluxo dos C.A.E. ter diferentes expoentes (fig.12 - capítulo IV), obtemos, da comparação C.E.N.C. - C.A.E., um espectro energético cujo expoente resulta $S \sim 1,3$ (figura abaixo), em concordância com o valor $\langle S_N \rangle = 1,2 \sim 1,3$ anteriormente obtido.



VIII.2 Interações

Utilizando o valor $\langle S_\gamma \rangle = 1,33 \pm 0,04$ obtivemos o livre caminho médio de atenuação das famílias $\Lambda = (148 \pm 16) \text{ gr/cm}^2$.

Esse resultado foi usado no capítulo VI, onde pudemos separar as famílias atmosféricas 'mistas' em dois grupos com massas M_{γ}^* diferentes, sendo a razão entre as mesmas

$$R \left(\frac{\text{Grupo II}}{\text{Grupo I}} \right) \approx 5,5$$

Essa razão das massas foi determinada sem usar as alturas das interações.

A existência desses dois grupos também foi obtida no capítulo VII para os A-jatos 'limpos' ($H \leq 600$ mt, determinada através da cinemática do decaimento $\pi^0 \rightarrow 2 \gamma$) e a razão entre massas resultou

$$R \left(\frac{\text{SH-Açu}}{\text{H-Mirim}} \right) \approx 4$$

Esse valor é o limite inferior da razão entre massas porque o método utilizado para a determinação das mesmas baseia-se na simetria de emissão dos γ 's produzidos no decaimento dos estados intermediários e na maioria dos casos de A-jatos não observamos toda a componente neutra desses estados intermediários.

Conforme referências (14a,b,c,d,e), nos C-jatos a razão das massas está entre 5 e 6.

Para testar a validade do método de determinação das alturas para os A-jatos foi feita a confrontação com os resultados de C-jatos (os quais tem a altura bem determinada) encontrando concordância para os estados intermediários H-Mirim, mas não para os estados intermediários SH-Açu.

Para o estado intermediário SH-Açu concluímos que os C-jatos tem bastante perda pelo fato de ter sido limitada a área de busca ao microscópio ($\sim 4 \text{ mm}^2$).

Lançamos e testamos, também no capítulo VII, a hipótese da produção de mésons η , além dos π 's, no estado intermediário SH-Açu para justificar a cauda das distribuições de $P_{T\gamma}$ e $P_{T\pi}$ construídas com A-jatos. Existem outros modelos para essa cauda mas, acreditamos que eles não invalidam a hipótese de produção de mésons η tanto é que nos resultados de aceleradores foi observada a produção dos mesmos η , ρ , κ etc para grandes P_T .

A região de grandes P_T acreditamos ser o domínio do estado intermediário SH-Açu porque obtivemos concordância ao fazer a comparação entre os resultados da C.B.J. (tanto A-jatos como C-jatos) com os resultados do I.S.R. (acelerador com anéis de armazenamento pertencente ao C.E.R.N. = consórcio de vários países europeus) quando se jogam os SH-Açu na estatística para ver a parte de grandes P_T .

VIII.3 Morfologia e Interações

No cálculo desenvolvido no capítulo V introduzimos uma hipótese do 'aumento da multiplicidade média $\langle N_Y \rangle$ ' com a energia ΣE_Y : $\langle N_Y \rangle = N_0 (\Sigma E_Y / 10^{12} \text{ ev})^\alpha$.

Utilizando somente A-jatos encontramos, para os parâmetros N_0 e α , os valores

$$N_0 = 10 \pm 2$$

$$0,1 \lesssim \alpha \lesssim 0,4$$

A justificativa dessa hipótese pode ser feita postulando a existência de 'energia ΣE_Y característica' para cada um dos 3 estados intermediários, ou seja, o estado intermediário tem a máxima probabilidade de ser produzido para aque

la 'energia ΣE_γ característica'. Assim

$$\begin{array}{llll} \Sigma E_\gamma \approx 1 & \text{Tev} & \text{para} & \text{H-Mirim} \\ \Sigma E_\gamma \approx 50 & " & " & \text{SH-Açu} \\ \Sigma E_\gamma \approx 10^3 & " & " & \text{UH-Guassu} \end{array}$$

Vale ressaltar que a escolha dessas energias características não é totalmente arbitrária porque:

- 1) o estado intermediário H-Mirim é produzido já em energias menores que 1 Tev e existem exemplos com energia de centenas de Tev mas, como normalizamos a energia da expressão $\langle N_\gamma \rangle = N_0 (\Sigma E_\gamma / 1 \text{ Tev})^\alpha$, utilizamos essa energia de 1 Tev como a energia característica desse estado intermediário.
- 2) o estado intermediário SH-Açu foi observado na faixa 10 Tev a 100 Tev sendo que na amostra a maior porcentagem está em torno de 50 Tev, justificando nossa escolha.
- 3) para o estado intermediário UH-Guassu não existem muitos exemplos, e além disso nem sempre tem boa estimativa de energia (p.e. 'Andrômeda' tem $\Sigma E_\gamma = (10^4 \sim 10^5) \text{ Tev}$). Assim usamos o valor $\Sigma E_\gamma = 10^3 \text{ Tev}$ para a energia característica porque nessa energia encontramos exemplos desse estado intermediário.

Substituindo esses valores e $\alpha = 0,25$ na expressão, obtemos

$$\begin{array}{llll} \langle N_\gamma \rangle \approx 10 & \text{para} & \text{H-Mirim} \\ \langle N_\gamma \rangle \approx 27 & " & \text{SH-Açu} \\ \langle N_\gamma \rangle \approx 56 & " & \text{UH-Guassu} \end{array}$$

valores concordantes com as multiplicidades médias obtidas das distribuições $E_\gamma / \Sigma E_\gamma$ e $P_{T\gamma}$

$$\begin{array}{llll} \langle N_\gamma \rangle = (9 \pm 1) & \text{para} & \text{H-Mirim} \\ \langle N_\gamma \rangle = (23 \pm 2) & " & \text{SH-Açu} \\ \langle N_\gamma \rangle \approx (60 \sim 100) & " & \text{UH-Guassu} \end{array}$$

esse último resultado não foi obtido no presente trabalho, mas o foi pela C.B.J.

Sendo que os parâmetros $\lambda_a = (95 \pm 5) \text{ gr/cm}^2$ e $\beta = (2,05 \pm 0,05)$ concordantes com o parâmetro $S_\gamma = 1,33 \pm 0,04$ foram obtidos através da morfologia, levando em conta todos os γ 's superpostos sem considerá-los como componentes de famílias, concluimos que a existência de estados intermediários discretos é consistente com a morfologia e está ligada à mesma.

Evidências dos estados intermediários foram publicados não só pela C.B.J. e grupos soviéticos, mas também por A.Agnese e A.Wataghin^(26a,b,c,d,e,f).

Também as publicações recentes dos aceleradores (27 e 28) mostram a existência de estados intermediários em experiências com máquinas artificiais. É interessante notar que uma dessas experiências foi feita no acelerador de prótons de Brookhaven com feixe de 28,5 GeV/c, e esse acelerador entrou em operação em meados de 1960. Repete-se novamente as histórias das descobertas dos mésons π em 1947 por C.M.G.Lattes, G.Occhia^lini e C.F.Powell, e os pósitrons por C.D.Anderson da radiação cósmica, quando os mesmos já estavam sendo produzidos, mas não detectados em máquinas artificiais.

Por fim, queremos observar que os critérios de seleção utilizados minoraram os efeitos produzidos por erros na determinação das alturas de produção dos A-jatos tornando confiáveis os seus resultados. Ainda mais, devido a limitações em fluxo e condições experimentais dos C-jatos, torna-se imperioso utilizar os A-jatos não só como guia mas também como fonte de dados no estudo das interações nucleares.

Assim esperamos que esse trabalho contribua para a elaboração de métodos mais preciso que o aqui desenvolvido, a fim de que possamos utilizar os A-jatos mais eficazmente já que nas 'altas energias' existem novidades apenas observadas na radiação cósmica. Exemplos são os eventos onde há produção múltipla de bárions, eventos denominados 'CENTAURO'.

APÊNDICE I

Esboço dos cálculos de Kamata - Nishimura para determinação de energia das cascatas eletromagnéticas (7a,b)

Nestes cálculos é utilizada a aproximação A, ou seja, são desprezados o efeito Compton e os processos de colisão (excitação e ejeção de elétrons dos átomos). As secções de choque utilizadas para processos de radiação e criação de pares são as de Bethe - Heitler para blindagem completa. Também é levado em conta o espalhamento coulombiano, singular e plural.

Assim, as equações de difusão para desenvolvimento longitudinal e lateral são:

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \theta \frac{\partial \pi}{\partial t} = - A' \pi + B' \gamma + \sigma' \pi + \epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E}$$

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

onde 1) $\pi(E, r', \theta, t) dE dr d\theta$ = número médio de elétrons com energia entre E e E + dE, movendo-se num ângulo entre θ e $\theta + d\theta$ em relação ao eixo da cascata eletromagnética, na posição entre r e r + dr, para a profundidade t.

$\gamma(W, r, \theta, t) dW dr d\theta$ = análogo ao anterior nas, para os fótons.

2) $- A' \pi = dE dt \int_0^1 \left[\pi(E, t) + \frac{1}{1-v} \pi\left(\frac{E}{1-v}, t\right) \right] \psi(v) dv$ = variação no número de elétrons devida a radiação com os elétrons de energia (E+dE) perdendo energia e, os de energia maior caindo nesse intervalo.

$$\psi(v) dv = \left[1 + (1-v^2) - (1-v) \left(\frac{2}{3} - 2b \right) \right] \frac{dv}{v}$$

$$b = \frac{1}{18 \ln(183 Z^{-1/3})}$$

$$3) B' \gamma = dE dt 2 \int_0^1 \gamma\left(\frac{E}{U}, t\right) \psi(u) \frac{du}{u}$$

= aumento no número de elétrons produzidos por fótons de energia (W, dW)

$$\psi(u) = \left[u^2 + (1-u)^2 + \left(\frac{2}{3} - 2b \right) u (1-u) \right] du$$

$$4) \sigma' \pi = dt \left[\int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\theta - \theta') \pi(\theta') d\theta' - \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\theta') d\theta' \pi(\theta) \right]$$

= aumento no número de elétrons devido ao espalhamento coulombiano. Esse termo é muitas vezes aproximado e uma aproximação usada (aproximação de Landau) é levar em conta contribuição somente do espalhamento múltiplo. No trabalho de Kamata - Nishimura são levados em conta mais dois termos de ordem superior: o do espalhamento singular e o do espalhamento plural.

$\sigma(\theta) d\theta$ = probabilidade que um elétron seja espalhado num ângulo $(\theta, d\theta)$ ao atravessar uma dada espessura

5) $\epsilon \frac{\partial \pi}{\partial E}$ = variação no número de elétrons devida à ionização: $\pi(E+dE)$ e dt elétrons entram e $\pi(E)$ e dt saem do intervalo (E, dE) . A inclusão ou não desse termo é a diferença entre as aproximações A e B.

$$6) C' \pi = \int_0^1 \pi\left(\frac{W}{u}, t\right) \psi(v) \frac{dv}{v}$$

= contribuição devida à elétrons que irradiam

$$7) - \sigma_0 \gamma = \left[\frac{b}{3} - \frac{7}{9} \right] \gamma$$

= contribuição devida à probabilidade de criação de pares por comprimento de radiação.

Sendo que a energia de uma partícula da cascata eletromagnética é da ordem de $E = (1 \sim 2)$ GeV para uma distância do eixo da cascata eletromagnética $r = (1 \sim 2) \times 10^{-2}$ u.c., é suficiente a aproximação A porque a energia crítica do chumbo é $E_{\text{crit Pb}} = 7,6$ MeV.

Nessa aproximação vemos que o <número> de partículas com energia maior que E , numa cascata eletromagnética, é função somente da profundidade t e da razão E_0/E sendo E_0 = energia da partícula que inicia a cascata.

Assim, a solução dessas equações para obtermos o número de partículas dentro de um círculo de raio r (= distância ao eixo da cascata), na profundidade t é:

$$\Pi = \Pi^0 + \frac{1}{\Omega} \Pi^1 + \frac{1}{\Omega^2} \Pi^2 + \dots$$

$$\Pi(E_0, r, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{dS}{S} \left[\frac{E_0 r}{K} \right]^S \Gamma\left(1 - \frac{S}{2}\right) \left[1 + \frac{1}{\Omega} \frac{S}{2} \left\{ \psi\left(1 + \frac{S}{2}\right) - \frac{\partial}{\partial p} \mu(p, 0, S, t) \right|_{p=-S/2} \right\} \right] \cdot \mu\left(-\frac{S}{2}, 0, S, t\right)$$

sendo μ a solução da equação

$$\sum_{n=0}^p C_n \left(-\frac{1}{\Omega}\right)^n L^n(S+2p+2u) M(p-n, n+u, S, (\xi-t), t) \\ = (\xi-t)^2 \left[p \left(1 - \frac{1}{\Omega} \log(\xi-t)\right) M(p-1, u, S, (\xi-t), t) + u M(p, u-1, S, (\xi-t), t) \right]$$

onde

$$1) L^n(-S+2p+2u) = \frac{\partial^n}{\partial p^n} \left[\frac{\partial}{\partial t} - \lambda_1(S+2p+2u) \right] \left[\frac{\partial}{\partial t} - \lambda_2(S+2p+2u) \right]$$

$$2) \mu(p, u, S, t) = \lim_{(\xi-t) \rightarrow 0} M(p, u, S, (\xi-t), t)$$

$$3) M(p=0, u=0, S, (\xi-t), t) = \frac{B(S)}{\sigma_0} \left[H_1(S) \exp(\lambda_1(S)t) + H_2(S) \exp(\lambda_2(S)t) \right]$$

Nessa última equação foram desprezados os termos $\frac{1}{\Omega} \Pi^n$ com $n > 2$, o que implica que a solução usada para a equação só tem termos de espalhamento coulombiano múltiplo e singular.

Como as nossas câmaras são feitas de camadas alternadas de chumbo e placas fotográficas, é necessário levar

em conta essa inhomogeneidade, o que é feito fazendo

$$\Pi \left[\frac{E_0 r}{K} \left(\frac{\langle r^2 \rangle_{\text{hom}}}{\langle r^2 \rangle_{\text{inom}}} \right)^{1/2}, t \right]$$

onde $\Pi \left[\frac{E_0 r}{K}, t \right]$ é a função de cascata para material homogêneo

$$\left(\frac{\langle r^2 \rangle_{\text{hom}}}{\langle r^2 \rangle_{\text{inom}}} \right)^{1/2} \text{ é chamado fator de espaçamen}$$

to que leva em conta o efeito acima mencionado

Outro efeito que é levado em conta nos cálculos é o efeito devido à inclinação das cascatas.

Sob a Aproximação A a função de cascata é descrita pela profundidade t e a razão entre a energia E_0 da partícula incidente e a energia E da partícula produzida. Então o número de partículas produzidas é expresso por uma função

$$N(\geq E, t; E_0) = f_1 \left(\frac{E_0 r}{K}, t \right)$$

K = constante de Molière (de espalhamento)

que é a lei de semelhança para $(r, E \text{ e } t)$.

Cálculo da distribuição dos ângulos zenitais

Assumimos

- 1) A radiação cósmica primária (nucleons, nucleos) incide isotropicamente sobre a atmosfera terrestre.
- 2) Os secundários e nucleons residuais da interação nuclear a tenuam-se exponencialmente ao atravessar a atmosfera.
- 3) Os secundários da interação nuclear propagam-se sem mudança de direção.

Experimentalmente essas hipóteses são confirmadas em primeira aproximação.

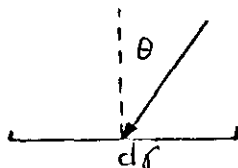
Supondo a dependência do fluxo vertical dos raios γ com a profundidade atmosférica $\frac{t}{\lambda_a}$ da forma

$$I_1 \left(\frac{t}{\lambda_a} \right) = I_0 \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a} \right]$$

então a dependência com o ângulo zenital θ , na profundidade

$$\frac{t}{\lambda_a} \text{ é } \psi \left(\frac{t}{\lambda_a}, \theta \right) d(\cos \theta) d\sigma = J_1 \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a} \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right) \right] \cos \theta d(\cos \theta)$$

onde $d\sigma$ é a área de detecção.



Então o fluxo observado N_{ob} é

$$N_{obs} = 2\pi \int_0^{\pi/2} \psi \left(\frac{t}{\lambda_a}, \theta \right) d(\cos \theta)$$

$$= 2\pi J_1 \frac{1}{2} \left[\left(\frac{t}{\lambda_a} \right)^2 Ei \left(\frac{t}{\lambda_a} \right) \exp \left(\frac{t}{\lambda_a} \right) - \frac{t}{\lambda_a} + 1 \right]$$

$$\text{onde } Ei(x) = \int_c^\infty \frac{1}{s} \exp[-s] ds = \int_1^\infty \frac{1}{s} \exp[-xs] ds$$

é a função integral exponencial.

Apresentamos na fig. 40 a curva de calibração entre os fluxos observado e vertical. Na mesma figura está traçada também a curva de calibração entre os dois fluxos usando a aproximação

$$\exp \left[- \frac{t}{\lambda_a \cos \theta} \right] \approx (\cos \theta)^{t/\lambda_a} \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a} \right]$$

Sendo $J_1 = \frac{N_{obs}}{\Omega}$, o ângulo sólido efetivo

$$\Omega = \frac{2\pi}{m} \text{ muda de } \Omega = \frac{2\pi}{\frac{t}{\lambda_a} + 2} \text{ para } \Omega = \frac{2\pi}{\frac{t}{\lambda_a} + 2,68}$$

quando não se usa a aproximação acima mencionada.

A distribuição integral dos ângulos zenitais θ

é

$$F(\geq \cos \theta) = \int_{\cos \theta}^1 \psi \left(\frac{t}{\lambda_a}, \theta \right) d(\cos \theta) d\sigma$$

$$F(\geq \cos \theta) \propto \int_0^{\cos \theta} x \exp \left[- \frac{t}{\lambda_a x} \right] dx$$

(fig. 41)

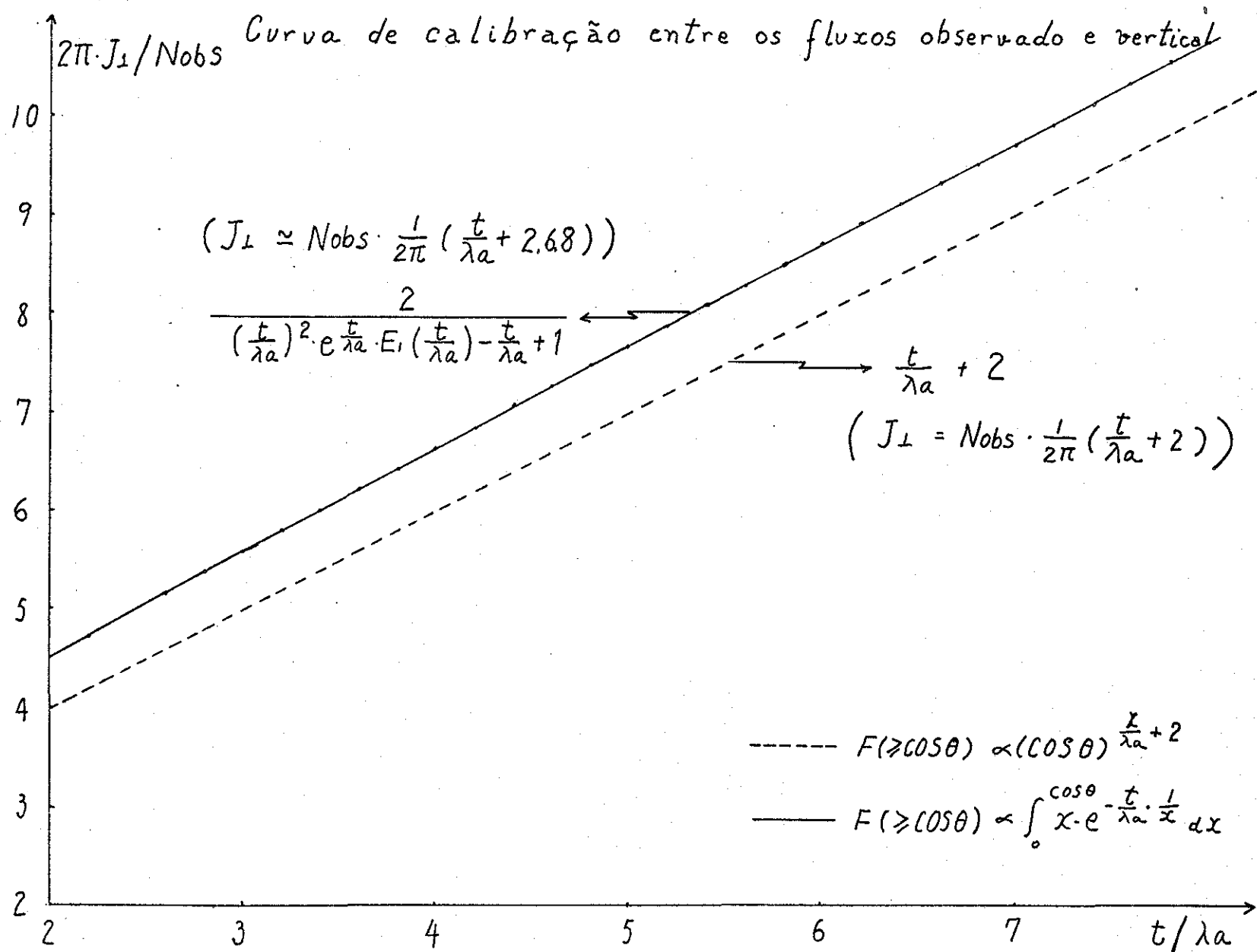
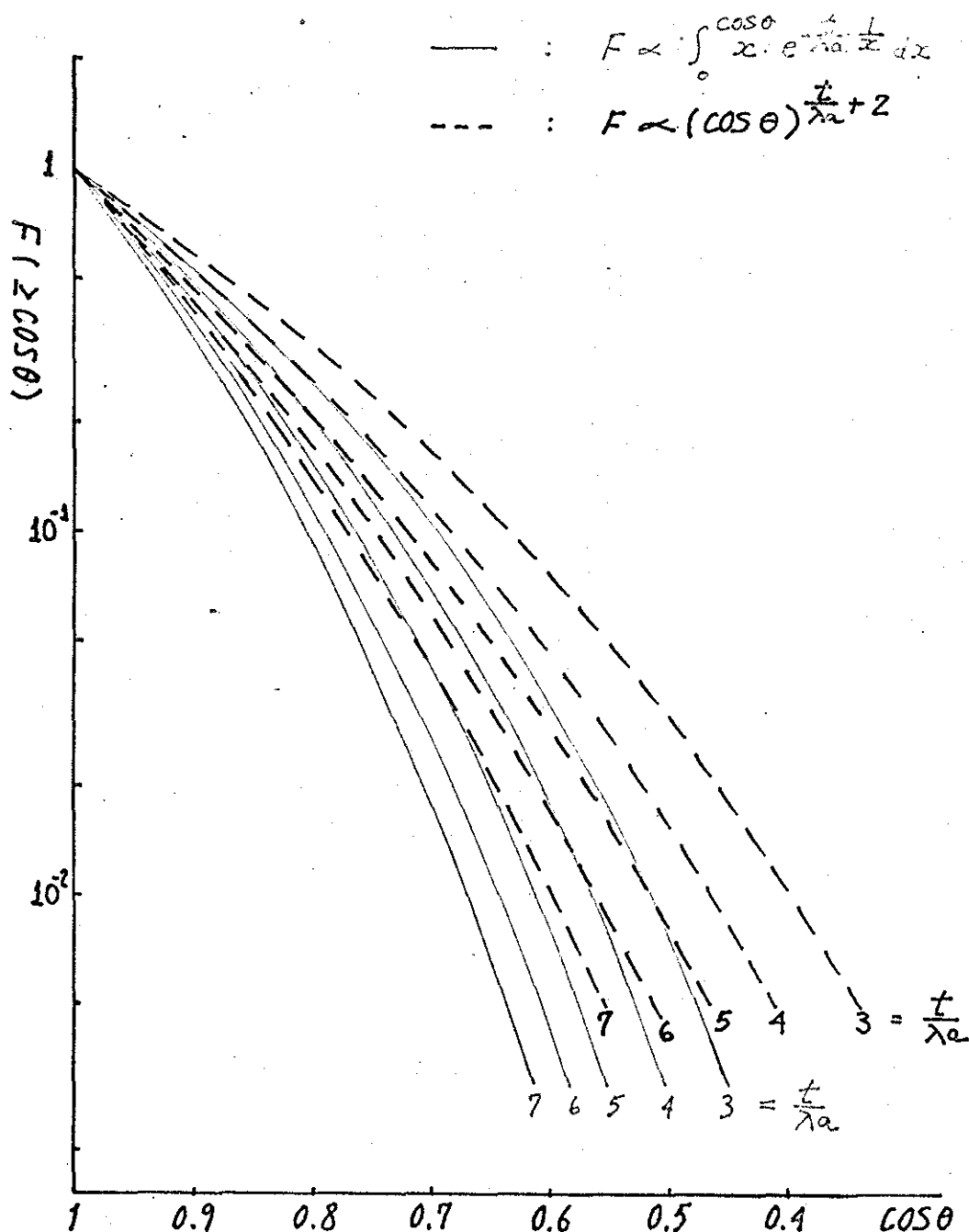


Figura - 40

Figura - 41

Distribuição Integral dos Angulos zenitais



APÊNDICE III
COMPLEMENTO DO CAPÍTULO V

Nesse apêndice são apresentados alguns cálculos e gráficos complementares e que não constaram do capítulo V.

Os cálculos do capítulo V foram feitos desprezando contribuições das sucessivas interações do nucleon inicial. Cálculos levando em conta essas contribuições foram efetuados por Toru Shibata e pelo autor, cujo resumo descrevemos a seguir.

Os cálculos foram feitos supondo constantes as inelasticidades médias K_N ; K_π e os caminho livre médio de interação λ_N , λ_π das colisões N-N e $\pi^\pm - N$, respectivamente e também independência de carga.

A-III.1a Distribuições de multiplicidade e energia dos nucleons

O nucleon inicial de energia E_0 sofrendo n colisões dentro da atmosfera até a profundidade t tem a distribuição

$$f_N(E_N, t; E_0) dE_N dt dE_0 = \sum_{p=0}^{p_{\max}} P_p \left[\frac{t}{\lambda_N} \right] \delta \left[(1-K_N)^p E_0 - E_N \right] dE_N dt dE_0$$

onde $P_p =$ distribuição de Poisson

$$(1-K_N)^{p_{\max}} E_0 \geq E_N$$

e as distribuições de multiplicidade e energia de nucleons resulta

$$N_N(\geq E_{N\min}, t; E_0) dt dE_0 = \sum_{p=0}^{p_{\max}} P_p \left[\frac{t}{\lambda_N} \right] dt dE_0$$

$$\frac{\sum_{E_{N\min}} E_N(\geq E_{N\min}, t; E_0) dt dE_0}{E_{N\min}} = \sum_{p=0}^{p_{\max}} P_p \left[\frac{t}{\lambda_N} \right] \frac{(1-K_N)^p E_0}{E_{N\min}} dt dE_0$$

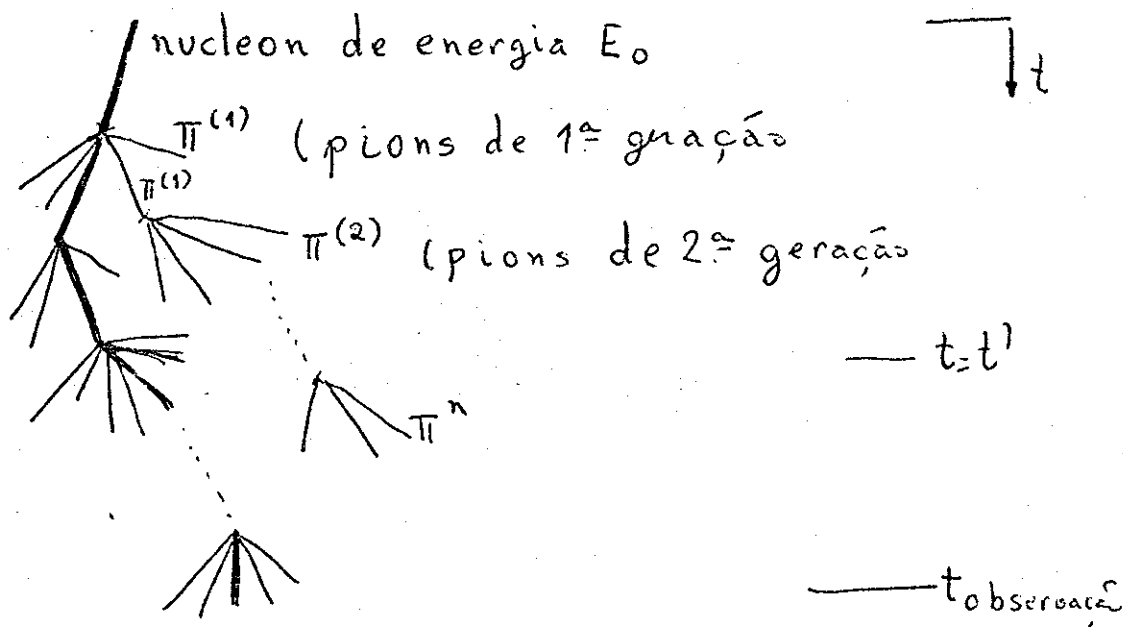
para o fluxo de multiplicidade e energia dos nucleons temos

$$I_N(\geq N_N, T) = \int_{t=0}^T \frac{dt}{\lambda_N} \int_{E_{Nmin}}^{\infty} N_N(\geq E_{min}, t; E_0) I(E_0) dE_0$$

$$I_E(\geq E_N, T) = \int_0^T \frac{dt}{\lambda_N} \int_{E_{Nmin}}^{\infty} \sum E_N(\geq E_{Nmin}, t; E_0) I(E_0) dE_0$$

A-III.15 Distribuição de multiplicidade e energia dos pions

Da colisão N-N originam-se pions que denominaremos pions de 1ª geração, da colisão $\pi^+ - N$ originam-se pions que denominaremos pions de 2ª, 3ª, 4ª geração etc. Esquemáticamente



A distribuição de multiplicidade para pions de 1ª geração resulta

$$n_{\pi}^{(1)}(E_{\pi 1}, t; E_0) dE_{\pi 1} dt dE_0 = \left(\frac{2}{3}\right) \sum_{p, m_i=0}^{\max} \left(\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_N}\right)^{p+1} P_{p+m_i+1}\left[\frac{t}{\lambda_{\pi}}\right] \cdot \Phi\left[p+1, p+m_i+2; \left(1-\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_N}\right)\right] \cdot \psi_{NN}\left[(1-K_N)^p E_0, \frac{E_{\pi 1}}{(1-K_{\pi})^{m_i}}\right] \frac{dE_{\pi 1}}{(1-K_{\pi})^{m_i}} dt dE_0$$

A da 2ª geração resulta

$$\eta_{\pi}^{(2)}(E_{\pi 2}, t; E_0) dE_{\pi 2} dt dE_0 = \left(\frac{2}{3}\right)^2 \sum_{p, m_1, m_2=0}^{\text{máx}} \left(\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_N}\right)^{p+1} P_{p+m_1+m_2+2} \left(\frac{t}{\lambda_{\pi}}\right) \Phi \left[p+1, p+m_1+m_2+3; \left(1-\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_N}\right) \frac{t}{\lambda_{\pi}} \right] \\ \int_{E_{\pi 1}/K_{\pi}(1-K_{\pi})^{m_2}}^{K_N(1-K_N)^p(1-K_{\pi})^{m_1}E_0} dE_{\pi 1} \varphi_{NN} \left[E_{\pi 1}, \frac{E_{\pi 2}}{(1-K_{\pi})^{m_2}} \right] \varphi_{NN} \left[(1-K_N)^p E_0, \frac{E_{\pi 1}}{(1-K_{\pi})^{m_1}} \right] \frac{dE_{\pi 1}}{(1-K_{\pi})^{m_1 m_2}} dt dE_0$$

A n-ésima geração resulta

$$\eta_{\pi}^{(n)}(E_{\pi n}, t; E_0) dE_{\pi n} dt dE_0 = \left(\frac{2}{3}\right)^n \sum_{p, m_1, \dots, m_n=0}^{\text{máx}} \left(\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_N}\right)^{p+1} P_{p+m_1+m_2+\dots+m_n+n} \left(\frac{t}{\lambda_{\pi}}\right) \cdot \\ \Phi \left[p+1, p+m_1+\dots+m_n+n+1; \left(1-\frac{\lambda_{\pi}}{\lambda_N}\right) \frac{t}{\lambda_{\pi}} \right] \cdot \\ \underbrace{\int \dots \int}_{n-1 \text{ vezes}} \prod_{i=1}^n \varphi_{N_{i-1}N} \left[E_{\pi i-1}, \frac{E_{\pi i}}{(1-K_{\pi})^{m_i}} \right] \frac{dE_{\pi i}}{(1-K_{\pi})^{m_i}} dt dE_0$$

onde

- 1) $p = n^\circ$ de colisões do nucleon inicial
- 2) $m_i = n^\circ$ de colisões de pions de i-ésima geração na profundidade t' e detectados em t .
- 3) $\Phi [\quad ;]$ é a função hipergeométrica confluyente
- 4) máximo é dado por $\sum_{i=1}^n m_i$
 $K_N K_{\pi}^{(n-1)} (1-K_N)^p (1-K_{\pi})^{\sum_{i=1}^n m_i} E_0 \geq E_{\pi}$
- 5) $\frac{E_{\pi i+1}}{K_{\pi}(1-K_{\pi})^{m_i}} \leq E_{\pi i} \leq K_N K_{\pi}^{(i-2)} (1-K_{\pi})^{\sum_{j=1}^{i-1} m_j} (1-K_N)^p E_0$
- 6) $\varphi_{N_{i-1}N} [\quad] = \varphi_{NN} \left[(1-K_N)^p E_0, \frac{E_{\pi i}}{(1-K_{\pi})^{m_i}} \right] \frac{dE_{\pi i}}{(1-K_{\pi})^{m_i}}$ se $i-1=0$

Se $\lambda_N = \lambda_\pi = \lambda_1$

$$n_\pi^{(1)}(E_\pi, t; E_0) dE_\pi dt dE_0 = \frac{2}{3} \sum_{p, m_1=0}^{\max} P_{p+m_1+1} \left[\frac{t}{\lambda_1} \right] \varphi_{NN} \left[(1-K_N)^p E_0, \frac{E_{\pi 1}}{(1-K_\pi)^{m_1}} \right] \frac{dE_{\pi 1}}{(1-K_\pi)^{m_1}} dt dE_0$$

$$\max: K_N (1-K_N)^p (1-K_\pi)^{m_1} E_0 \geq E_{\pi 1}$$

$$n_{\pi 2}^{(2)}(E_{\pi 2}, t; E_0) dE_{\pi 2} dt dE_0 = \left(\frac{2}{3} \right)^2 \sum_{p_1, m_1, m_2=0}^{\max} P_{p_1+m_1+m_2+2} \left[\frac{t}{\lambda_1} \right] \cdot$$

$$\cdot \int \varphi_{\pi N} \left[E_{\pi 1}, \frac{E_{\pi 2}}{(1-K_\pi)^{m_2}} \right] \varphi_{NN} \left[(1-K_N)^{p_1} E_0, \frac{E_{\pi 1}}{(1-K_\pi)^{m_1}} \right] \frac{dE_{\pi 1}}{(1-K_\pi)^{m_1+m_2}} dt dE_0$$

$$E / K_N (1-K_\pi)^{m_2}$$

$$\max: K_N (1-K_N)^{p_1} K_N (1-K_\pi)^{m_1+m_2} E_0 \geq E_{\pi 2}$$

$$n_\pi^{(n)}(E_\pi, t; E_0) dE_\pi dt dE_0 = \left(\frac{2}{3} \right)^n \sum_{p_1, m_1, m_2, \dots, m_n=0}^{\max} P_{p_1+m_1+m_2+\dots+m_n+n} \left[\frac{t}{\lambda_\pi} \right] \Psi_{nn}(E_0, E_\pi) dE_\pi$$

$$dt dE_0$$

onde

$$\Psi_{nn}(E_0, E_\pi) dE_\pi = \int \dots \int \prod_{i=1}^{n-1} \varphi \left[E_{\pi i-1}, \frac{E_{\pi i}}{(1-K_\pi)^{m_i}} \right] \frac{dE_{\pi i}}{(1-K_\pi)^{m_i}}$$

As funções $\varphi_{NN}(E_p, E_\pi)$ e $\varphi_{\pi N}(E_N, E_\pi)$

dependem do modelo de interação nuclear utilizado.

Nos cálculos apresentados na fig.42 as funções utilizadas foram as seguintes.

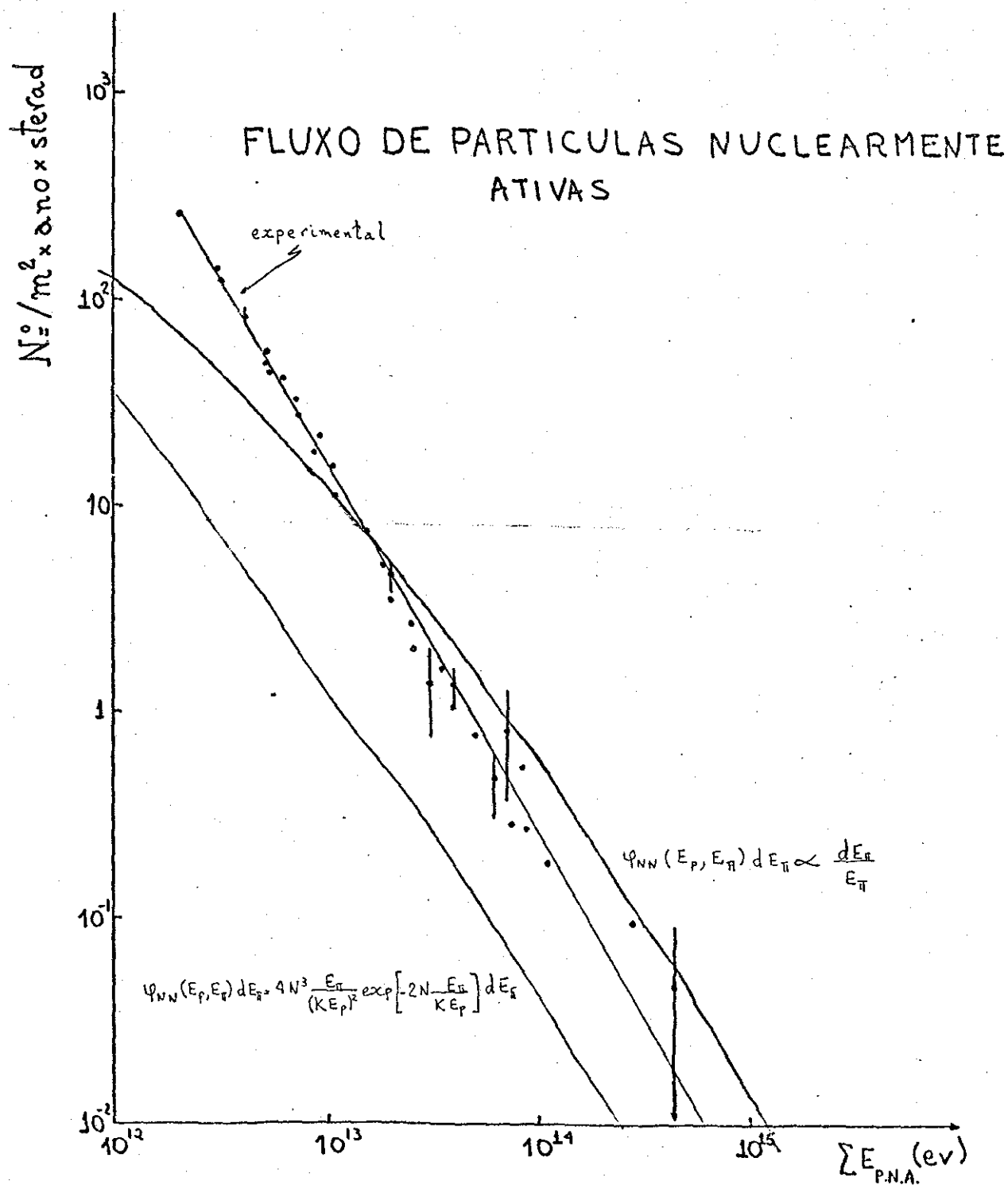
$$1) \varphi_{\pi N}(E_p, E_\pi) dE_\pi = 4 N^3 \frac{E_\pi}{(K_N E_p)^2} \exp \left(-2 N \frac{E_\pi}{K_N E_p} \right) dE_\pi$$

pois,

$$\int_{E_\delta}^{\infty} \varphi_{\pi N}(E_p, E_\pi) \frac{dE_\pi}{E_\pi} = \frac{2}{3} dE_\delta = N_\delta^2 \exp \left(-N_\delta \frac{E_\pi}{\Sigma E_\delta} \right) \frac{dE_\pi}{\Sigma E_\delta}$$

$$\text{onde } N_\delta = \frac{2}{3} N \quad \text{e} \quad \Sigma E_\delta = \frac{K_N E_p}{3}$$

Figura - 42



$$2) \psi_{\pi N}^{\pi N}(E_p, E_\pi) dE_\pi = A \frac{dE_\pi}{E_\pi}$$

onde $A = 2,57$ foi calculado usando

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \psi_{\pi N}^{\pi N}(E_p, E_\pi) dE_\pi = m(E_p) = 2,57 \log \left[\frac{E_p}{\text{GeV}} \right] - 3,6$$

A fig.42 foi obtida usando as distribuições dos nucleons e dos pions de 1ª e 2ª gerações e para τ_0 o valor $\tau_0 = 3 \times 10^6 / \text{mt}^2 \cdot \text{ano} \cdot \text{sterad}$.

$$\sum E_{PNA} \approx (\sum E_N) + (\sum E_\pi^{(1)}) + (\sum E_\pi^{(2)})$$

$$e \quad \sum E_\pi^{(1),(2)}(E_{\pi \min}, T) = \int_0^T \frac{dt}{\lambda_i} \int_{E_{0 \min}}^{E_{0 \max}} I(E_0) dE_0 \int_{E_{\pi \min}}^{E_{\pi \max}} E_\pi n_\pi^{(1),(2)}(E_\pi, t; E_0) dE_\pi$$

$E_{\pi \max}$ dado por $K_N (1-K_N)^P (1-K_\pi)^{m_1} E_0$ 1ª geração

$$K_N (1-K_N)^P K_\pi (1-K_\pi)^{m_1 + m_2} E_0$$

2ª geração

A-III.2 Distribuição diferencial angular

Para a distribuição diferencial angular obtemos

$$f(E_\gamma, \theta_\gamma) d\theta_\gamma = N_\gamma \frac{dY^2}{(1+Y^2)^2} \quad \text{se} \quad \int_{E_\gamma=0}^{\infty} f(E_\gamma, \theta_\gamma) d\theta_\gamma dE_\gamma$$

$$e \quad = N_\gamma \frac{dY^2}{(1+Y^2)^2} \left(1 + (1+Y^2) \frac{E_{\min}}{\sum E_\gamma} \right) \exp \left[- \frac{E_{\min} (1+Y^2)}{\sum E_\gamma} \right]$$

se $\int_{E_\gamma=E_{\gamma \min}}^{\infty} f(E_\gamma, \theta_\gamma) d\theta_\gamma dE_\gamma$

Na fig.43 estão graficadas as distribuições diferenciais angulares para $E_{\min}/\Sigma E_{\gamma} = 0,0$, 0,1 e 0,5 .

AIII.3 Razão $R = \frac{N_2(u) \exp[\lambda_2(u)t]}{N_1(u) [\exp \lambda_1(u)t]}$

Usamos para as funções de cascata para multiplicidade e energia as fórmulas

$$N(E'_\gamma, E_\gamma, t) \approx \frac{1}{2\pi i} \int \frac{d\nu}{\nu} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^\nu N_1(\nu) \exp[\lambda_1(\nu)t]$$

e

$$\frac{\Sigma E_\gamma(E'_\gamma, E_\gamma, t)}{E_\gamma} \approx \frac{1}{2\pi i} \int \frac{d\nu}{\nu-1} \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^\nu N_1(\nu) \exp[\lambda_1(\nu)t]$$

quando as funções completas tem o termo $N_2(u) \exp[\lambda_2(u)t]$ somado ao termo $N_1(u) \exp[\lambda_1(u)t]$.

Essa contribuição é realmente pequena como podemos observar na fig.44 para $t \geq 240 \text{ sr/cm}^2$.

Figura 43

$$f(E_x, \theta_x) d\theta_x = N_x \frac{dY^2}{(1+Y^2)^2} \left[1 + (1+Y^2) X_p \right] \exp \left[-X_p (1+Y^2) \right]$$

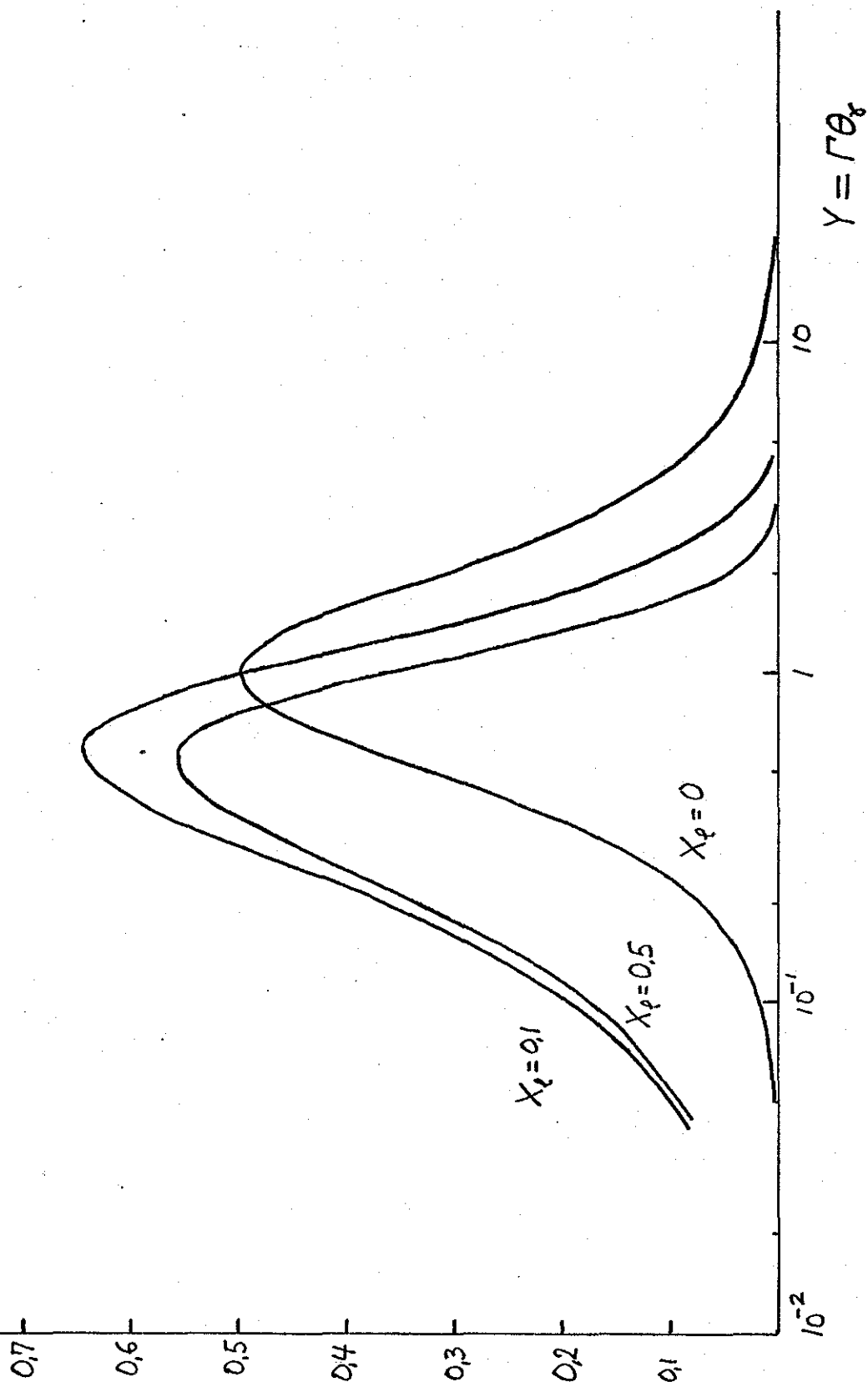
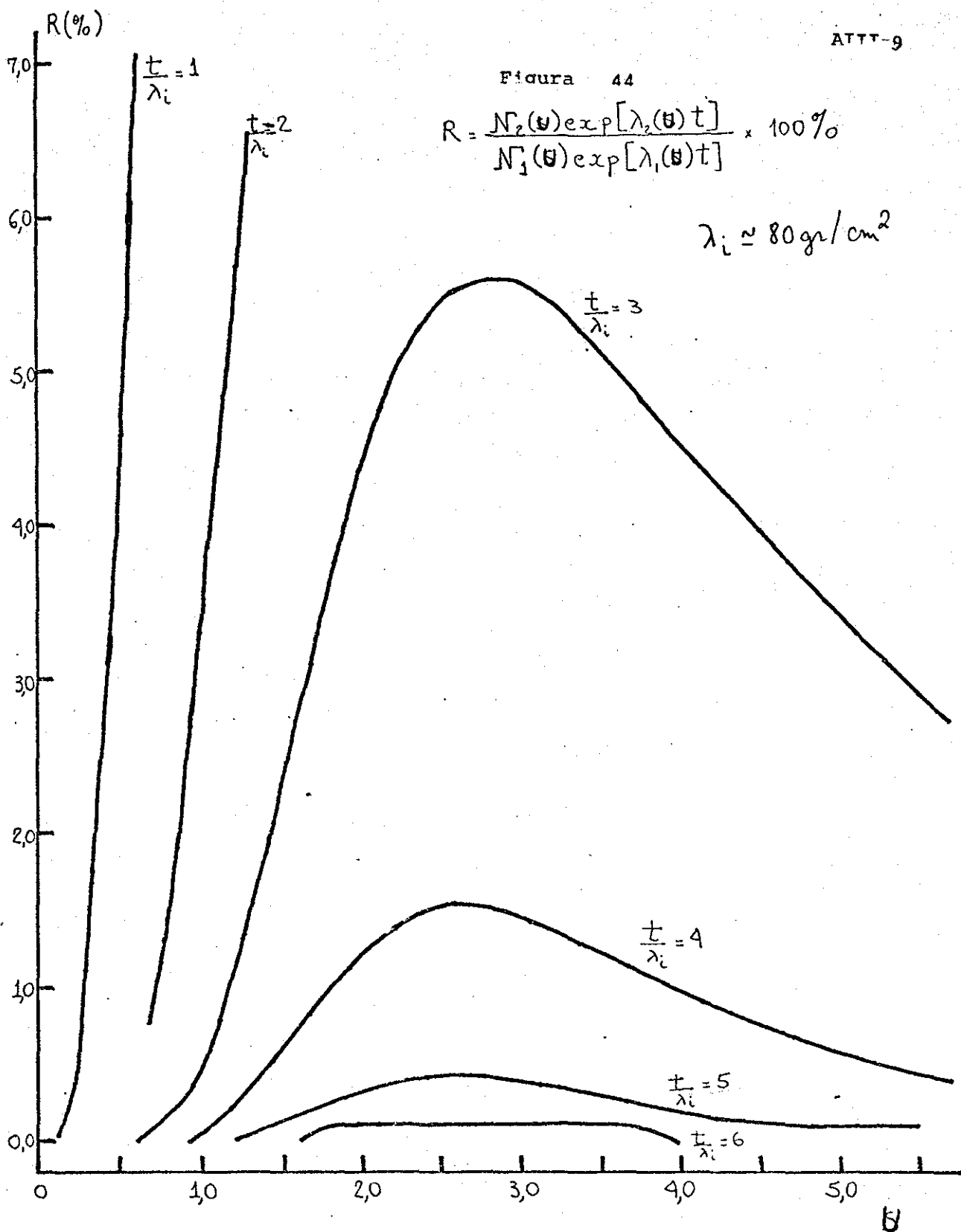


Figura 44

$$R = \frac{N_2(\theta) \exp[\lambda_2(\theta)t]}{N_1(\theta) \exp[\lambda_1(\theta)t]} \times 100\%$$

$$\lambda_i \approx 80 \text{ gr/cm}^2$$



REFERÊNCIAS

- 1a. Gleb Wataghin - Comptes Rendues, v207(1938), 358 e 421
- 1b. On Explosion Showers - Gleb Wataghin - Phys.Rev., v56(1939), 1245
- 1c. Simultaneous Penetrating Particles in the Cosmic Radiation I e II - P.A.Pompéia, M.D. de Souza Santos, G.Wataghin - Phys.Rev., v57(1940), 61 e 339
- 1d. P.A.Pompéia, M.D. de Souza Santos, G.Wataghin - Anais da Academia Brasileira de Ciências, T XII, setembro de 1940
- 1e. Showers of Penetrating Particles - P.A.Pompéia, M.D. de Souza Santos, G.Wataghin - Phys.Rev., v59(1941), 902
- 2. High-Energy Nuclear Interactions from the International Cooperative Emulsion Flight - Colaboração I.C.E.F. - Suplemento al Nuovo Cimento 1 nº 4(1963), 1039
- 3. The Energy Spectrum of Primary Cosmic Radiation - M.F.Kaplan, B.Peters, H.L.Reynolds e D.M.Ritson - Phys.Rev., v85 nº2(1952), 295
- 4. The Passage of Fast Electrons and the Theory of Cosmic Showers - H.J.Bhabha e W.Heitler - Proc.Roy.Soc. A159(1937), 432
- 5a. Observações sobre a Componente Eletromagnética de Alta Energia ($2 \times 10^{11} < E/\text{ev} < 10^{14}$) da radiação cósmica, através do Estudo de Cascatas Eletromagnéticas detetadas em câmaras de emulsão fotográfica e chumbo, expostas no Laboratório de Física Cósmica de Chacaltaya.(5200 mt de altitude) - Cesare Mansueto Giulio Lattes - Tese apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo para concurso à Cátedra de Física Superior - 1966

- 5b. Estudo de Cascatas Eletromagnéticas detectadas em câmaras de emulsões nucleares e chumbo expostas a 5200 mt de altitude e morfologia da radiação cósmica - Claudio Santos - Tese de doutoramento apresentada à Universidade Estadual de Campinas - 1971
- 5c. Propagation of Cosmic Rays in the Atmosphere and Models of Multiple Meson Production - Akinori Osawa - Tese de doutoramento apresentada à Universidade de Waseda - Japão e publicada em Supplement of The Progress of Theoretical Physics, 47(1971), 180
6. Jarbas Lopes Cardoso Junior e Antonio Carlos Rodrigues-Relatórios das bolsas de iniciação científica concedidas pela F.A.P.E.S.P. - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo
- 7a. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers-K.Kamata e J.Nishimura-Supplement of the Progress of Theoretical Physics, 6(1958), 93
- 7b. Calculation of Cascade Functions for the Emulsion Chamber Project - J.Nishimura - Supplement of the Progress of Theoretical Physics, 32(1964), 72
8. A Monte Carlo Analysis of Eletromagnetic Cascade Showers - A.Adachi e outros - Supplement of the Progress of Theoretical Physics, 32(1964), 154
9. Por exemplo
Energy spectrum of primary cosmic ray from 5×10^{16} ev to 3×10^{18} ev determined from air showers observed at Chacaltaya (5,200 m a.s.l.) - C.Aguirre e outros - 14^a Conferência Internacional de Raios Cósmicos - Munique, R.F.A. - Conference paper vol. 8(1975), 2695

10. Cosmic Ray Theory - Bruno Rossi e Kenneth Greisen - Reviews of Modern Physics, vl(1941),240
High Energy Particles - Bruno Rossi - Prentice Hall, Incorporated - New York 1952, pag. 237
11. 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, volume 56 número 6(1976),1845
- 12a.Poisson Statistics and the diffusion-equation of nucleons and charged pions in the atmosphere - F.M. de Oliveira Castro - relatório ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-C.B.P.F. - série A0004/76
- 12b.Morphology of The Cosmic Radiation based on the One Fire-Ball Model - F.M. de Oliveira Castro - relatório ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - C.B.P.F. - série A0003/76
13. Observation of Extremely High Energy Nuclear Interactions with an Emulsion Chamber - Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos - Calgary,Canadá - Canadian Journal of Physics - conference paper vol 46 nº 10 parte 3(1968),660
- 14a.Observation of extreme high energy nuclear interactions by means of huge emulsion chamber with producer I e II - Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos - Budapest,Hungria(1969) conference papers HE-10/1 e HE-10/2 e parte II HE-10/3
- 14b.Nuclear Interactions in Emulsion Chamber - Parte I
Atmospheric Interactions - Parte II
Large Air Shower Event "ANDROMEDA" - Parte III
- Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos - Hobart,Tasmânia, Australia - conference papers HE-42, 43 e 44 (1971), 1252, 1253 e 1254
- 14c.Multiple Production of Mesons in Cosmic-Ray
Atmospheric Phenomena of Extremely High Energy Cosmic-Ray
Components

14c. (continuação)

An example of multiple production of more than fifty nuclear active particles without emission of neutral pi-meson.

Air Shower cores observe by Chacaltaya emulsion chamber - Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos - Denver, Colorado, U.S.A. - Conference paper(1973), 2210, 2219, 2227 e 241

14d. Characteristics of multiple production of mesons around 100 Tev from Chacaltaya Cosmic-Ray experiment - Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos - trabalho apresentado na XVII Conferência Internacional de Física de Altas Energias - Imperial College, Londres, Inglaterra(1974)

14e. Atmospheric Phenomena of High Energy Cosmic-Rays at Mt.Chacaltaya.

Multiple Production of Mesons in Cosmic-Ray High Energy Nuclear Interactions.

Further Evidences for New Type of Nuclear Interactions at Extremely High Energy.

Fire-balls and New Particles-

- Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos Munique, R.F.A. conference paper(1975), HE 3-24, 3-25, 3-26 e 5-5

15. Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment and Related Papers - Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos - Supplement of the Progress of Theoretical Physics, n^o47(1971), 1

16. γ -Ray Fluctuations at ΣE_{γ} selection - A.V.Apanasenko e outros - 13^a Conferência Internacional de Raios Cósmicos - Denver, Colorado, U.S.A., conference papers volume 3(1973), 2263

A remarkable photoemulsion event indicating a production of "Superheavy" Fireball - N.A.Dobrotin e outros - 13^a Conferência Internacional de Raios Cósmicos - Denver, Colorado, U.S.A., conference papers volume 3(1973), 2233

17. High Energy Cosmic Ray Research at Bristol - P.H.Fowler -
8^a Conferência Internacional de Raios Cômicos - Jaipur,
India - conference paper volume 5(1963),182
18. Observações sobre a produção múltipla de pions por hadrons
da radiação cômica - Marta Silvia Maria Mantovani - Tese
de doutoramento apresentada à Universidade Estadual de
Campinas - 1971
19. Observation of High Energy Jets with Emulsion Chamber -
Gamma Rays on Mt. Norikura - Grupo Japonês de Raios Cômicos - Supplement of the Progress of Theoretical Physics,
nº 32(1965),1
20. Produção Múltipla de Pions Induzida por Partículas da radia
ção cômica ($E^1 < 240$ Tev) e comparação com dados de ISR -
CERN - Armando Turtelli Jr. - Tese de doutoramento apresen
tada à Universidade Estadual de Campinas - 1974
21. Multi-Body Phenomena in Strong Interactions - M.Jacob -
Proceedings of the 1973 CERN-JINR School of Physics, Ebelto
ft, Dinamarca (junho 1973)
22. Toru Shibata - Tese de doutoramento apresentada à Universi
dade de Waseda, Tóquio - Japão - 1969
23. Cesare M.G. Lattes - comunicação particular
24. Tables of Particle Properties - N.Barash-Schmidt e outros -
Reviews of Modern Physics - Parte II(Abril 1973),S15
25. Por exemplo
Theory of Cascade Showers - J.Nishimura - Handbuch der Phy
sik(1967),1
- 26a. On the Influence of the Transverse Momentum of the Fireballs
on the Angular Distribution of Produced Particles in High-
Energy Collisions - A.Agnese, M.La Camera e A.Wataghin -
Il Nuovo Cimento vol.LIX A,nº1(1969),71

- 26b. Transverse Momentum of Particles in Jets and Determination of Fireball Parameters in Accelerators - A. Agnese, M. La Camera e A. Wataghin - Il Nuovo Cimento vol. LXIIA, n°1 (1969), 174
- 26c. Use of the Azimuthal Distribution for the Analysis of Cosmic-Ray Jets - A. Agnese, M. La Camera e A. Wataghin - Il Nuovo Cimento série 1, vol 14 (1969), 705
- 26d. Fireball with Transverse Momentum in the ICEF 440 jet - A. Agnese, M. La Camera e A. Wataghin - Il Nuovo Cimento série 1, vol. 4 (1970), 113
- 26e. Determination of Fireball Parameters in Accelerator and Cosmic-Ray Produced Jets - A. Agnese e A. Wataghin - Il Nuovo Cimento vol. 5A, n°1 (1971), 1
- 26f. Experimental Results of 60 GeV/c π^- - Nucleon Inelastic Collisions Compared with Some Recent Models - A. Agnese e A. Wataghin - Il Nuovo Cimento vol. 13A, n°1 (1973), 144
27. Observation and study of centrally produced pion clusters in 28,5 GeV/c p-p interactions - A. R. Erwin e outros - Phys. Rev. D volume 14, n°9 (1976), 2219
28. Correlations between two identified charged hadrons at the Cern ISR - M. G. Albrow e outros - Physics Letters volume 65B, número 3 (1976), 295

AGRADECIMENTOS

- À F.A.P.E.S.P. pela bolsa de iniciação científica recebida pelo autor para aprender e trabalhar junto ao Laboratório de Emulsões Nucleares da Cadeira de Física Superior - Departamento de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo
- A todos os membros da C.B.T. pelas várias discussões e sugestões recebidas
- Ao Prof. Cesare M.G. Lattes pela orientação, críticas e sugestões muitos dos quais não foram feitas na presente tese por falta de tempo
- Aos colegas Margarita B.C. Santos, Koïiro Tanaka e Armando Turtelli Jr. pelas várias discussões, sugestões e assistência prestadas
- Ao Sr. Juvenal Xavier de Oliveira, pela imprescindível ajuda quando da construção da Câmara Escura do Departamento de Cronologia, Raios Cósmicos e Altas Energias do I.F.G.W. - UNICAMP, da qual o autor esteve encarregado, e principalmente pelo contínuo incentivo
- Ao Sr. Zuhair Warwar pelas facilidades burocráticas proporcionadas por ocasião da construção da Câmara Escura
- Ao colega Miguel Luksys pela leitura da tese, corrigindo vários erros da mesma e também pela ajuda na elaboração de vários gráficos
- Aos Profs. Yoichi Fujimoto e Shunichi Hasegawa pelas inúmeras idéias, sugestões e assistência durante a elaboração da tese, tornando possível a conclusão da mesma
- Ao Prof. Alfredo Marques de Oliveira pelo apoio, sugestões, auxílio e revisão da tese
- Ao amigo Jair Lício Ferreira Santos pelo incentivo, amizade e assistência na análise estatística dos dados
- Ao Prof. Mário Schemberg, orientador perante a F.A.P.E.S.P. da bolsa de iniciação científica
- Aos colegas Shozo Motovama, Sadao Trottani, Yashiro Yamamoto e Hideaki Miyake pelo apoio e amizade
- À minha esposa Mirtes pela datilografia de boa parte da tese
- A todos aqueles que esqueci de citá-los nominalmente mas que auxiliaram direta ou indiretamente para o término da tese
- Finalmente, um agradecimento especial ao colega e amigo Prof. Toru Shibata que sugeriu boa parte do presente trabalho. À ele o autor deve a essência do trabalho.

ÍNDICE

	pag.
Prefácio	1
Capítulo I : Introdução	6
Capítulo II : Procedimento Experimental	
II.1 Descrição e características de uma C.E.N.C.	
II.1a) Geral	8
II.1b) Material fotossensível	9
II.2 C.E.N.C. expostas em Chacaltaya	
II.2a) Características e objetivos funcio nais das C.E.N.C. expostas	12
II.2b) Dados sobre as exposições	13
II.3 Processamento químico das chapas de Raio-X e Emulsão Nuclear	18
Capítulo III : Tratamento dos Dados Experimentais	
III.1 Considerações	20
III.2 Busca, mapa e medição	21
III.3 Famílias	22
III.4 Determinação de energia pela contagem de traços e por fotodensitometria microscô- pica	24
III.5 Cascatas atmosféricas	25
III.6 Interações nucleares atmosféricas	32
Capítulo IV : Morfologia: Resultados Experimentais	
IV.1 Morfologia da componente eletromagnética e nuclearmente ativa	34
IV.2 Morfologia de famílias	34
IV.3 Fenomenologia de famílias	35
IV.4 Espectro de energia de c.e.m. pertencen- tes a famílias	36
IV.5 Grandezas associadas às famílias: Espectro de multiplicidade $M_{e,\gamma}$ e fluxo de energia total $\Sigma E_{e,\gamma}$	39
IV.6 Relação da morfologia de famílias com a morfologia da componente eletromagnética .	45
IV.7 Absorção de partículas devido a passagem pela atmosfera	49
IV.8 Fluxo de energia das p.n.a.	54
IV.9 Resumo	57

Capítulo V : Cálculos Analíticos de Fluxos das Componentes: Nuclearmente Ativa e Eletromagnética , do Espectro de Multiplicidade e do Fluxo de Energia das Famílias	
V.1 Considerações	63
V.2 Distribuições obtidas experimentalmente ..	64
V.3 Fluxo de energia das partículas nuclearmente ativas	66
V.4 Fluxo de energia da componente eletromagnética	68
V.5 Razão R entre os fluxos das partículas nuclearmente ativas e da componente eletromagnética	70
V.6 Fluxos de multiplicidade e de energia das famílias	70
V.7 Resumo dos cálculos analíticos	72
V.8 Comparação com resultados experimentais ..	73
Capítulo VI : Comportamento Lateral das Famílias	
VI.1 Considerações	77
VI.2 Cálculo analítico de $r_{\gamma}(\Sigma E_{\gamma})_{\text{real}}$ e da distribuição angular dos γ 's dentro da família	78
VI.3 Análise da distribuição lateral da família	81
VI.4 Famílias atmosféricas mistas com $(\Sigma E_{\gamma})_{\text{obs}} > 100 \text{ Tev}$	85
Capítulo VII : Interpretação das Famílias Atmosféricas 'Limpas'	
VII.1 Considerações	92
VII.2 Interpretação das famílias atmosféricas	92
VII.3 Classificação das famílias atmosféricas limpas	96
VII.4 Estado intermediário H-Mirim	104
VII.5 Estado intermediário SH-Açu	108
VII.6 Determinação das massas dos estados intermediários	109
VII.7 Comparação de C-jatos e A-jatos com dados de aceleradores	118
VII.8 Comentários	123

Capítulo VIII : Discussão e Conclusões	
VIII.1 Morfologia	126
VIII.1.2 Parâmetros S_Y e S_N	126
VIII.1.3 Relação Família Atmosférica - Chuveiro Atmosférico Extenso (C.A.E.)	126
VIII.2 Interações	127
VIII.3 Morfologia e Interações	129
Apêndice I : Esboço dos cálculos de Kamata-Nishimura para determinação de energia das cascatas eletro - magnéticas	132
Apêndice II: Cálculo da distribuição dos ângulos zenitais.	136
Apêndice III: Complemento do Capítulo V	140
Referências:	140
Agradecimentos	155