

19

Tese de Mestrado

" DETERMINAÇÃO DAS CARACTERÍSTICAS PRINCIPAIS E ANÁLISE PRELIMINAR DE UM EVENTO ("URSA MAIOR") DE ENERGIA OBSERVADA DA ORDEM DE $E \gg 10^{14}$ eV., DETETADO PELA CÂMARA DE EMULSÕES NUCLEARES, FILMES DE RAIOS-X E CHUMBO Nº 15, DA COLABORAÇÃO BRASIL-JAPÃO: "

Candidato : José Augusto Chinellato

Orientador : Prof. Dr. Cesare Mansueto Giulio Lattes

O experimento da Colaboração Brasil-Japão é parcialmente financiado pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo e pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq). Este trabalho, em particular, foi realizado com apoio financeiro da F.A.P.E.S.P.

Agradecimentos

Ao Professor C.M.G.Lattes, que me guiou na realização deste trabalho.

Ao Armando, ao Edison, ao Miguel, à Carola e à Margarita pelas colaborações, discussões e sugestões.

À Carola, ao Armando, à Margarita, à Lígia e ao Michelle pelo auxílio na feitura dos gráficos.

À Carola, cujo auxílio tornou possível a apresentação deste trabalho dentro do prazo a que foi proposto.

À Marilena, pela colaboração prestada.

Ao sr.Juvenal, pelo amparo técnico ao laboratório de Raios Cômicos.

Aos demais colegas da Colaboração Brasil-Japão, japoneses e brasileiros, por permitir o acesso aos dados e em particular ao professor Hasegawa que cedeu os dados para este trabalho.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, pela Bolsa que me concedeu.

José Augusto.

A Colaboração Brasil-Japão iniciou-se em 1962, e desde então tem-se dedicado ao estudo do mecanismo de produção múltipla de mesons através de extensas câmaras de foto-emulsão, expostas à radiação cósmica no Monte Chacaltaya (5220 m. s.n.m.), Bolívia.

Atualmente participam da Colaboração Brasil-Japão dois grupos brasileiros, o do Departamento de Cronologia, Raios Cósmicos e Altas Energias, do Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas e o do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. No Japão há os grupos da Universidade de Waseda, da Universidade Aoyama Gakuin e da Universidade de Tokyo. A lista dos atuais membros é a seguinte:

- * Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Divisão de Emulsões Nucleares: Neuza M. Amato
- * Universidade Estadual de Campinas, Depto. de Cronologia, Raios Cósmicos e Altas Energias:
M. Ballester Santos, J.A. Chinellato, C. Dobrigkeit, C.M.G. Lattes, K. Luksys, E.H. Shibuya, A. Turtelli Jr.
- * Universidade Waseda, Science and Engineering Research Laboratory:
Y. Fujimoto, S. Hasegawa, H. Kurano, T. Miyashita, K. Sawayana-gi, H. Senba, M. Tamada.
- * Universidade Aoyama Gakuin, Departamento de Física:
N. Arata, T. Shibata, K. Yokoi.
- * Universidade de Tóquio, Institute for Nuclear Study:
A. Ohsawa

INTRODUÇÃO:

Desde o começo do século, resultados importantes sobre as partículas chamadas "elementares" vem sendo conseguidos através de estudos:

- 1) em núcleos atômicos, primeiramente pela radioatividade natural e pela Radiação cósmica e recentemente por aceleradores de partículas.
- 2) em colisões entre essas partículas, conseguidas artificialmente por meio de grandes aceleradores ou naturalmente, por intermédio de fenômenos induzidos pela radiação cósmica*, onde há transferências de energia muito maiores do que se consegue artificialmente. Este segundo enfoque, a chamada física de altas energias, vem desempenhando papel de vanguarda na pesquisa das "partículas elementares"

Em 1940, G.Wataghin, M.D.S.Santos e P.A.Pompeia⁽¹⁾ pesquisando em radiação cósmica, verificaram a existência de um chuveiro de partículas muito penetrante. Interpretaram seus resultados como produção múltipla** de mesons em colisões atmosféricas.

Wataghin em 1934⁽²⁾ introduziu um modelo na teoria do campo segundo o qual haveria um corte no espaço de momentos, e conseqüente aumento de probabilidade de produção múltipla.

A "teoria do amortecimento da radiação" de Heitler⁽³⁾ apoiada por Janossy, baseada em princípios de eletrodinâmica quântica, era desfavorável à produção múltipla. Essas foram as primeiras controvérsias nesse campo.

* Onde foram descobertos, por exemplo: $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$, μ^+ , π^{+-0} , K^+ , λ , Ξ

** Por produção múltipla de mesons entende-se a produção de vários mesons numa única colisão.

Estudos de 'jatos' causados por primários da radiação cósmica desde a década de 50 em emulsões puras, ratificaram as previsões de Wataghin a energias já acima de 10^9 eV.

Muitos modelos fenomenológicos e teóricos surgiram então para descrever a produção múltipla de hadrons⁽⁴⁾. Dos modelos teóricos nenhum tem sobrevivido a aumento de energia nas colisões; dos fenomenológicos, poucos. Os que não estão em conflito com resultados experimentais prevêm a formação de estados intermediários que decaem em pions, Kaons,⁽⁵⁾ etc. Estes são consistentes com análises sistemáticas até energias 10^{14} eV, feitas em pesquisas de raios cósmicos.

Conforme se estudam interações hadrônicas^{*} a energias - mais elevadas, fenômenos qualitativamente diferentes vão aparecendo. A Colaboração Brasil-Japão, trabalhando desde 1962 em energias de ordem de 10^{12} eV e maiores, tem apresentado⁽⁶⁾ evidências - sobre existência de pelo menos 3 tipos de estados intermediários, de massas piônicas $\sim 3, 20$ e $200 \text{ GeV}/c^{2**}$, observados em interações com energias de ~ 1 até 100 TeV (10^{12} eV). Os dois primeiros estados intermediários tem momentos transversais para gamas produzidos: $172 \pm 12 \text{ MeV}/c$ e $253 \pm 27 \text{ MeV}/c$ ⁽⁷⁾. Para estes há constatação de grupos soviéticos que trabalham com radiação cósmica, e verificação indireta por experiência com aceleradores de partículas.⁽⁸⁾

O presente trabalho constitui uma descrição preliminar de um evento de produção múltipla de partículas cuja energia é pelo menos 10^3 vezes maior que as alcançadas pelos atuais aceleradores de partículas e 10 vezes maior que as de interações comumente analisadas pela Colaboração Brasil-Japão.

* Colisões com constante de interação ~ 16 (interações fortes)

** Chamados estados intermediários mirim, açu e guacu ou bolas de fogo mirim, açu e guacu respectivamente.

Cosmic Rays, Denver, USA, Vol 4, 2233 (1973)

Pirila P. , Pokorski,S., Lett. Nuovo Cimento, vol. 8 , 141
(1973)

Berger, E. E., Fox, G. C., Phys. Letters , 473 , 1962 (1973)

Pokorski, S., Van Hove, L., CERN Preprint TH 1722 (1973)

Bialas, A., Fialkowsky, K., Zalewsky, K., Phys. Letters,
45 B , 337 (1973)

Bialas, A., Jacob, M., Pokorski, CERN Preprint TH 1815 (1974)

2 - Método Experimental

O evento chamado "URSA MAIOR" analisado no presente trabalho, foi detetado na 15ª Câmara de Emulsões Nucleares, filmes de raio-X e Chumbo ("CENC") da Colaboração Brasil-Japão, exposta em Chacaltaya no período de 1969 a 1970. Essa foi a terceira de uma série de câmaras que tem possibilidades de registrar secundários de interações hadrônicas ocorridas na atmosfera (A-jatos) ou em um alvo colocado na Câmara (no caso, de pixe), chamadas C-jatos, que podem ser esquematizadas como na fig.2.1 .

Fig.2.1.a - A-jatos

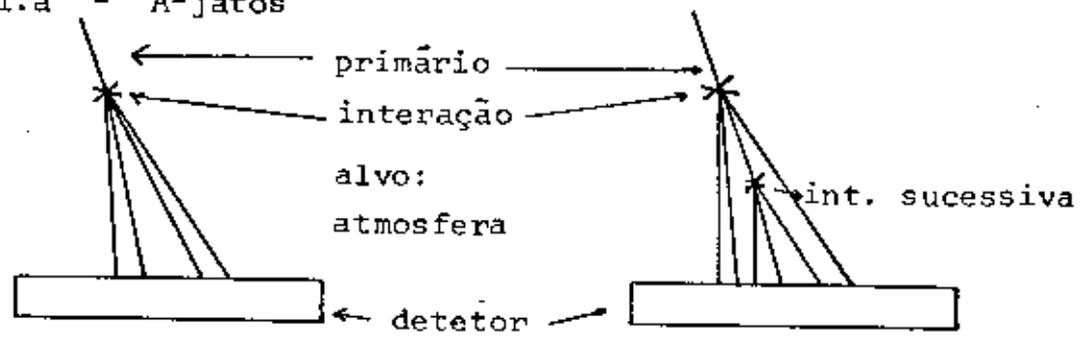
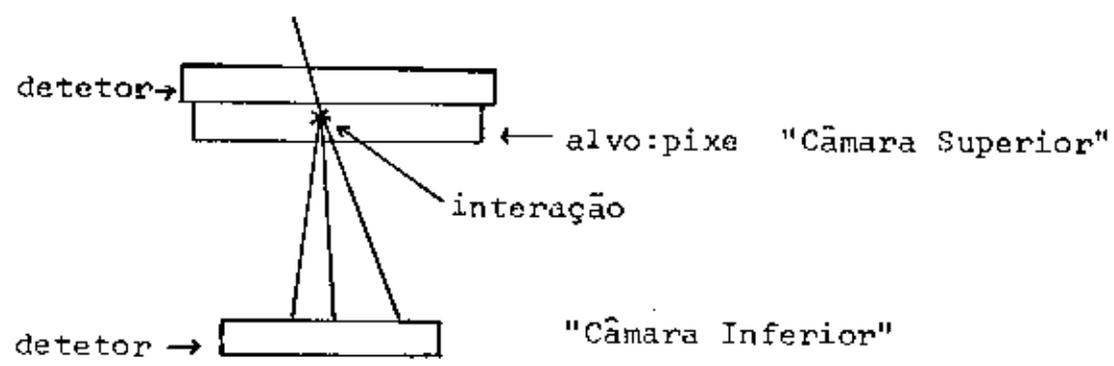


Fig.2.1.b - C-jatos



Registra-se a formação e desenvolvimento de cascatas eletromagnéticas* no detetor, composto de várias camadas de emulsões FUJI ET7A mais três chapas de Raio-X** (contíguas, com emulsão de ambos os lados) e mais chapas de chumbo de aproximadamente 2 unidades de cascata***.

As emulsões FUJI ET7A tem grãos de raio médio $\sim 0,3 \mu$ e nelas é possível individualizar traços de e^+ e e^- . Como as emulsões de Raio-X tem grãos maiores, as manchas deixadas pelas cascatas são mais visíveis do que nas emulsões nucleares e menos sensíveis a efeitos químicos. Por isso são usadas para busca a olho nu de c.e.m. e para medidas fotométricas de energia.

Na câmara superior são detetadas c.e.m. iniciadas na atmosfera por γ 's que foram produzidos em interações a grandes altitudes e também c.e.m. iniciadas nas placas de chumbo que separam as várias camadas de detetor. Detetam-se ainda c.e.m. induzidas por γ 's produzidos em interações que ocorrem no chumbo (Pb-jatos). Tais interações são provocadas pelas partículas nuclearmente ativas e são detetadas em todas as camadas da câmaras, atingindo até as partes mais profundas.

A câmara inferior recebe γ 's de interações hadrônicas produzidas no alvo colocado 150 cm acima e hadrons dando Pb-jatos. A câmara superior é uma blindagem para a componente eletromagnética (e^+ , e^- e γ) da radiação cósmica.

* c.e.m.

** Há dois tipos de Raio-X na câmara: o tipo N, cuja emulsão tem grãos de raio médio $\sim 7\mu$, e o tipo RR, com grãos de raio médio $\sim 1,5\mu$.

*** 1 unidade de cascata, no chumbo vale 0,57 cm.

**** o livre caminho de interação é igual a $\sim 9 \text{ g/cm}^2$.

A Câmara 15 tem as seguintes características:

Área da Parte Superior	44,2 m ²
Espessura da Parte Superior	12 u.c.
Área da Parte Inferior	33 m ²
Espessura da Parte Inferior	14 u.c.
Espessura do Alvo	0,288 l.c.m.in
Distância do Alvo à Câmara Inferior	150 cm
Ângulo Sólido Efetivo da Parte Inferior	0,882 Ω/2π/n
Tempo de Exposição	300 dias

Processamento Químico

As 5000 chapas de Raio-X e 1200 de Emulsão Nuclear (todas de 40 x 50 cm²) da Câmara 15 foram reveladas na grande Câmara Escura do Laboratório de Cronologia, Raios Cômicos e Altas Energias pelo pessoal da Colaboração Brasil-Japão. As rotinas de processamento estão indicadas no apêndice 1.

Essas condições foram obtidas por testes prévios com o material fotossensível.

Busca de Eventos

Os pares contíguos de emulsões de Raio-X numa determinada profundidade são superpostos sobre um fundo luminoso, e a coincidência de duas manchas indica a presença de uma cascata eletromagnética. Isso permite distinguir cascatas de manchas devidas a efeitos químicos, na maior parte dos casos.

Mapas

Repetindo a busca em todos os blocos e nas várias unidades de cascatas (ou seja, nos vários planos detetores), podemos reconstruir a trajetória da cascata dentro da Câmara. Representamos o desenvolvimento por meio de um mapa de cada bloco, que é a projeção num plano horizontal de todos os eventos encontrados nas várias profundidades do bloco*. A figura 2.2 é um mapa de um dos blocos que foram atingidos pelo evento "URSA MAIOR".

Quando ocorrem eventos paralelos (ângulos zenital e azimutal muito próximos; com diferenças $\sim 1^\circ$) estes são considerados componentes de uma "família" (parte superior direita da Fig. 2.2). A probabilidade de se incluir numa família um gama não cogenético com os demais é pequena, $\ll 10^{-2}$.

Do mapa e da placa de Raio-X passa-se para a cascata eletromagnética na emulsão nuclear, onde o limiar de detecção é menor que na chapa de Raio-X e onde se pode calcular a energia do chuveiro a partir da distribuição lateral dos traços de elétrons e pósitrons. Usando um fotomicrodensitômetro medimos a energia desses eventos também pela emulsão de Raio-X.

Na emulsão nuclear a área de busca fica então pequena (em geral, um círculo de $\sim 0,5$ cm de diâmetro). Um aumento de ~ 800 vezes no microscópio é suficiente para que se individualize e conte traços de e^- e e^+ das cascatas eletromagnéticas.

*O limiar de detecção é da ordem de 10^{12} eV. em geral para o tipo de filme de Raio-X utilizado. Varia conforme qualidade das emulsões, processamento, tempo de exposição, etc..

Fig. 2.2

Mapa do Bloco 175 Superior - Câmara 15



* Diferentes símbolos representam diferentes unidades de cascata

Este é o bloco atingido pela parte central do evento
"Ursa Maior"

Se a cascata começou a se desenvolver na atmosfera realiza-se em geral a busca em um círculo de raio 1 Unidade Molière* ou seja - 1,2 cm para energia 1 TeV, à altura de Chacaltaya.

O limiar de detecção é da ordem de $0,3 \times 10^{12}$ eV para objetiva de aumento 53X e ocular de 10X.

Determinação de Energia por Contagem de Traços

Os traços de mínimo de ionização de e^+ e e^- dentro de um círculo de raio $\sim 50\mu$ centrado no eixo da cascata são contados em todas as unidades de cascata. Tem-se então curvas que relacionam o número de elétrons e pósitrons, N_{e^-} e N_{e^+} com a profundidade, e compara-se estas curvas com as curvas teóricas de N_{e^-} e $N_{e^+} \times t$, obtidas por Kamata e Nishimura⁽¹⁾. Estes estudaram o comportamento de e^- , e^+ e γ em cascatas. O desenvolvimento destas últimas deve-se a:

- 1) formação de pares $e^- - e^+$ e
- 2) Bremsstrahlung.

Esses e^- e e^+ sofrem desvios inversamente proporcionais à sua energia, de modo que num "chuveiro", os elétrons mais afastados do eixo (centro) são os de menor energia, que serão rapidamente absorvidos. Assim a cascata tem um ponto máximo na difusão lateral e depois vai desaparecendo.

Alguns resultados de Kamata e Nishimura estão apresentados no apêndice 2.

* 1 Unidade Molière = $\frac{2,1 \times 10^7 \text{ eV}}{E_Y} \times 1 \text{ u.c. ar Chacaltaya}$
 $1 \text{ u.c. ar} \sim 600 \text{ m} \Rightarrow 1 \text{ u.Molière} = 1,2 \left(\frac{E_Y}{10^{12} \text{ eV}} \right)^{-1} \text{ cm}$

As curvas calculadas dão o número de e^- e e^+ numa cascata eletromagnética em função da profundidade do alvo, medido em unidades de cascata. Para cada energia da partícula (γ ou e^\pm) que causou o processo, temos uma curva. Levou-se em conta a inclinação do eixo da c.e.m. com relação ao detetor.

Comparando-se estas curvas com as curvas experimentais de contagem de traços, obtém-se a energia do γ ou e^\pm primário com erro de $\sim 20\%$ ⁽¹⁾.

Dois efeitos ainda deveriam ser considerados:

1) As energias acima de 10^{12} eV a secção de choque para radiação de freiamento e criação de pares diminui em meios densos. A transferência de energia entre o primário e cada átomo do meio não seria suficiente para emitir fótons ou criar pares, justamente devido à densidade do meio. É o efeito chamado Landau-Pomeranchuk⁽²⁾.

2) Quando um fóton de energia maior do que 10^{10} eV cria um par elétron-pósitron a separação angular é tão pequena que a ionização num meio qualquer é resultado da interferência entre os campos eletromagnéticos dos dois elétrons (e^\pm). Este efeito é chamado Chudakov⁽³⁾.

Nishimura e Kamata resolveram as equações de difusão de cascatas eletromagnéticas sem considerar esses efeitos. Para as energias observadas no evento "URSA MAIOR" (até 60 TeV) estes efeitos possivelmente tem influência. Deveríamos então considerar os dois efeitos acima nas equações de difusão e resolvê-las. As dificuldades envolvidas nesse problema são grandes. Tencionamos resolvê-las conforme continuarmos a análise do evento.

Determinação de Energia por Fotometria

Um chuveiro impressiona a emulsão de Raio-X com uma imagem latente; revelada a emulsão temos uma mancha cujas dimensões e transparência à luz dependem da sua energia. A fim de deter-
minar sua energia utiliza-se um microscópio com ocular 6,3X e ob-
jetiva 10X, acoplado a um aparelho fotométrico* para medir I_0 , a
corrente devida à luz que atravessa regiões onde não há c.e.m., ou
seja, a corrente de fundo, e I , a corrente devida à luz que passa
pela área atingida pela c.e.m.. Obtidos I_0 e I para diversas pro-
fundidade, construímos os gráficos de $D = \frac{I_0}{I}$ (opacidade) contra
profundidade t .

Como o máximo de opacidade é proporcional à energia da
cascata, podemos obter uma relação empírica $D_{\text{máx}}$ - Energia a par-
tir das curvas $D \times t$ ($D_{\text{máx}}$) e de medidas de energia por contagem
de traços de um conjunto de chuveiros.

Em geral é feito também um cálculo numérico de opacida-
de empregando a teoria de c.e.m. desenvolvida por Nishimura e Ka-
mata.

A relação empírica $D_{\text{máx}}$ - Energia e o cálculo numérico
acima citado são alguns dos métodos de se obter a curva de cali-
bração para cada câmara.

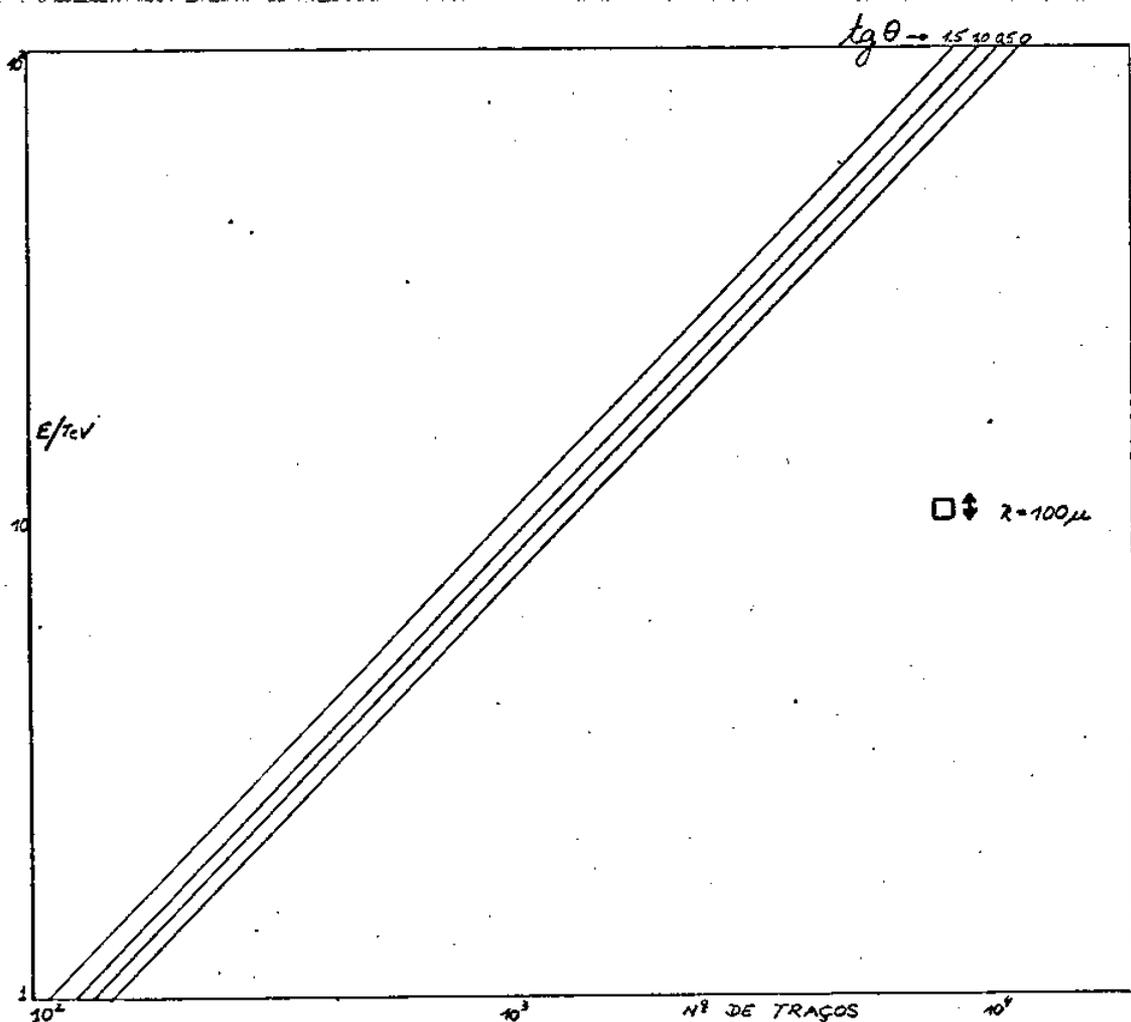
Mostramos um exemplo na Fig.2.3.

Esse processo é empregado somente em eventos cujas dis-
tâncias entre cascatas estejam dentro do poder resolutivo do apa-
relho fotométrico.

É possível, deste modo, estimar energias de γ 's de A-
jatos, mas não de C-jatos.

* Fotomultiplicadora adaptada a um microscópio. Mede-se intensi-
dades de luz por meio de correntes elétricas proporcionais à in-
tensidade.

Fig. 2.3



A-Jatos

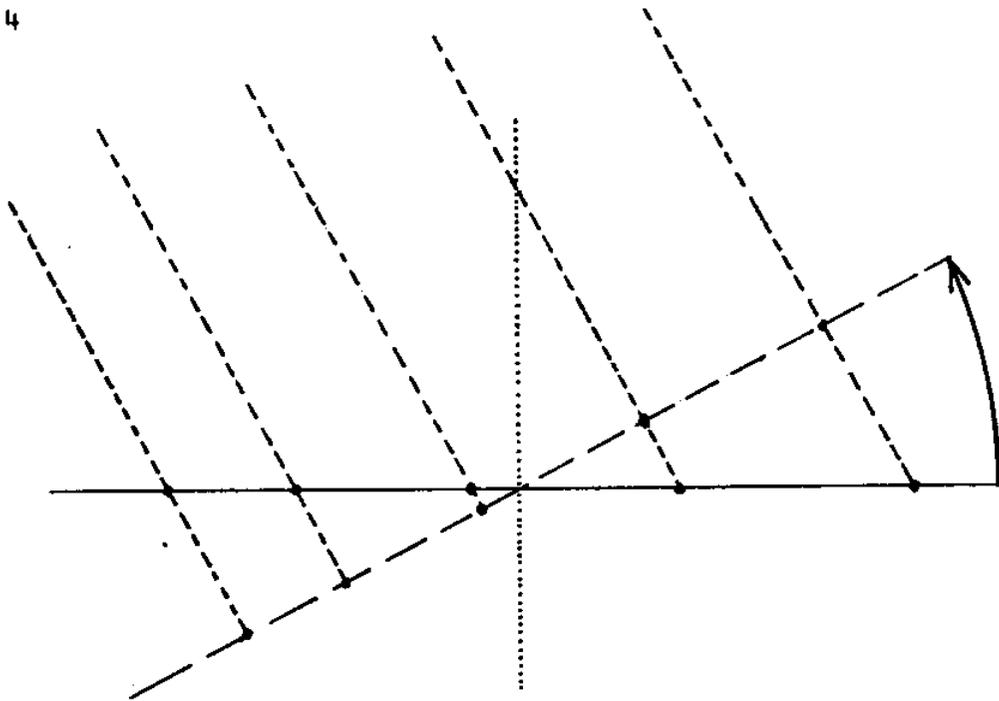
Chamamos de A-jatos os produtos de interações produzidas na atmosfera e detetadas em geral na câmara superior. As c.e.m. que possuem aproximadamente os mesmos ângulos azimutais e zenitais seriam cogenéticas e chamamo-las "famílias".

Na maior parte dos casos já se identifica uma família somente pela emulsão de Raio-X dado a distância entre cascatas (da ordem de cm).

A direção de incidência na câmara em geral não é perpendicular ao plano de observação. Fazemos então uma correção,

que equivale a uma rotação do plano de observação tal que o tor ne perpendicular à direção de incidência, conforme mostra a fig. 2.4 abaixo.

Fig. 2.4



Existe a probabilidade de a cascata eletromagnética ter iniciado seu desenvolvimento no ar. Nesse caso as manchas aparecem bastante difusas, e existem métodos objetivos apurados para análise.

C-Jatos

C-jatos são produtos de interações ocorridas no pixe. U ma mancha encontrada na emulsão de Raio-X pode ser identificada, na emulsão nuclear, como sendo devida a várias c.e.m. (o número pode variar de 2 a 25, na câmara 15). Medindo o ângulo zenital das c. e.m. podemos verificar se passaram ou não pelo alvo. Dentre os γ 's detetados pode haver contaminação de alguns que não pertencem ao C-jato, mas foram produzidos em interações na câmara superior.

Em ambos os fenômenos, C-jatos ou A-jatos, repetimos a busca (Raio-X e emulsão) em todas unidades de cascata, e construímos um diagrama de alvo com posição relativa de cada c.e.m. encontrada.

Para medirmos o ângulo zenital θ de cada c.e.m., usamos o mapa "grosseiro" cujo exemplo está na Fig.2.2. Sabendo a distância entre uma camada e outra e a distância entre os pontos onde o chuveiro foi localizado em duas camadas do detetor sucessivas, calculamos θ .

Diagramas de Alvo com Energias

Corrigindo a inclinação e conhecendo a energia das c.e.m. construímos o diagrama de alvo definitivo com energias dos γ 's. Apresentamos (na próxima folha, Fig. 2.5) o diagrama de alvo da parte central do evento "URSA MAIOR", cobrindo uma área de $\sim 30 \text{ mm}^2$.

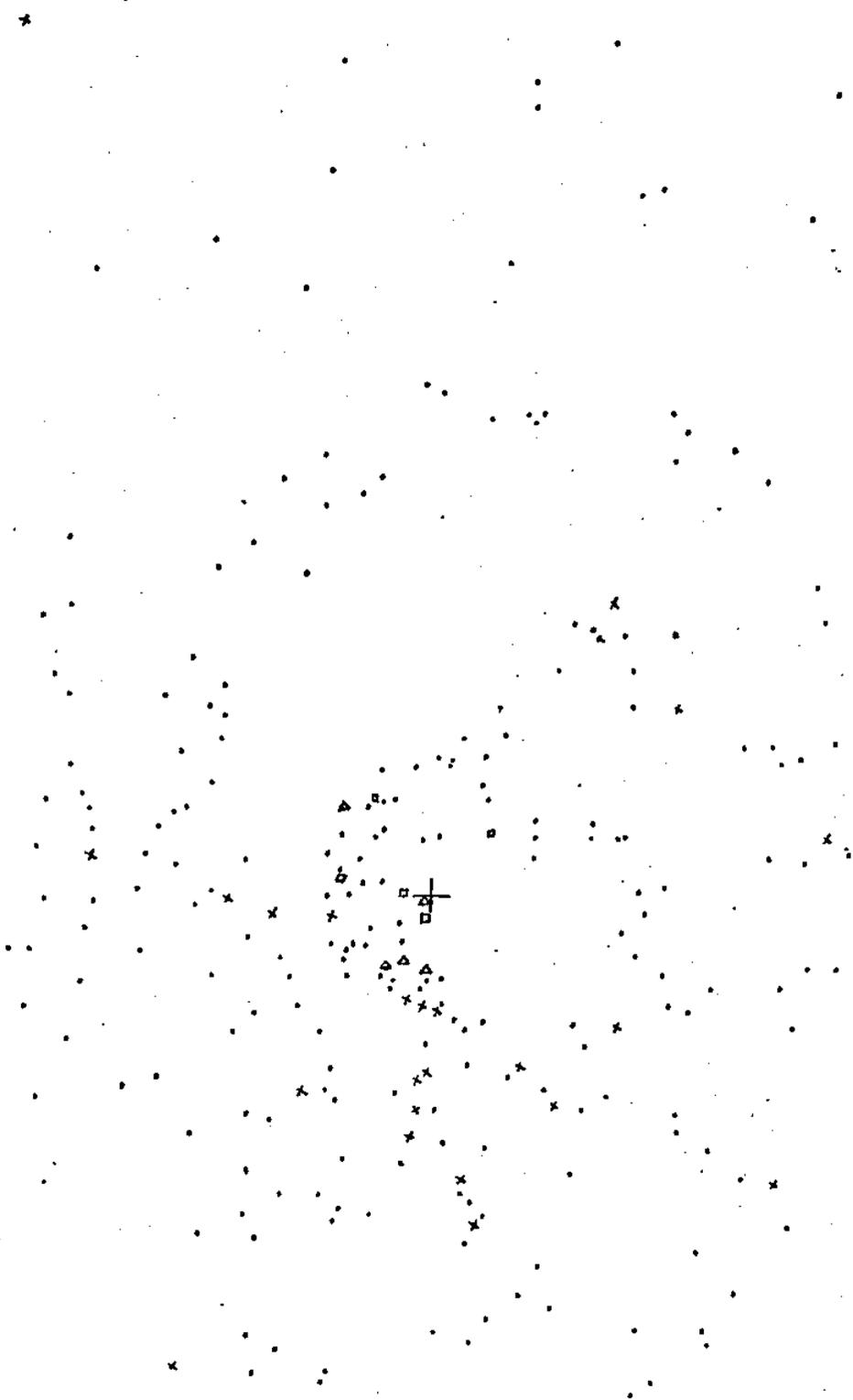
As energias estão apresentadas com a convenção:

0	<	Energia	\leq	5 TeV	.
5	<	Energia	\leq	10 TeV	x
10	<	Energia	\leq	20 TeV	□
		Energia	>	20	Δ

Centro pesado de energia

+

Fig.2.5



430/114

Referências- Capítulo 2

- 1) Kamata,K. e Nishimura,J., Supplement of the Progress of Theoretical Physics, 6 , 93, (1958).
- 2) Landau,L. e Pomeranchuk,I., Dokl. Akad. Nauk USSR, 92 , 535,735, (1953).
- 3) Chudakov,A.E., Izv. Akad. Nauk USSR, 19, 650, (1955)

Capítulo 3

Análise. Distribuições Energéticas, Angulares e de Momenta Transversais.

O mapa do evento " Ursa Maior ", apresentado na Fig.2.7 mostra 260 c.e.m. numa área de $\sim 4,4 \times 6,8 \text{ mm}^2$ com $\sum E_{\gamma}^* \sim 940 \text{ TeV}$. O limiar de detecção é $\sim 0,3 \text{ TeV}$.

Distribuição Azimutal **

A Fig. 3.1 mostra a distribuição azimutal de c.e.m., com superposição das oito primeiras harmônicas, da análise de Fourier. Dividimos o intervalo $0^\circ - 360^\circ$ em três regiões. Há evidências de anisotropia, por formação de agrupamentos.

A Fig. 3.2 é a 1ª região, depois de se transformar os ângulos segundo $f(\psi) = \int \alpha \cos(\psi - \psi_0) d\psi$, onde o integrando é a 1ª harmônica. Essa transformação faria a distribuição uniforme, caso não houvesse outros termos significativos no desenvolvimento da série de Fourier. As evidências de anisotropia continuam.

* Energia sob forma de raios γ .

** O ângulo azimutal é medido no plano do diagrama de alvo, com origem no centro pesado de energia das c.e.m. e a partir de uma direção arbitrária.

Fig. 3.1

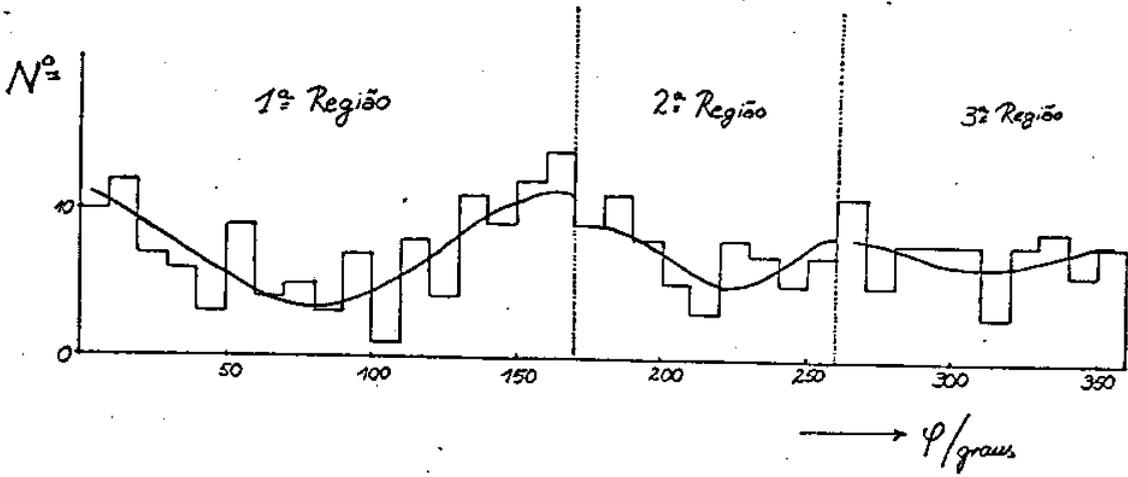
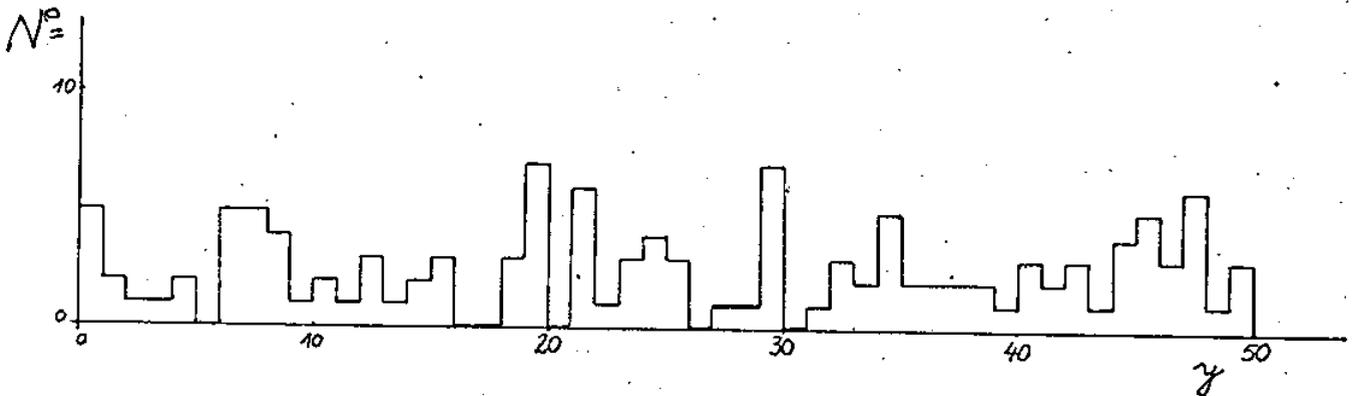


Fig. 3.2



Distribuição Energética

As distribuições energéticas de γ 's dos estados intermediários mirim são do tipo $A e^{-\lambda E_\gamma}$ (1), onde $\lambda = n_\gamma / \sum E_\gamma$, e n_γ é a multiplicidade. Para o estado intermediário açu os resultados experimentais indicam uma distribuição semelhante à exponencial acima.

A Fig. 3.3 mostra o espectro energético, que tem várias inclinações, sugerindo haver superposição de produtos de interações distintas ou de diferentes estados intermediários. É possível extrapolar o número total de c.e.m. para 300 - 350.*

Para a interpretação do evento foi desenvolvido um método estatístico de análise que permite separar agrupamentos - conforme suas características coincidam ou não com as que conhecemos de interações hadrônicas e seus estados intermediários. O método é um tipo de teste de hipótese, que permite comparar uma distribuição esperada de probabilidades com uma distribuição experimental, ponto por ponto (Apêndice 3).

A Fig. 3.4 mostra uma correlação $\sum E_\gamma \times r_\gamma$. Do total destacam-se, com energias maiores que as dos demais, e raios menores, cerca de 10 gamas. Com estes é impossível ajustar a curva teórica que supõe isotropia.

O espectro apresentado na Fig. 3.3 indica igualmente a existência de oito gamas (ou dez) de maiores energias, responsáveis por uma das inclinações.

* A área atingida por γ 's da "Ursa Maior" de energia acima de 1 TeV é pelo menos 100 vezes maior que os 30 mm² por nós analisados.

A Fig. 3.5 mostra esse grupo e seu espectro de energia, que é do tipo $\lambda e^{-\lambda E_{\gamma}}$, conforme se pode verificar aplicando o método de análise acima citado.

Fig. 3.3

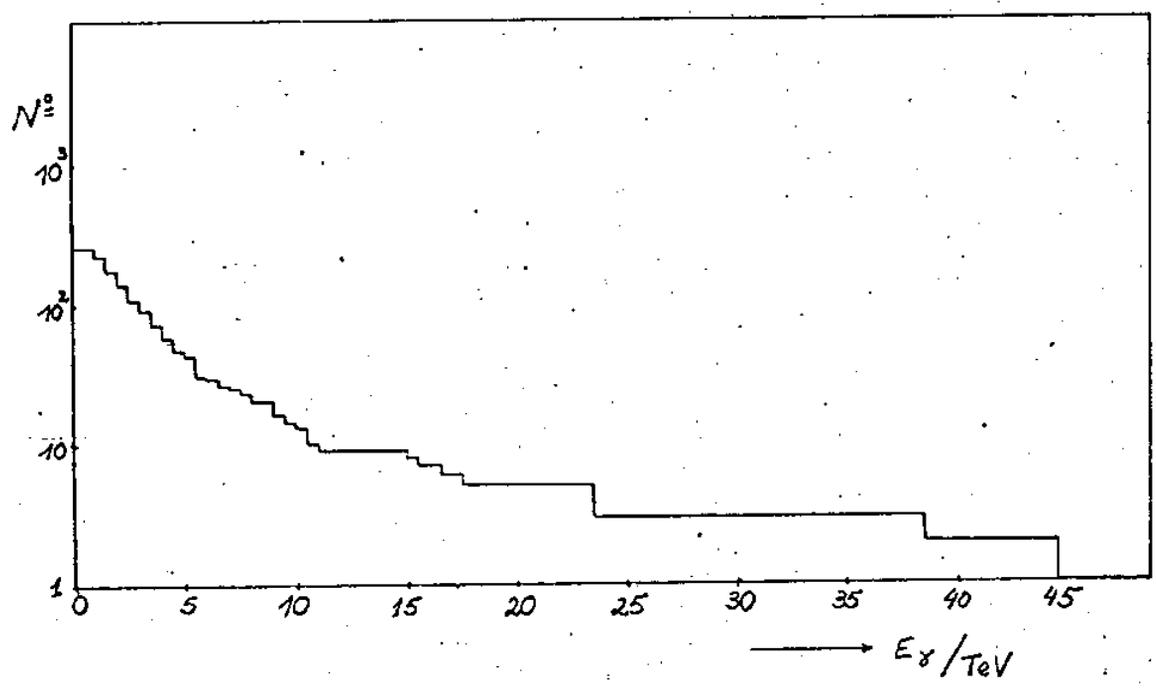


Fig. 3.4

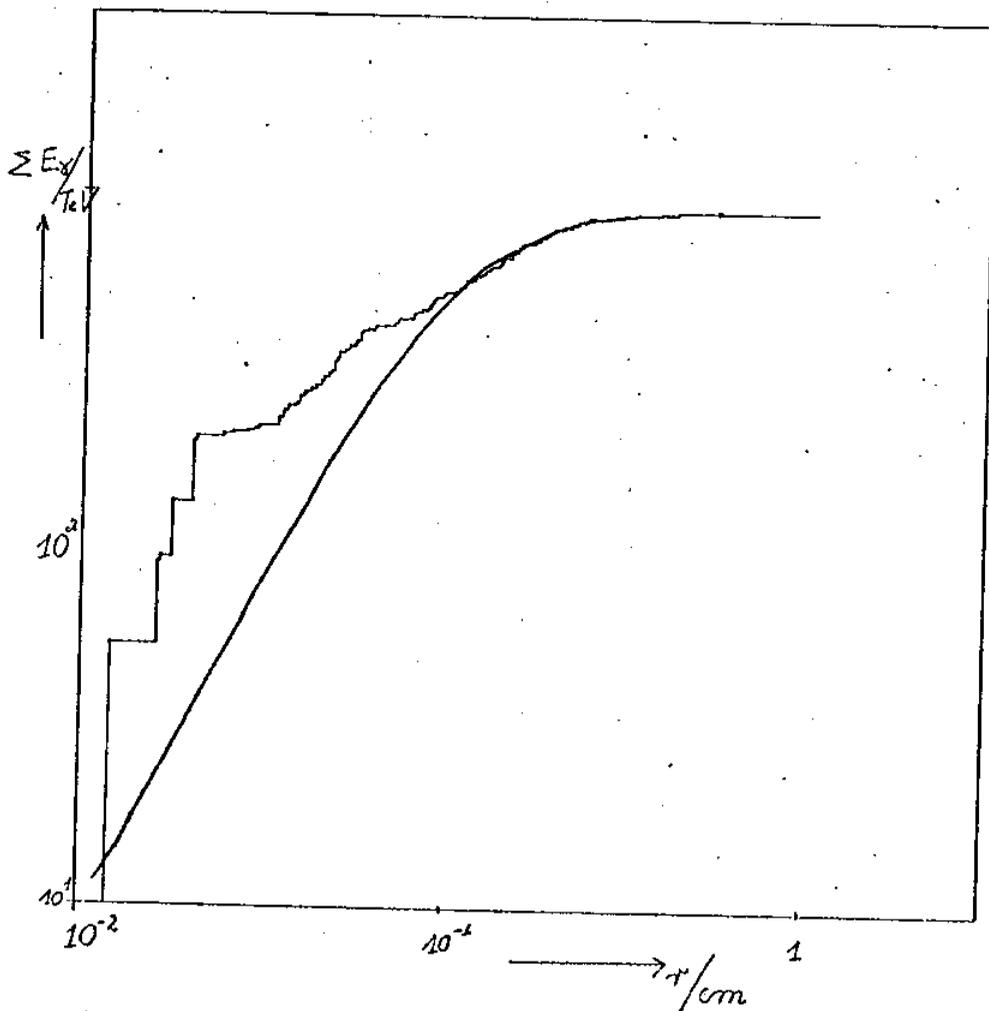


Fig. 3.5.a

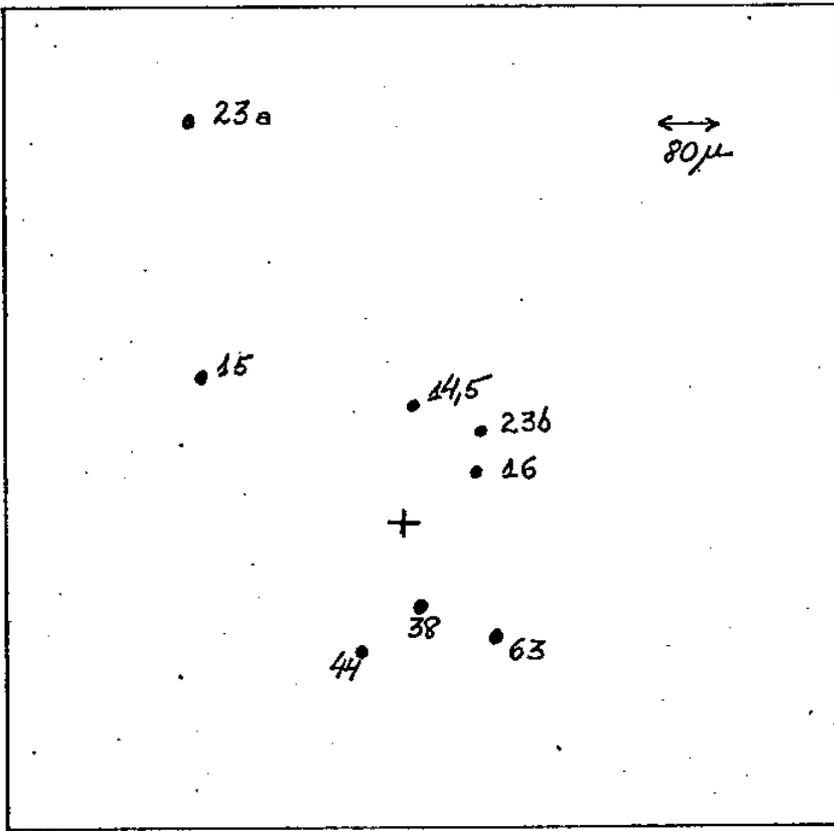
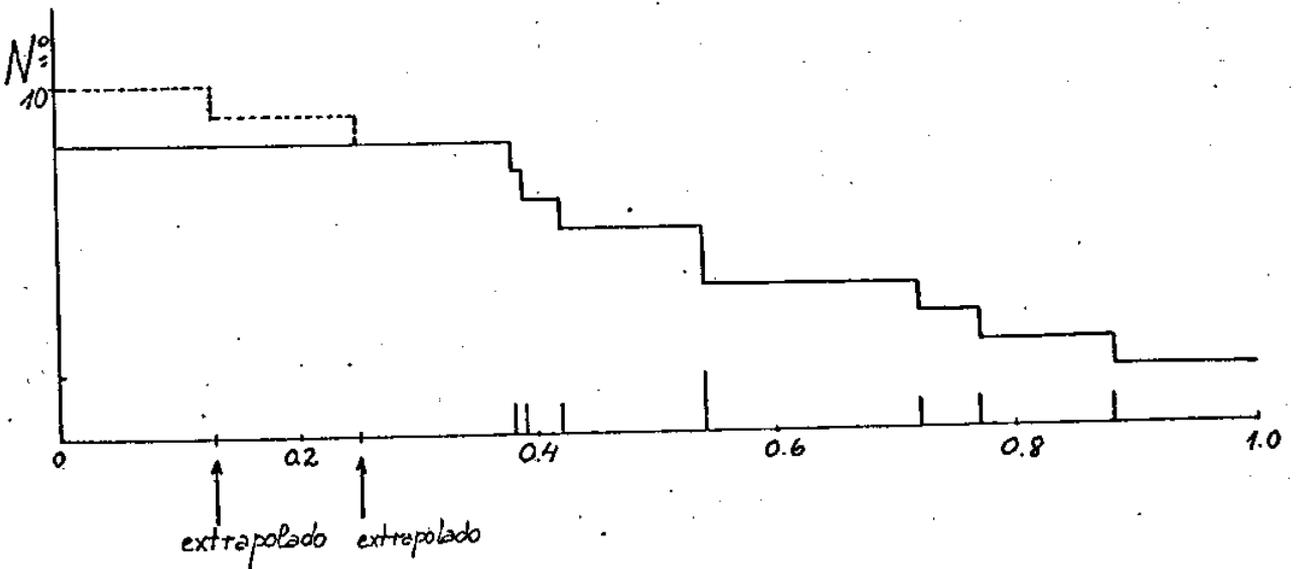


Fig. 3.5.b



Características do grupo de maiores energias

Acoplando pares de γ 's, de energias E_1 e E_2 e distanciados de r , pertencentes a esse grupo, através de

$$H = \frac{r}{m_\pi c^2} \sqrt{E_1 E_2} \quad m_\pi \rightarrow \text{massa de repouso do } \pi^0$$

obtemos 4 γ 's cuja altura de desintegração é $79,5 \pm 0,4$ m acima da câmara. Dentre todos os acoplamentos possíveis, foi escolhido o conjunto que tem menor erro.

O fator de Lorentz (Γ) e consequentemente a massa - sob forma de raios gama m_γ^* , foram calculados pelo método de Shibata, (Apêndice 4), que supõe isotropia na emissão, no sistema estado intermediário. O centro pesado de energia e a altura da interação definem para uma c.e.m. um ângulo Θ (zenital) que suponemos ser o ângulo entre a direção de movimento do estado intermediário e a de emissão do γ , no sistema laboratório. Pelas Fig. 3.6 vemos consistência com emissão isotrópica por um centro que se move com fator de Lorentz com relação ao laboratório $\Gamma \sim 10^5$. As correlações $\sum E_\gamma \times \Theta_\gamma$ e $\frac{4}{\pi} \sum P_{T\gamma} \times \Theta_\gamma$ teóricas, ajustadas às experimentais, dão $\Gamma = 2,7 \times 10^5$ e $\Gamma = 3,0 \times 10^5$ respectivamente. A transformação de Lorentz para energia $\sum E_\gamma = m_\gamma^* \Gamma$ fornece $m_\gamma^* = 1,1 \text{ GeV} / c^2$ para a massa sob forma de gamas.

Identificamos então esse grupo como proveniente de um estado intermediário mirim.

Excluimos então esse grupo de oito gamas dos 260 que tínhamos inicialmente e passaremos a analisar os 252 gamas restantes conjuntamente.

Escolhemos então 112 γ 's localizados em regiões bastante distintas do mapa e fizemos acoplamento cinemático, obtendo a distribuição de alturas da Fig. 3.7 (esta é a curva de menor largura). O valor médio da altura de produção dos γ 's é de $4,8 \pm 0,9$ m. Esses acoplamentos são portanto os que tem menos erro.

Considerando que o livre caminho médio de interação em Chacaltaya é de 600 m, a probabilidade de haver mais de uma interação sucessiva abaixo de 80 m é $\ll 1\%$. Portanto, se houve uma interação a ~ 80 m acima da câmara, produzindo o grupo de oito (ou dez) gamas de maior energia, podemos supor que todos os gamas restantes foram produzidos numa só interação, a ~ 5 m acima do detetor.

Fig. 3.6.a

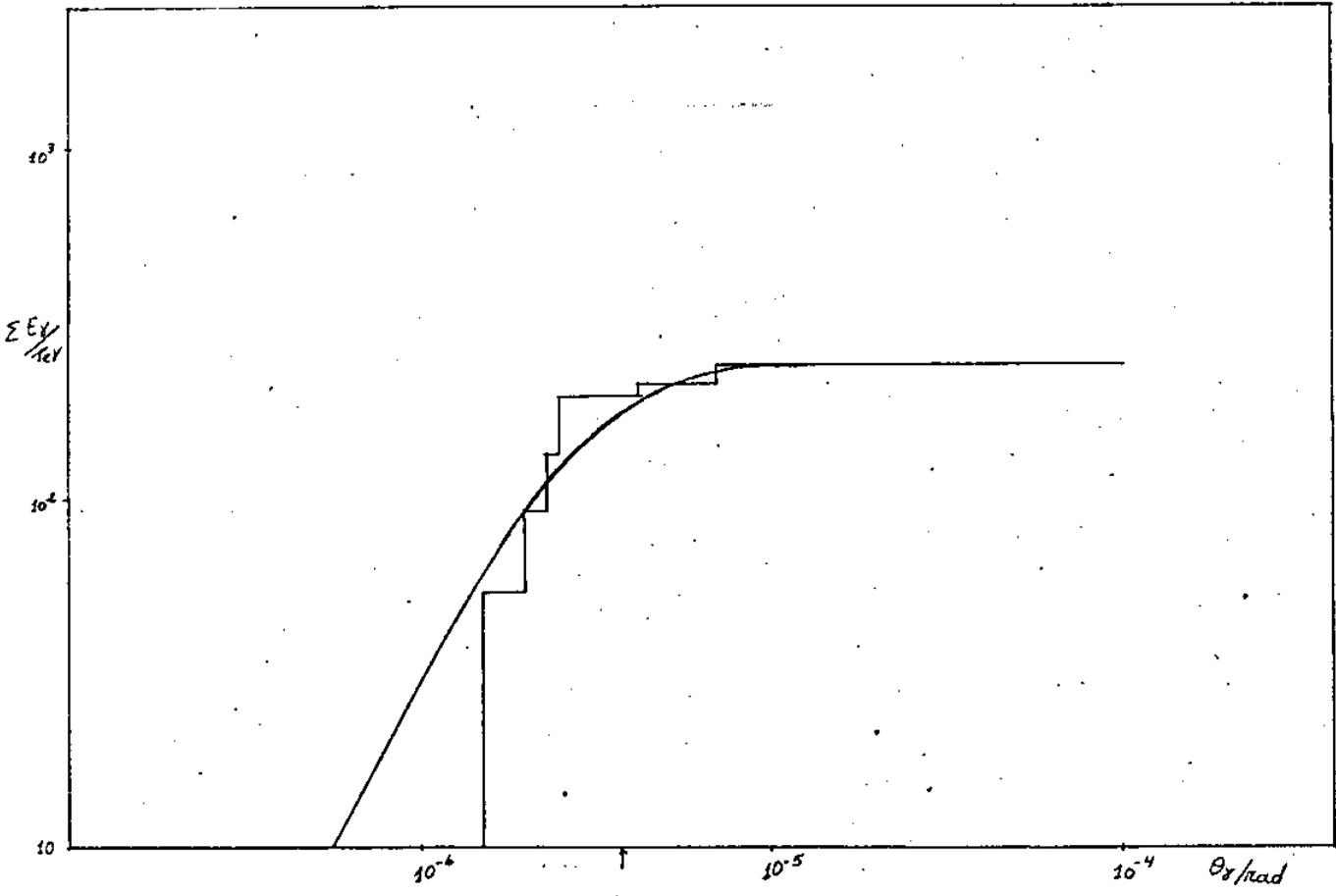


Fig. 3.6.b

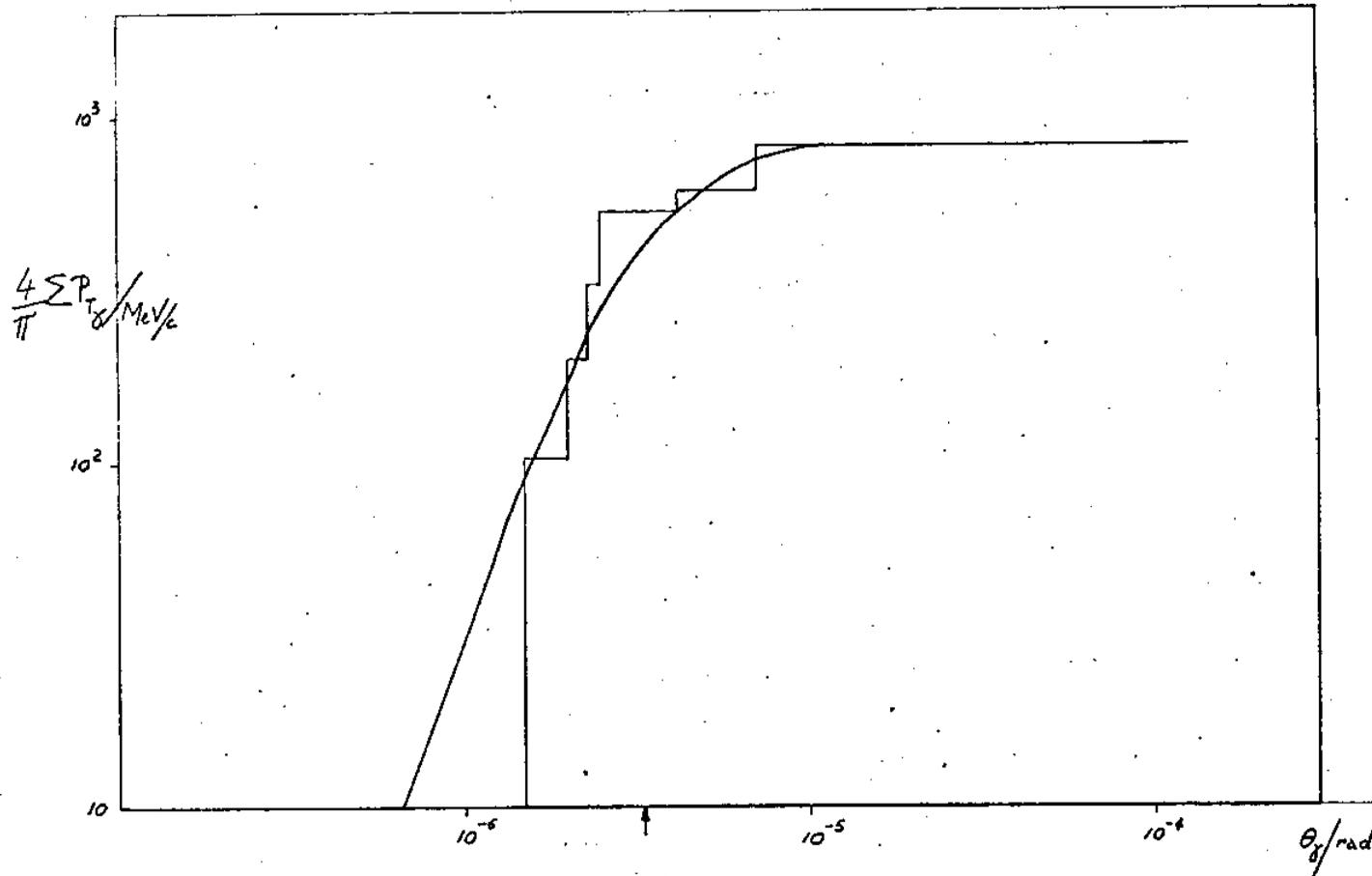
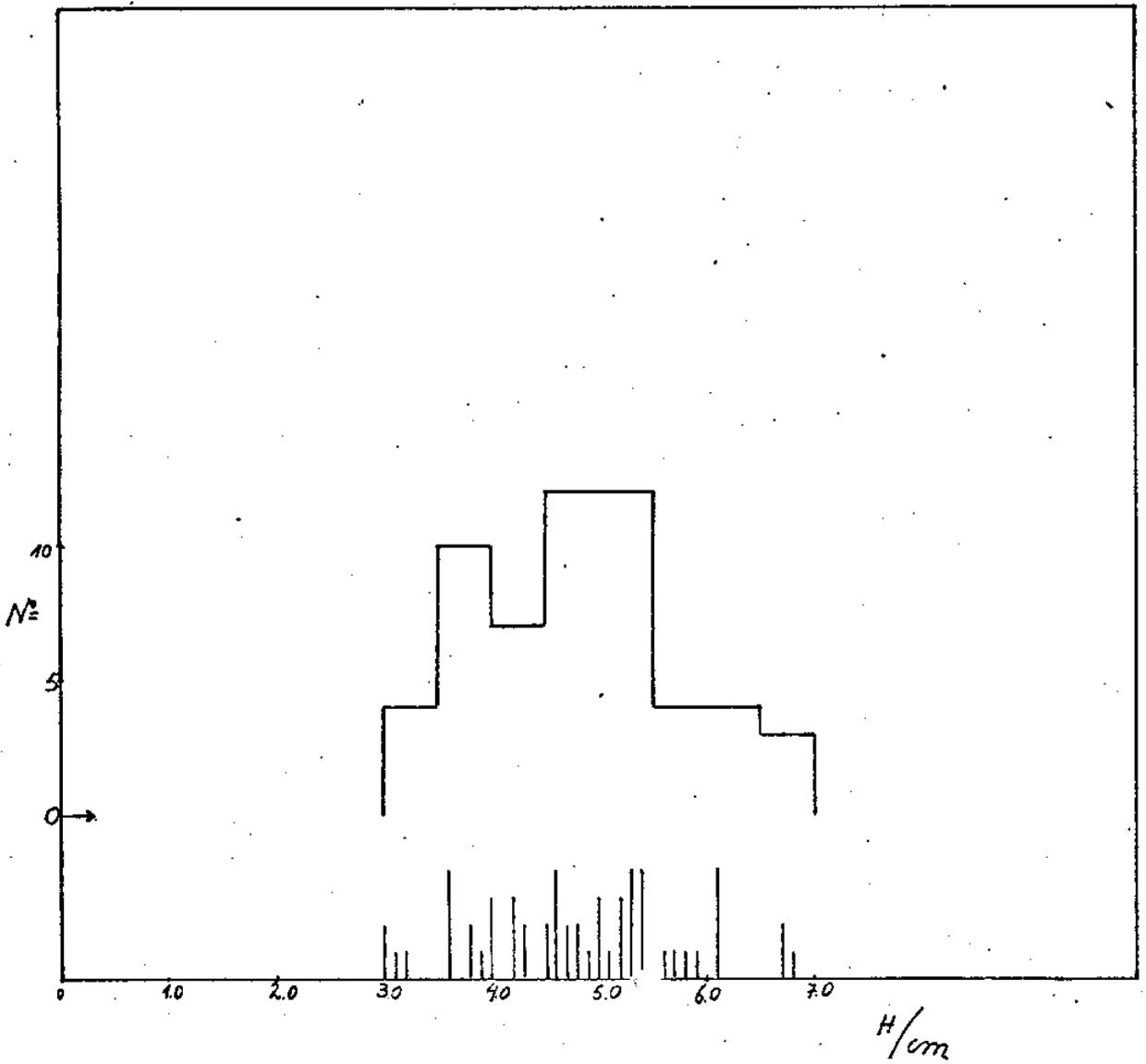


Fig. 3.7



Distribuições Angulares em ângulo zenital

Se os γ 's são emitidos isotropicamente* no sistema em repouso do estado intermediário, a variável $y = \ln \text{tg } \Theta_\gamma$ tem uma distribuição tal que o ponto central corresponde ao ângulo mediano de emissão e é numericamente o inverso do fator de Lorentz do centro emissor com relação ao laboratório⁽²⁾.

Demonstra-se que a distribuição dessa variável tem a forma

$$\frac{dN}{dy} = \frac{1}{2} \text{sech}^2 y \quad (\text{Apêndice 5})$$

Construímos o espectro de $y = \ln r$ ** (Fig. 3.8 - A curva foi traçada para intervalos iguais de y). Acima de $r \cong 2400 \mu$ não detetamos um grande número de gamas, que seriam emitidos na direção contrária à de movimento do estado intermediário (para trás) e teriam energia já da ordem ou menores que o limiar de deteção ($\sim 0,3 \text{ TeV}$).

Vemos dois picos distintos que podem ser interpretados como soma de duas curvas: uma centrada em $r \cong 2080 \mu$, do tipo $\text{sech}^2 y$, (A), e outra centrada em $\sim 480 \mu$, mais estreita - que $\text{sech}^2 y$, (B), (Fig. 3.9).

A evidência de haver dois objetos diferentes aparece também nas correlações $\sum E_\gamma \times \Theta_\gamma$ e $\frac{4}{\pi} \sum P_{T_\gamma} \times \Theta_\gamma$, agora construídas sem os oito gamas de maior energia, Fig. 3.10.

* Estamos supondo: estado intermediário $\rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma$

** Para ângulos de $10^{-5} \sim 10^{-4}$ rad, $\text{tg } \theta \cong \theta \cong r/h$. Portanto o espectro de $\ln r$ é o mesmo de $\ln \theta$, a menos de uma translação.

Vemos que a distribuição angular de energia e a distribuição angular dos momenta transversais estariam sendo afetadas pela superposição dos dois objetos.

Considerando que temos dois centros emissores de partículas, um isotrópico e outro ligeiramente anisotrópico, calculamos os seus fatores de Lorentz tomando o centro das curvas A e B calculando os ângulos correspondentes, usando a relação entre e e r , sendo conhecida a altura da interação, e obtendo os fatores de Lorentz $2,3 \times 10^3$ (A) e $1,0 \times 10^4$ (B).

Se a curva B representa um estado intermediário, sua multiplicidade é de 25 γ 's.

Fig. 3.8

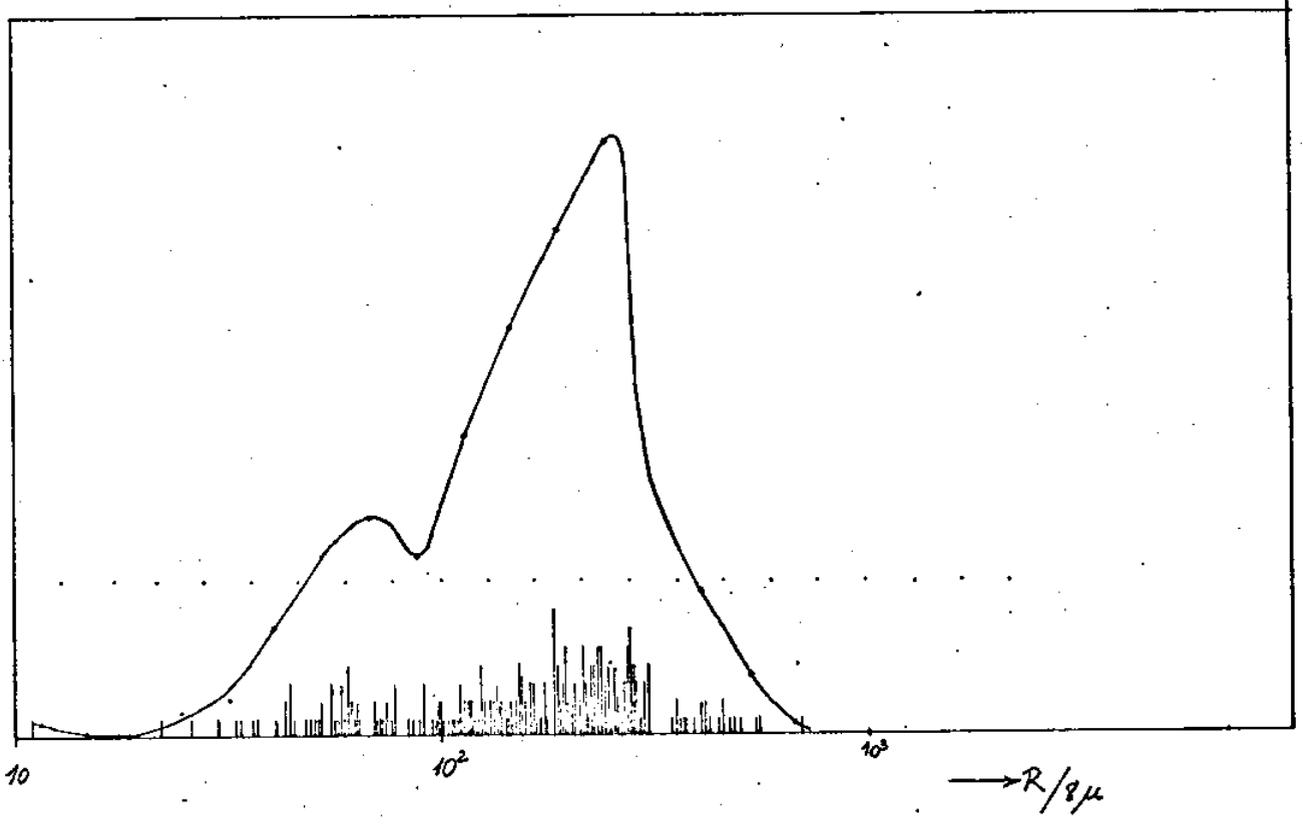


Fig. 3.9

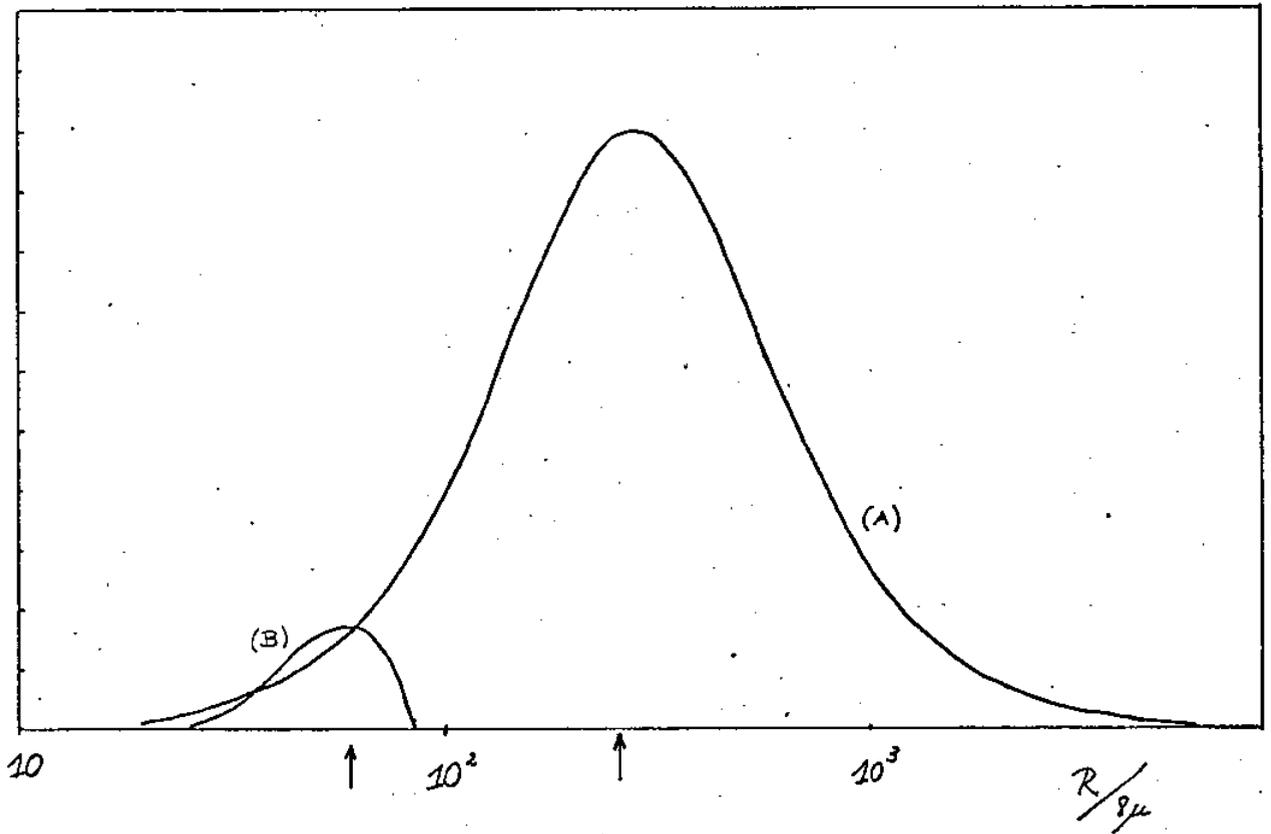


Fig. 3.10.a

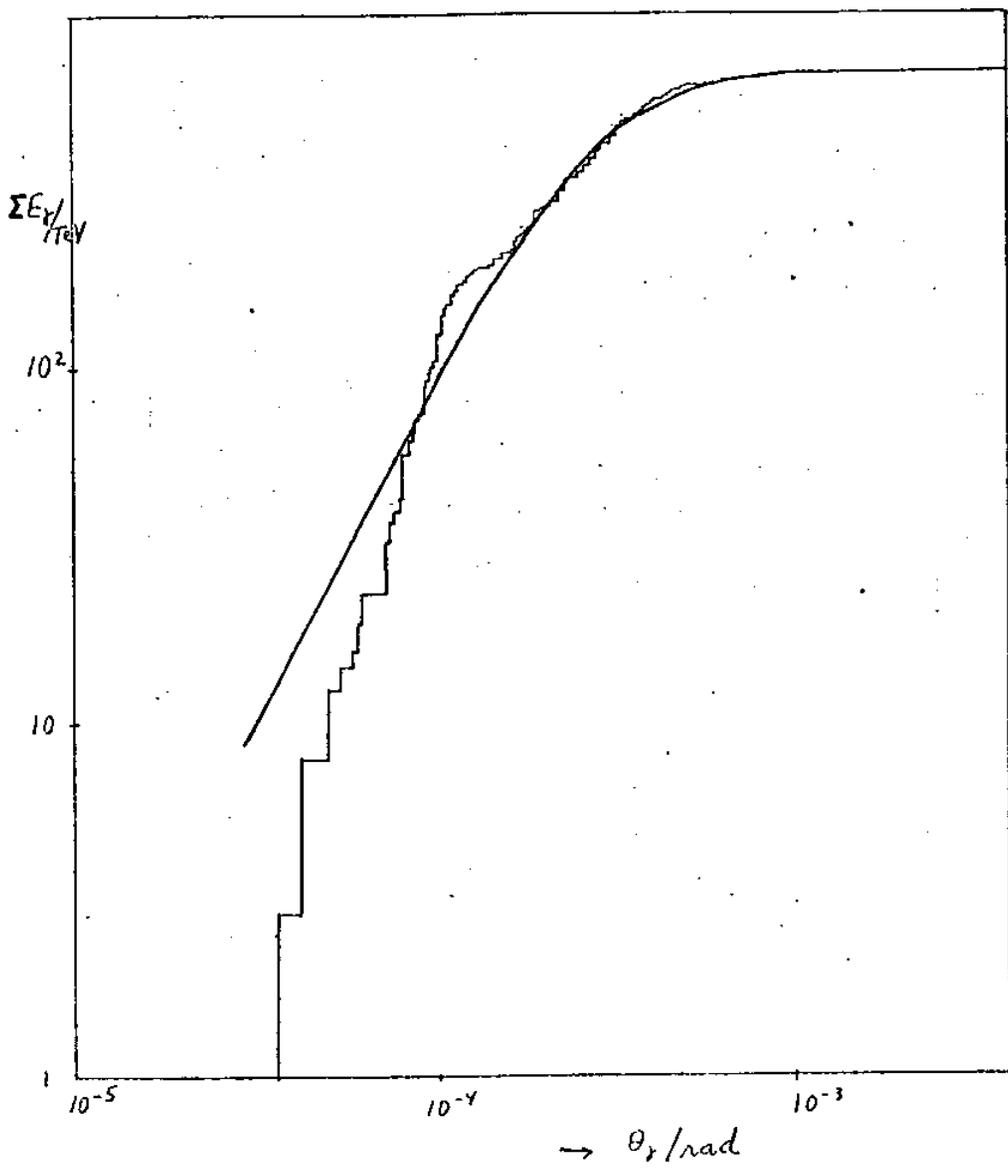
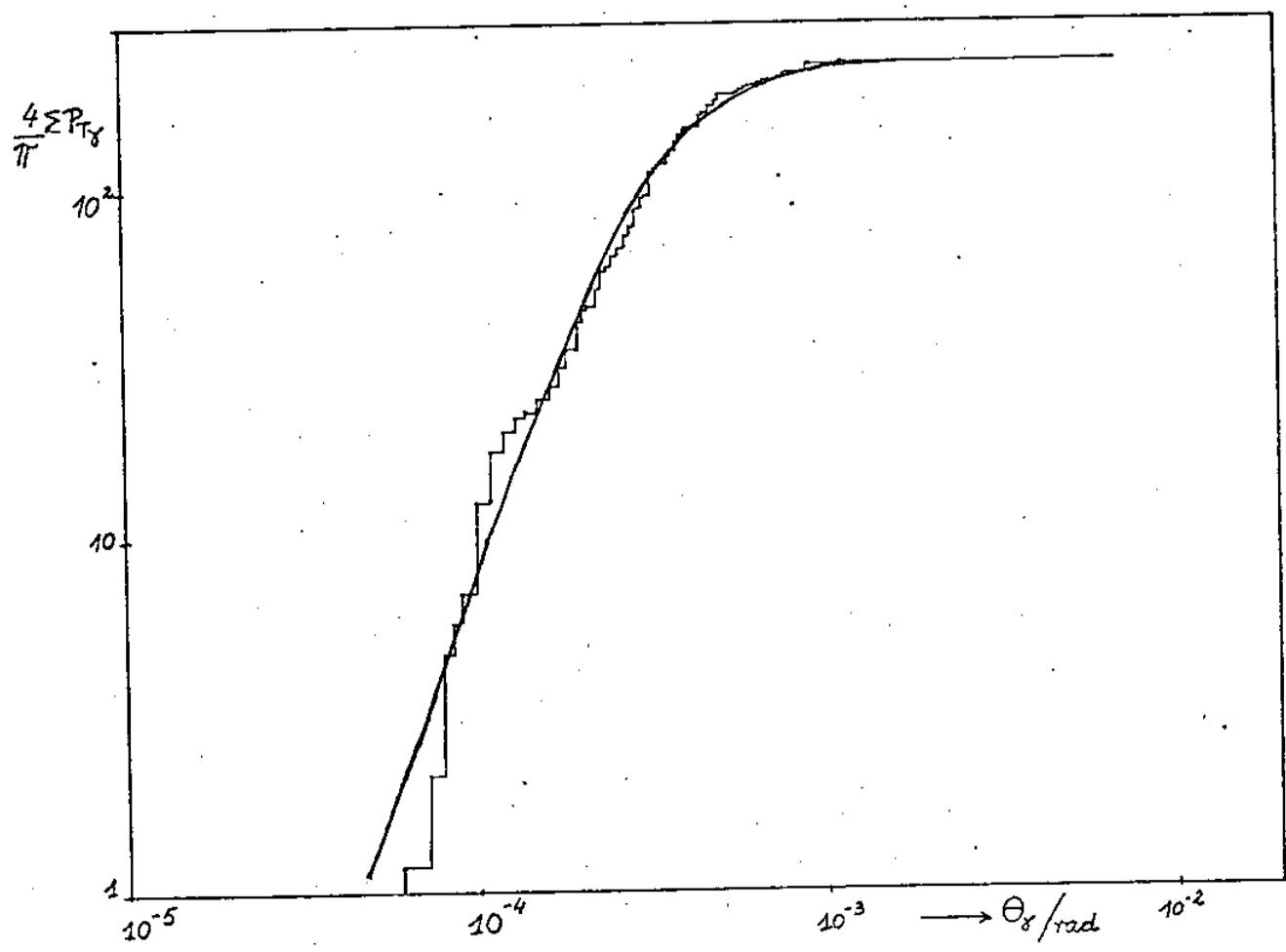


Fig. 3.10.b



Distribuição de Momenta Transversais

Entrando novamente a hipótese de isotropia no sistema estado intermediário, o momentum transversal é distribuído com -
forme

$$\phi(p_T) = \frac{2 p_T}{\langle p^* \rangle} K_1 \left(\frac{2 p_T}{\langle p^* \rangle} \right) \quad (\text{Apêndice 6})$$

onde K_1 é função de Bessel modificada de 2ª espécie, ordem 1 e $\langle p^* \rangle$ é o momentum médio no sistema do estado intermediário.

Os espectros experimentais observados (1) obedecem à lei exponencial que corresponde à expressão de ϕ acima.

O espectro de momenta transversais dos 252 γ 's que supusemos anteriormente cogenéticos é apresentado na Fig.3. 11. Vemos duas inclinações distintas que seriam consistentes com dois estados intermediários emitindo isotropicamente. Calculamos os momenta médios para cada reta individualmente, e obtivemos os momenta médios

~ 250 MeV / c para a reta 1

~ 750 MeV / c para a reta 2

As distribuições em $\ln r$ (Fig. 3.8), os gráficos de Shibata(Fig. 3.10.a e 3.10.b) e o espectro de momenta transversais (Fig. 3.11) são evidências de haver superposição de γ 's de dois estados intermediários: um de multiplicidade 20 \rightarrow 30 γ , fator de Lorentz $1,0 \times 10^4$ e momentum transversal ~ 250 MeV / c, localizado num círculo de raio $\sim 1000 \mu$ em torno do centro pesado de energia, e outro atingindo tôda a

a área analisada. Portanto, não seria possível distinguir dentro do círculo de 1000μ os δ 's dos dois estados intermediários. Podemos estimar $\sum E_\gamma$ para a bola de fogo central (de 20 a 30 δ) calculando a energia média na área por ele atingida e multiplicando pelo número estimado de δ 's, 25.

$$n_\gamma \langle E_\gamma \rangle \cong 66 \times 10^{12} \text{ eV}$$

Logo,

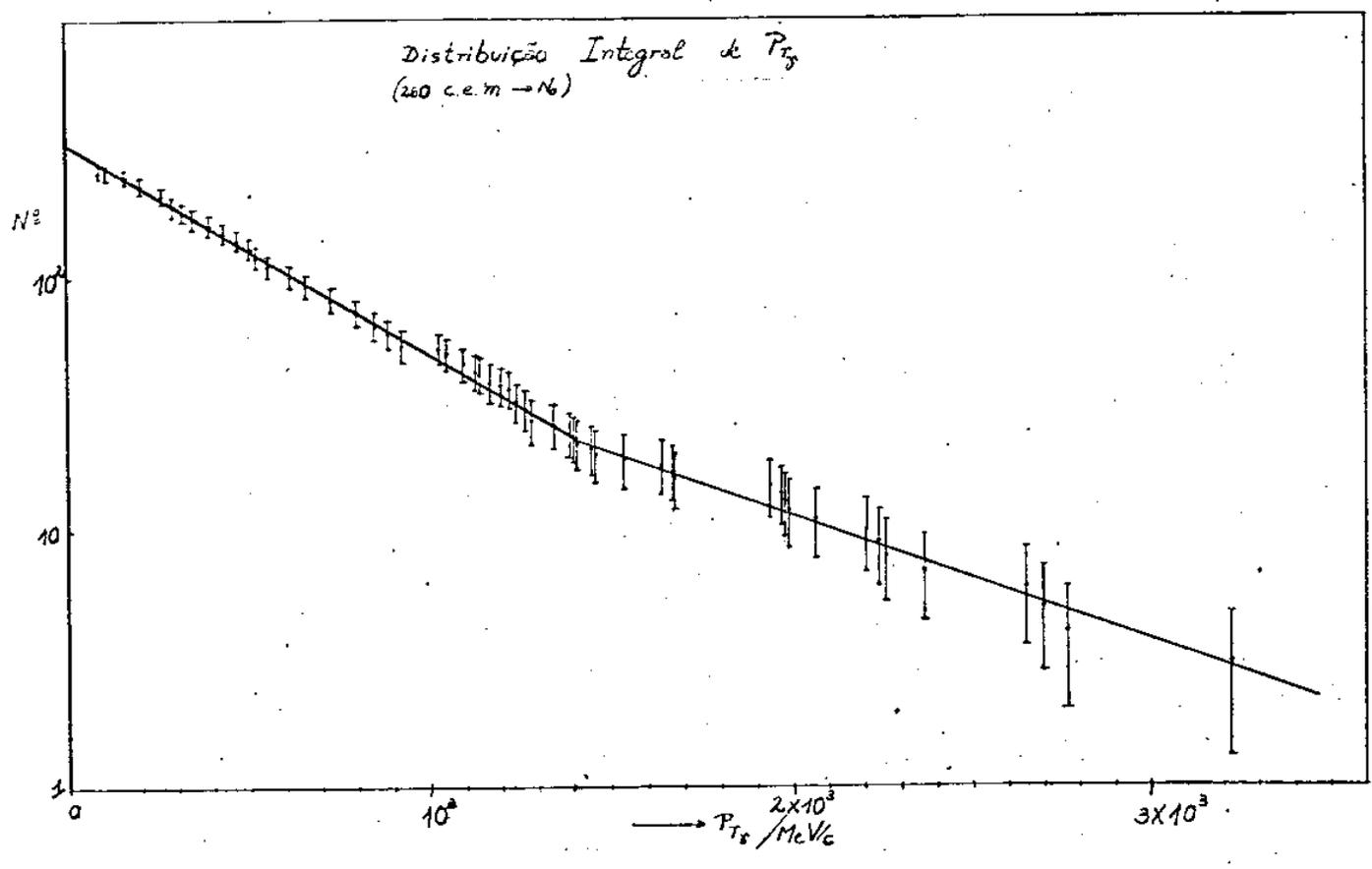
$$m_\gamma^* = \frac{\sum E_\gamma}{\Gamma} \cong 6,6 \text{ GeV}/c^2$$

Essas características, multiplicidade $20 \sim 30$, $m_\gamma^* \cong 6,6 \text{ GeV}/c^2$ e $\langle p_T \rangle \sim 250 \text{ MeV}/c$ são consistentes com o estado intermediário aq̄. (1)

Para a bola de fogo de grande multiplicidade, (extrapolando pela curva A, ~ 350), ficamos com

$$\frac{\sum E_\gamma}{\Gamma} \cong \frac{640 \times 10^{12} \text{ eV}}{2,3 \times 10^3} \cong 280 \text{ GeV}/c^2$$

Fig. 3.11



Referências

- 1) Turtelli Jr., Armando - Tese de Doutorado- Universidade Estadual de Campinas
- 2) Castagnoli, C., et al.- Nuovo Cimento, 10 , 1539, (1953)

Capítulo 4

Comparação com outros eventos de natureza e energia semelhantes.

1) O grupo de Bristol (1) apresentou algumas características do evento Texas Lone Star, de $\sum E_{\gamma} \cong 210$ TeV e multiplicidade $N_{\gamma} \gg 200$. Não temos diagramas de alvo do evento, mas somente correlações $\sum E_{\gamma} \times \Theta_{\gamma}$ e $\frac{4}{\pi} \sum p_{T\gamma} \times \Theta_{\gamma}$, apresentadas na Fig. 4.1.

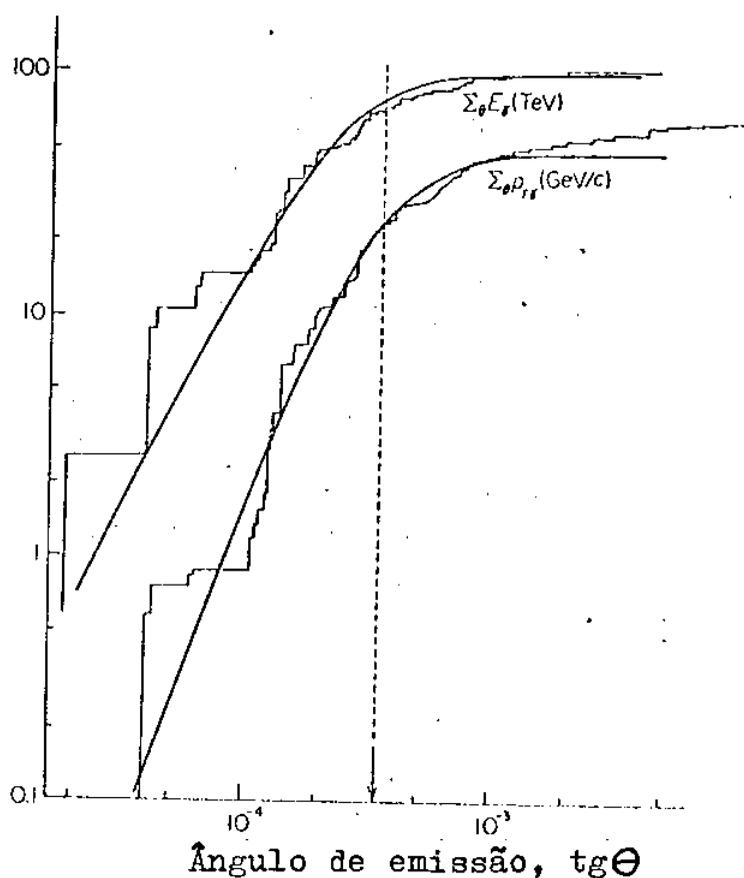


Gráfico de $\sum E_{\gamma} \times \Theta_{\gamma}$ e $\frac{4}{\pi} \sum p_{T\gamma} \times \Theta_{\gamma}$ para o evento Texas Lone Star. As curvas sólidas são calculadas assumindo emissão isotrópica.

Para ângulos $< 10^{-4}$ ve-se um desvio da curva teórica de Shibata (que supõe isotropia), à semelhança do que encontramos neste trabalho, para o evento " Ursa Maior ". Tal desvio sugere uma anisotropia, que não temos condições de analisar, por faltarem dados relativos a distribuições angulares.

2) No evento de produção múltipla denominado " Andrôme - da, detetado na CENC nº 14 da Colaboração Brasil- Japão^(2), houve pelo menos uma interação na atmosfera com energia estimada $E > 10^{16}$ eV. Foram produzidas $\sim 10^5$ partículas da componente eletromagnética.

Não é possível comparar resultados do evento " Ursa Maior " com os de " Andrômeda ", uma vez que neste os δ 's são provenientes de π^0 's de interação (interações) hadrônicas na atmosfera e também de cascatas eletromagnéticas atmosféricas. O aglomerado que aparece nas emulsões não permite que se estudem energias e distribuições angulares.

3) Um evento detetado em blocos de emulsões por N.A.Dobrotin e M.I.Tretiakova^(3), com produção de 100 partículas com energia primária $E_0 \geq 5 \times 10^{12}$ eV, indica anisotropia quando se analisam conjuntamente as 100 partículas. Os autores separam as 100 partículas em dois grupos, que conseguem identificar com duas bolas de fogo: uma de massa total $\sim 10 \text{ GeV} / c^2$ e outra de massa total $\sim 60 \text{ GeV} / c^2$. Pelo diagrama de alvo e por análise da distribuição em ângulo azimutal, há evidência de que as partículas provenientes da bola de fogo de massa $60 \text{ GeV} / c^2$ formam ainda agrupamentos que podem ser identificados com bolas de fogo de massa $\sim 10 \text{ GeV} / c^2$.

Esse evento apresenta características muito semelhantes às da " Ursa Maior ": o estado intermediário de massa $\sim 10 \text{ GeV} / c^2$ pode ser identificado como o estado intermediário por nós chamado açu (massa $\sim 7 \sim 8 \text{ GeV} / c^2$). A outra bola de fogo encontrada nesse evento, com massa $\sim 60 \text{ GeV} / c^2$, parece decair em bolas de fogo de massas menores, à semelhança do estado intermediário de massa maior ($\sim 280 \text{ GeV} / c^2$),

encontrada nesse trabalho, que apresenta também evidências de decair em estados intermediários de massa menor.

REFERÊNCIAS

- 1) D.H.Perkins e P.H.Fowler, Proc.Roy.Soc. A 278 (1964) 401
- 2) Colaboração Brasil-Japão, Proc. 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Australia Vol 6, HE 42 (1971)
- 3) N.A.Dobrotin e M.I.Tretiakova - Proc.13th Int. Conf. on Cosmic Rays, Denver, U.S.A., Vol 3, HE 4 (1973)

Capítulo 5

Conclusões

Podemos descrever o evento como duas interações hadrônicas : a primeira ocorrendo em ~ 80 m de altura acima do detector, a qual produziu um estado intermediário " mirim ", de massa sob forma de $\gamma \sim 1,1 \text{ GeV} / c^2$ e fator de Lorentz $\sim 2,9 \times 10^5$, de multiplicidade $8 \sim 10$ gamas. A segunda interação ("sucessiva ") teria ocorrido a ~ 5 m acima do detector, produzindo dois estados intermediários :

- a) açu , com massa sob forma de raios $\gamma \sim 7 \text{ GeV} / c^2$
 fator de Lorentz $\sim 1 \times 10^4$
 multiplicidade $\sim 20-30$
 $\langle p_{T\gamma} \rangle^* \sim 250 \text{ MeV} / c$
- b) guaçu , com massa sob forma de raios $\sim 280 \text{ GeV} / c^2$
 fator de Lorentz $\sim 2,3 \times 10^3$
 multiplicidade extrapolada ~ 350
 $\langle p_{T\gamma} \rangle^* \sim 750 \text{ MeV} / c$

Na área atingida por este último, no diagrama de alvo, alguns agrupamentos são evidentes. Pode-se verificar que tem características dos estados intermediários mirins: $m_{\gamma}^* \sim 1,3 \text{ GeV} / c^2$, distribuição energética $\lambda e^{-\lambda E_{\gamma}}$, multiplicidade $8-10 \gamma$'s. Estes seriam provenientes do decaimento do estado intermediário de massa maior. Temos cerca de 20 desses agrupa-

* momentum transversal dos γ 's.

mentos.

Pretendemos continuar este trabalho, fazendo uma aná
lise do evento "Ursa Maior", na câmara superior e na inferior.

APÊNDICE 1
ROTINAS DE PROCESSAMENTO QUÍMICO

TABELA I
Emulsão Nuclear

Banho Prévio: 9 min
Água Desmineralizada
Revelador: 18 min
Amidol, 3 g/litro de Água
Sulfito de Sódio, 6,7 g/litro de Água
Bissulfito de Sódio, 1 g/litro de Água
Freiamento: 9 min
Ácido Acético, 0,01 litro por litro de Água
Fixador: 60 min
Hipossulfito de Sódio, 400 g/litro de Água
Bissulfito de Sódio, 30 g/litro de Água
Lavagem: 120 min
Água Corrente
Temperatura: $(20 \pm 1)^{\circ}\text{C}$

TABELA II
Raio-X

Revelador: 12 min
Konidol "Sakura", 25 g/litro de Água
Freiamento: 4 min
Ácido Acético, 0,02 litro por litro de Água
Fixador: 12 min
Solução A: Hipossulfito de Sódio, 250g/600 cc de Água a 50°C
Solução B: Sulfito de Sódio, 15 g
Ácido Acético, 13,4 cc
Alúmen de Potássio, 15 g
em 200 cc de Água a 50°C

Misturar A e B, completar c/ Água
até um litro

Lavagem: 30 min

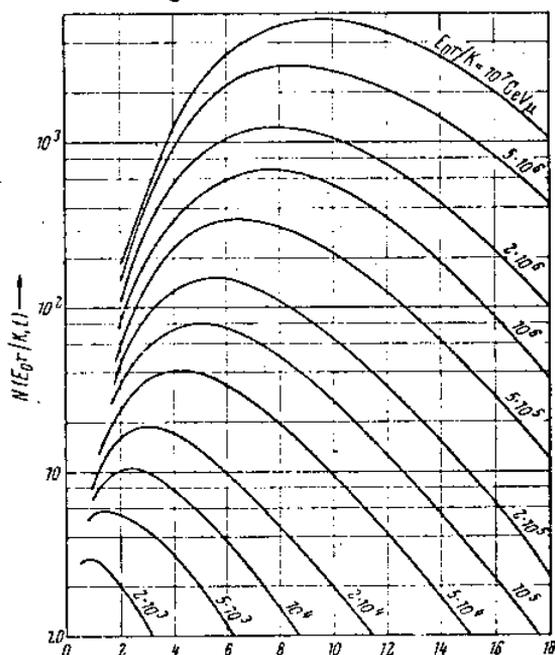
Água Corrente

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

Apêndice 2

Curvas de transição, de Kamata e Nishimura

No interior de um círculo de raio r , o número de traços de e^+ e e^- em uma cascata iniciada por um par e^+e^- de energia E_0 , a uma profundidade t , é dado pelas curvas:



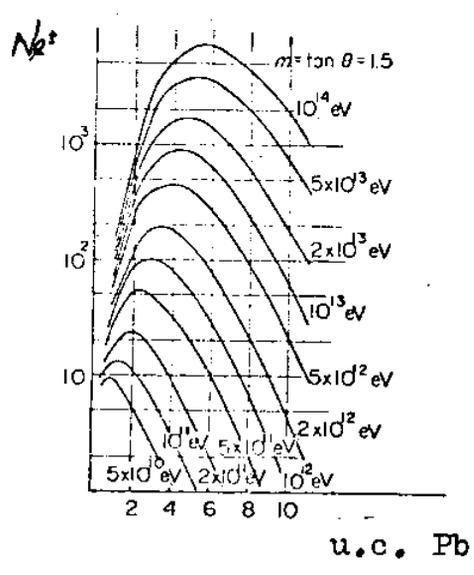
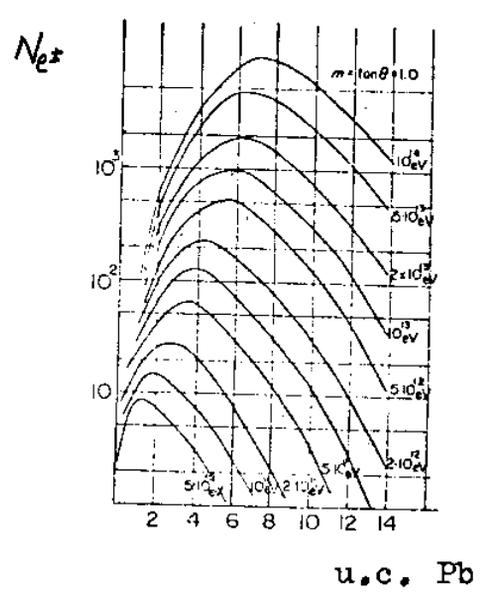
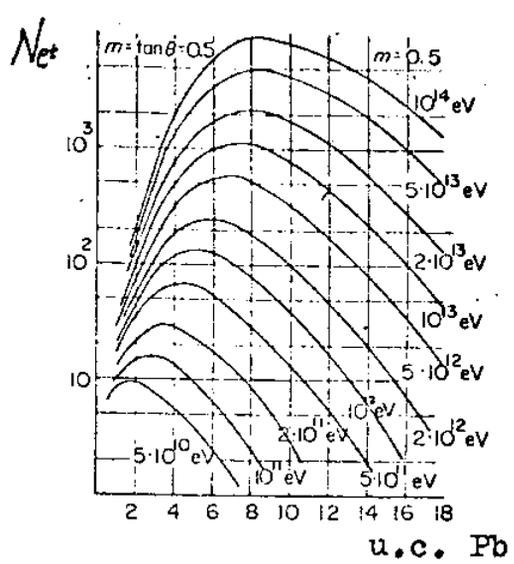
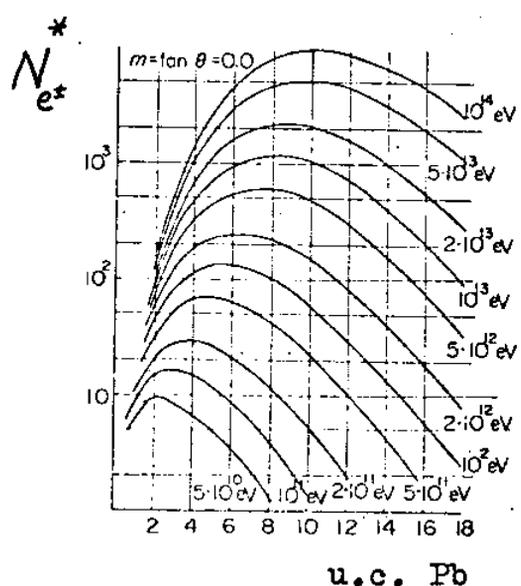
$$K_{Pb} = 19,6 \text{ MeV}$$

Profundidade(u.c.)

(Segundo J. Nishimura, Handbuch der Physik, 1967, Springer-Verlag, volume XLVI / 2, pág. 1.

Dentro de um círculo de raio 50μ , o número de traços de e^+ e e^- em cascata que incide no detetor com um ângulo zenital* Θ , iniciada por um primário de energia E_0 , em função da profundidade, é dado por :

* com relação à normal ao plano de detecção.



(Segundo J. Nishimura , Supplement of the Progress of Theoretical Physics, nº 32, 1964, pág. 72)

* N_{e^\pm} → Número de partículas do chuveiro no interior de um círculo de raio 50μ .

Apêndice 3

Se um conjunto de dados experimentais da grandeza x se distribuem conforme $f(x)$, podemos efetuar uma transformação fazendo

$$\frac{1}{L} dy = f(x) dx$$

y deve ser uma variável com distribuição uniforme de probabilidades no intervalo L . Integrando:

$$y = L \int_{x_{\min}}^x f(t) dt$$

Para conveniência, podemos fazer $L=1$

$$y(x) = \int_{x_{\min}}^x f(t) dt$$

Temos então um conjunto de n pontos em distribuição uniforme no intervalo $0-1$.

Podemos proceder da seguinte maneira:

Dado um conjunto de dados experimentais, que se supõe terem uma distribuição $f(x)$, aplicamos aos pontos a transformação $y = \int_{x_{\min}}^x f(t) dt$. Se a variável y assim calculada tiver distribuição uniforme de probabilidades, então $f(x)$ corresponde à distribuição experimental.

Estamos interessados em saber características de n pontos em distribuição uniforme.

Pôdemos supor que a variável x que representa a grandeza é contínua. Então tomamos uma variável x , com função de distribuição x e função de frequência 1 .

Vamos considerar o ν -ésimo ponto do fim para o começo de um conjunto de n pontos.

A probabilidade que, entre os n valores, $n-\nu$ sejam menores que x e $\nu-1$ sejam maiores que $x+dx$ enquanto que o valor restante esteja entre x e $x+dx$

$$g_{\nu}(x) dx = n \binom{n-1}{\nu-1} x^{n-\nu} (1-x)^{\nu-1} dx$$

(Segundo H. Cramèr, "Métodos Matemáticos de Estatística")

O ν -ésimo ponto do fim para o começo terá uma distribuição cujo valor esperado é

$$E(x_{\nu}) = \frac{n-\nu+1}{n+1} \quad \text{e variância} \quad D^2(x_{\nu}) = \frac{\nu(n-\nu+1)}{(n+1)^2(n+2)}$$

Podemos calcular a probabilidade de que o ν -ésimo ponto esteja no intervalo $a - b$:

$$P(a \leq x_{\nu} \leq b) = \int_a^b n \binom{n-1}{\nu-1} x^{n-\nu} (1-x)^{\nu-1} dx$$

A integral $\int x^{\alpha}(1-x)^{\beta} dx$ pode ser calculada:

$$\int x^{\alpha}(1-x)^{\beta} dx = x^{\alpha+1} \left[\frac{(1-x)^{\beta}}{\alpha+\beta+1} + \frac{\beta(1-x)^{\beta-1}}{(\alpha+\beta+1)(\alpha+\beta)} + \frac{\beta(\beta-1)(1-x)^{\beta-2}}{(\alpha+\beta+1)(\alpha+\beta)(\alpha+\beta-1)} + \dots + \frac{\beta(\beta-1)\dots 1}{(\alpha+\beta+1)(\alpha+\beta)\dots(\alpha+1)} \right]$$

Se y é o valor da variável contada do começo para o fim do intervalo L ,

$$E\left(\frac{x+y}{2}\right) = \frac{1}{2} \quad \text{com variância} \quad D^2\left(\frac{x+y}{2}\right) = \frac{\nu}{2(n+1)(n+2)}$$

$$\bar{x} = \frac{x-y}{n+1} \quad \text{com variância} \quad D^2(x-y) = \frac{2\nu(n-2\nu+1)}{(n+1)^2(n+2)}$$

são estimadores consistentes e não viciados para o meio da distribuição e para o tamanho do intervalo, respectivamente.

Se a variável que corresponde à grandeza que estudamos não é contínua, então ao fazermos a transformação 1, teremos também uma variável discreta.

Dividimos então o intervalo $0 - 1$ em N partes iguais. Distribuimos n pontos nessas N divisões de modo que podemos ficar com mais de um ponto numa divisão qualquer. O nº total de possibilidades de arrumar os n pontos é

$$\frac{(N+n-1)!}{n!(N-1)!}$$

A probabilidade de que o ν -ésimo ponto esteja no i -ésimo intervalo enquanto temos $\nu-1$ distribuídos nos $i-1$ intervalos anteriores e $n-\nu+1$ nos $N-i$ intervalos posteriores é:

$$P_{\nu}(i, n, N) = n \binom{n-1}{\nu-1} \left[\frac{C'_{i-1, \nu-1} \cdot C'_{N-i, n-\nu}}{C'_{N, n}} \right]$$

onde C' são combinações com repetição.

$$P_{\nu}(i, n, N) = n \binom{n-1}{\nu-1} \binom{i+\nu-3}{\nu-1} \binom{N-i+n-\nu-1}{n-\nu} \frac{n!(N-1)!}{(N+n-1)!}$$

Demonstra-se que se $\Delta = \frac{1}{N}$ (tamanho do intervalo onde calculamos P_{ν}) é muito pequeno tal que

$\frac{x}{\Delta} \gg n$ onde x é ponto médio do intervalo Δ

e $N \gg n$ então $P_{\nu}(i, n, N)$ corresponde a

$g_{\nu}(x) dx$:

$$f_{\nu}(x, n, N) = \frac{n!}{(\nu-1)!(n-\nu)!} g_{\nu}(x)$$

onde $f_{\nu}(x, n, N)$ vem de P_{ν} simplesmente passando de i para x que é ponto médio do i -ésimo intervalo.

O equivalente a $P_y(i, n, N)$ para variável contínua, num intervalo de extremos a e b tal que $b-a = \Delta$ é

$$\int_a^b g_y(x) dx$$

As fórmulas 2 e 3 correspondem a casos assintóticos, isto é, quando se estuda um grande número de conjuntos de n pontos. No nosso experimento êsse não é o caso.

Fizemos simulações de n pontos em distribuição retangular, por computador. Dessa maneira, podemos estudar o comportamento dêsses conjuntos em características semelhantes às que temos em nosso experimento (um exemplo seriam os ângulos ou energias de um grupo de 8 gamas)

Apresentamos resultados de simulações para $n=4$ e $n=8$. Sobreposta ao histograma está a curva teórica calculada segundo a fórmula 3.

Temos condições, portanto, de, dada uma distribuição de dados experimentais que queremos comparar com uma distribuição $f(x)$, transformar os dados segundo $y(x) = \int f(x) dx$

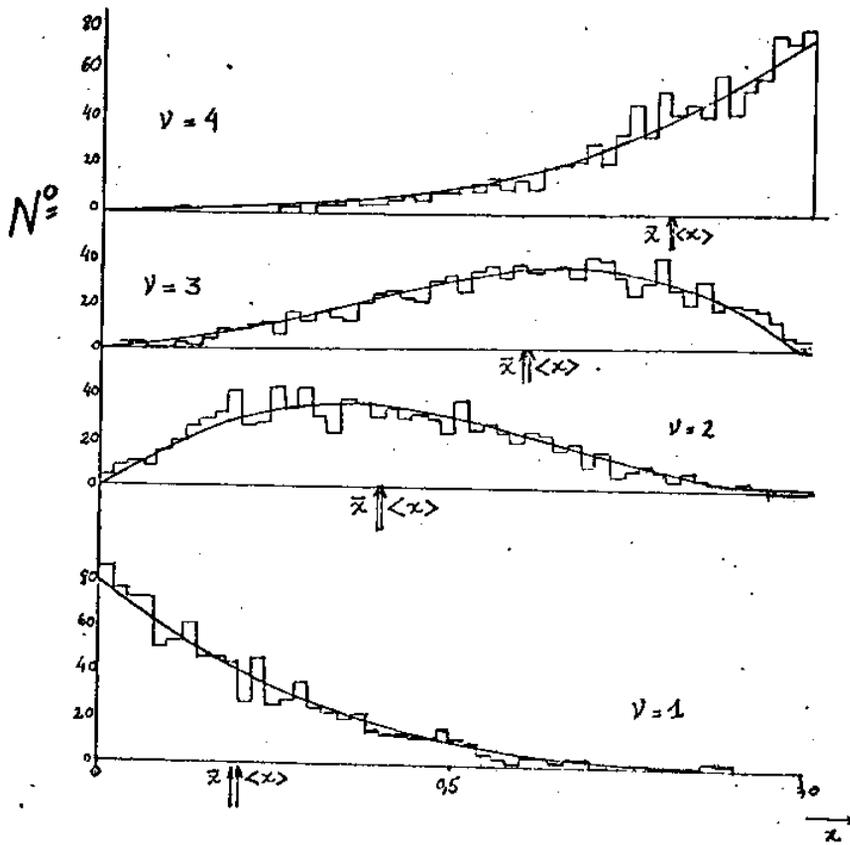
Para cada $y_v(x)$ temos expressões teóricas $g_v(x) dx$ ou $P_v(i, n, N)^*$ que nos dão a distribuição, média e variância de $y_v(x)$. Temos também as simulações, para casos em que temos poucos conjuntos. A consistência de $y_v(x)$ com variável uniformemente distribuída no intervalo 0-1 nos dá a consistência da distribuição experimental de dados com $f(x)$.

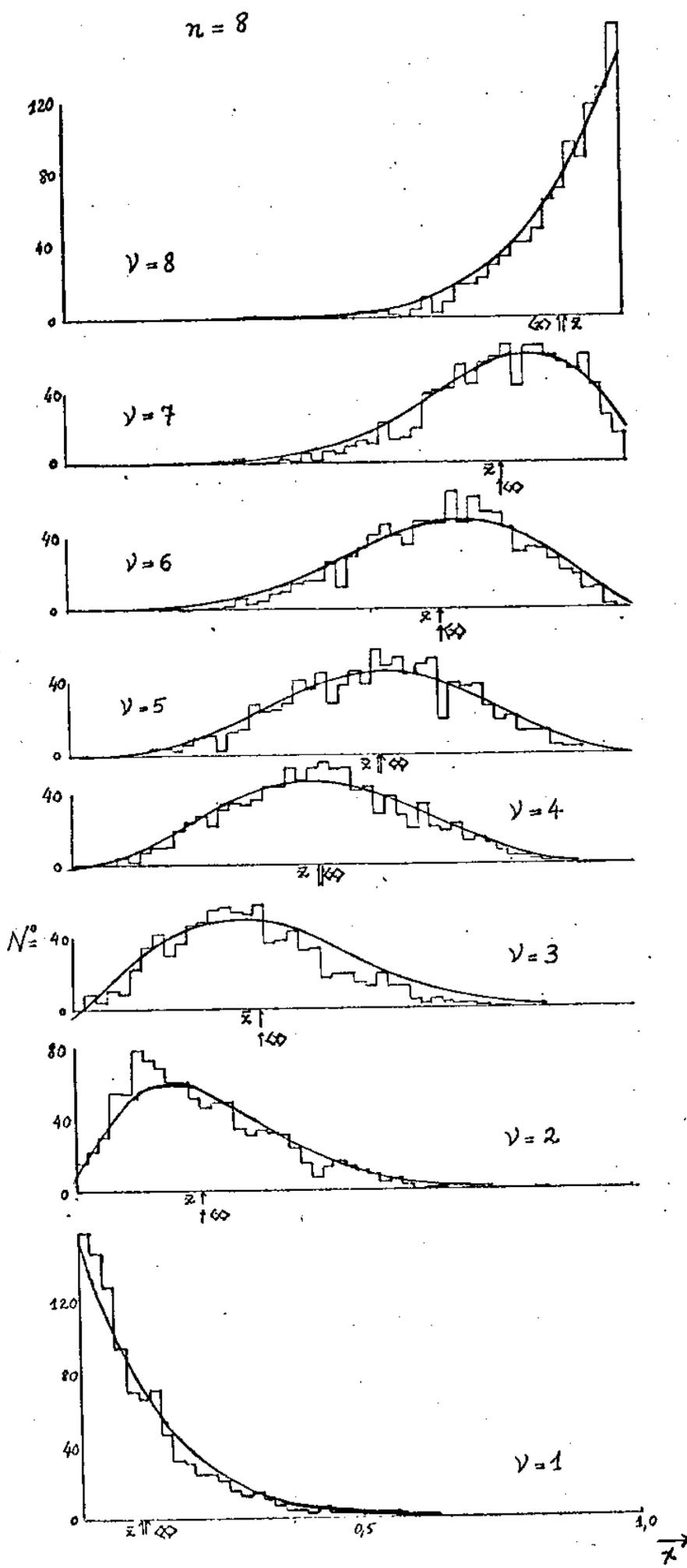
No texto foi aplicada a idéia de uniformizar a distribuição de energia do grupo de 8 gamas (ou 10) de maior energia. Extrapolou-se 2 gamas.

Este método será útil na análise da distribuição dos gamas em ângulos zenitais, azimutais e energias, permitindo separar secundários de interações em bolas de fogo.

* Precisamos escolher conforme a variável e seu erro experimental, se tomamos o caso discreto ou caso contínuo

$$n = 4$$





Apêndice 4

$$\underline{\text{Correlações } \sum E_{\gamma} \times \Theta_{\gamma} \text{ e } \frac{4}{\pi} \sum p_{T\gamma} \times \Theta_{\gamma} .}$$

T. Shibata*, supondo emissão isotrópica de γ 's no referencial em repouso do estado intermediário, e $g(E^*)$ como distribuição de energia nesse referencial tal que

$$\int_0^{\infty} g(E^*) dE^* = N_{\gamma}$$

$$\text{e } \int_0^{\infty} E^* g(E^*) dE^* = \pi \alpha_{\gamma}^* c^2$$

encontrou que

$$\sum_{\theta > \theta_1} E(\theta) = \Gamma \pi \alpha_{\gamma}^* c^2 \left(1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \right)$$

$$\text{e } \sum_{\theta > \theta_1} P_T(\theta) = \frac{\pi \alpha_{\gamma}^*}{2} \left(\text{arc tg } \Gamma \theta - \Gamma \theta \frac{1 - \Gamma^2 \theta^2}{1 + \Gamma^2 \theta^2} \right)$$

Essas expressões são as que apresentamos no texto como curvas teóricas, supondo isotropia na emissão de γ 's.

No ângulo mediano, $\Theta_{1/2}$, temos o inverso do fator de Lorentz.

* T. Shibata, Tese de Doutorado, Universidade de Waseda, Tóquio.

Ver Tese de Doutorado, Armando Turtelli Jr., Universidade Estadual de Campinas .

APÊNDICE 5

Se $y = \ln \operatorname{tg} \theta$, e queremos encontrar o número de partículas por intervalo de y , emitidas isotropicamente no sistema bo-la de fogo, temos

$$\frac{dN}{dy^*} = \frac{dN}{d(\cos \theta^*)} \frac{d \cos \theta^*}{d y^*}$$

$$\frac{dN}{d \cos \theta^*} \text{ deve ser } = \text{cte} = \frac{1}{2} \langle N \rangle$$

$$\frac{d \cos \theta^*}{d y^*} = \frac{1}{\cosh^2 y^*}$$

$$\text{então } \frac{dN}{dy^*} = \frac{1}{2} \frac{1}{\cosh^2 y^*} \text{ se } \langle N \rangle = 1$$

A distribuição de y^* é a mesma de y a menos de uma translação.

Podemos esperar, para o sistema laboratório uma distribuição do tipo $\operatorname{sech}^2 y$.

APÊNDICE 6

Se a distribuição de momenta no sistema de repouso de um estado intermediário for

$$f(p^*, \theta^*) dp^* d(\cos \theta^*) = \frac{4 p^*}{\langle p^* \rangle^2} e^{-\frac{2p^*}{\langle p^* \rangle}} dp^* \frac{1}{2} d(\cos \theta^*) \quad (1)$$

a distribuição de momenta transversais

$$\phi(p_T) dp_T = \frac{4 p_T}{\langle p^* \rangle^2} K_0 \left(\frac{2 p_T}{\langle p^* \rangle} \right) dp_T$$

e integrando:

$$\phi(p_T) = \frac{2 p_T}{\langle p^* \rangle} K_1 \left(\frac{2 p_T}{\langle p^* \rangle} \right)$$

K_i → função de Bessel modificada de ordem i (Ver tese de Doutorado - M.S.M.Mantovani - UNICAMP).

A expressão(1)ajusta-se aos dados experimentais. Temos entretanto, razão para acreditar que uma distribuição tipo Bose-Einstein descreva melhor a distribuição de momenta.

ÍNDICE

1. Agradecimentos
3. Cap. 1 - Introdução
7. Cap. 2 - Método Experimental
20. Cap. 3 - Análise. Distribuições Energéticas, Angulares e
de Momenta Transversais.
40. Cap. 4 - Comparação com outros Eventos de Natureza e Ener
gia Semelhante
44. Cap. 5 - Conclusões
46. Apêndice 1
48. Apêndice 2
50. Apêndice 3
57. Apêndice 4
58. Apêndice 5
59. Apêndice 6