

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

"OBSERVAÇÕES SOBRE INTERAÇÕES INDUZIDAS POR
HÁDRONS DA RADIAÇÃO CÓSMICA, OCORRIDAS NO
ALVO DE CÂMARAS DE FOTOEMULSÕES E CHUMBO"

Marcio José Menon

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

UNICAMP

Campinas

1982

ÍNDICE

Prefácio	3
Capítulo 1 - Introdução	7
Capítulo 2 - Método Experimental	9
2.1 - Câmaras de Fotoemulsões e Chumbo	9
2.1.1 - Características Gerais	9
2.1.2 - Cascatas Eletromagnéticas	12
2.1.3 - Detecção	13
2.1.4 - Classificação de Jatos	13
2.1.5 - Busca de Eventos	13
2.1.6 - Diagrama de Alvo Corrigido	16
2.1.7 - Momento Transversal e Longitudi- nal dos γ 's	16
2.1.8 - Ângulo de Emissão dos γ 's e Cen- tro Ponderado de Energia	18
2.2 - Coleta de C-Jatos.....-.....	20
2.2.1 - Identificação de C-Jatos e de se- us Núcleos	20
2.2.2 - Determinação da Energia dos γ 's dos C-Jatos	22
2.2.3 - Discriminação de um Pb-Jato su- perposto a um C-Jato	26
2.2.4 - Altura da Interação	26
2.2.5 - Informações Experimentais obti- das de C-Jatos	28
2.2.6 - Limites de Detecção	28
2.2.7 - Tipos de Jato Mirim e Açu	29
Capítulo 3 - Modelos Fenomenológicos	31
3.1 - Modelo de duas Bolas de Fogo	33

3.2 - Modelo das Bolas de Fogo Múltiplas ...	34
3.2.1 - Quantum H	34
3.2.2 - Quantum SH e Quantum UH	39
Capítulo 4 - Análise Tradicional de Estados Intermediários através de C-Jatos	40
4.1 - Análise Individual de C-Jatos	40
4.2 - Espectro da Massa Invariante	43
Capítulo 5 - Método de Identificação de Eventos Contamina- dos	46
5.1 - O Método	47
5.2 - Aplicação e Resultados	52
Capítulo 6 - Discussão sobre a Discriminação de Secundári- os devidos às Contaminações	64
6.1 - Introdução	64
6.2 - Procedimentos e Exemplos	64
6.3 - Resultados	75
Capítulo 7 - Conclusões	98
Apêndice A - Relação entre o ângulo de emissão dos γ 's no SL e no SCM	100
Apêndice B - Curvas Analíticas de $\Sigma Ex\Gamma\theta$, $\Sigma E\theta x\Gamma\theta$ e da Mas- sa Invariante	103
Apêndice C - Método de Estimativa da Massa Invariante de Estados Intermediários através da distribui- ção de $\Sigma E E \theta^2$	107
Referências	115
Agradecimentos	117

PREFÁCIO

Em 1900, Elster (1), Geitel (2) e Wilson (3 e 4) estudando a condutividade elétrica de gases observaram que, mesmo na ausência de possíveis fontes de radiação e sob rigorosas condições de isolamento da amostra de ar em estudo, esta apresentava uma condutividade residual constante (equivalente a uma ionização da ordem de 10 pares de íons por cm^3 de gás). Devido às condições de isolamento, tal fenômeno só podia ser entendido como provocado por um agente ionizante externo, cuja origem era desconhecida. A dúvida permanceceu até 1912 quando Hess (5) adaptando eletroscópios em balões atmosféricos detectou um aumento da radiação ionizante a partir de uma dada altitude (700 m). A conclusão de Hess foi de que uma radiação penetrante, de origem extra-terrestre atingia nossa atmosfera.

A partir dessa data, a então denominada radiação cósmica tornou-se objeto de intensos estudos. Do ponto de vista experimental, inicialmente utilizando-se contadores Geiger Müller, câmaras de ionização e posteriormente através das emulsões nucleares e sistemas híbridos, várias propriedades e características foram sendo determinadas e acumuladas.

Dentre essas descobertas, observou-se que nas câmaras de ionização ocorria, em certos momentos, um aumento brusco e repentino da corrente de ionização, sem que nenhum agente externo aparente estivesse presente. O fenômeno foi interpretado por Wataghin (6,7) como devido a produção simultânea de partículas (Produção Múltipla de Partículas). Em 1939 na Universidade de São Paulo, Wataghin, Pompeia e Souza Santos (8), utilizando câmaras de núvens e contadores Geiger detectaram chuviros de partículas penetrantes na atmosfera os quais

foram interpretados como consequência de Produção Múltipla de Mésons.

Essa descoberta abriu um amplo campo para o estudo das interações nucleares através da radiação cósmica. Estudos posteriores permitiram a formulação de vários modelos teóricos e fenomenológicos, como o das duas bolas de fogo e dos estados intermediários discretos (cap.3), além do desenvolvimento de novos detetores, como as câmaras de Emulsões Nucleares e Chumbo (9). A exposição dessas câmaras em altitudes de montanha mostrou-se eficaz na detecção dos produtos das interações entre hádrons da radiação cósmica e nucleons da atmosfera ou de alvos localizados.

Em 1962 através dos professores Lattes, Fujimoto, Taketani e Yukawa, teve início uma colaboração entre grupos brasileiros e japoneses com o fim de, utilizando câmaras de fotoemulsões e chumbo, estudar a morfologia da radiação cósmica e as características das interações nucleares. Um convênio com a Universidade Mayor de San Andres na Bolívia possibilitou a utilização do Observatório de Física Cósmica no Mte. Chacaltaya (5.200m de altitude) como local de exposição das câmaras. Desde 1962 até o presente já foram expostas 20 câmaras.

Finalizando, é importante ressaltar que, nos dias atuais, apesar das onerosas e gigantescas máquinas artificiais, a radiação cósmica continua sendo a única fonte de partículas com energia acima de centenas de Tev. Isso tem permitido a descoberta de novos fenômenos (como os estados intermediários discretos na Produção Múltipla de Mésons, a Produção Múltipla de Bárions com formação de estados intermediários Centauro, Mini-Centauro, Germíon e Chiron), que fazem das pesquisas

experimentais em radiação cósmica a fronteira da ciência na busca de uma melhor compreensão das estruturas mais internas da matéria.

Atualmente fazem parte da Colaboração Brasil -
Japão de Raios-Cósmicos:

J.Bellandi Filho, J.A.Chinellato, C.Dobrigkeit, C.M.G. Lattes,
A.Marques, M.J.Menon, C.E.Navia O., K.Sawayanagi, E.Silva, E.H.
Shibuya e A.Turtelli Jr.

- Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de
Campinas, São Paulo.

N.M.Amato e F.M.Oliveira Castro

- Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, RJ.

R.H.C.Maldonado

- Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense, Niterói,
RJ.

H.Aoki, Y.Fujimoto, S.Hasegawa, H.Semba, T.Tabuki, M. Tamada,
K.Tanaka e S.Yamashita

- Science and Engineering Research Laboratory, Waseda University,
Shinjuku, Tokyo.

N.Arata, T.Shibata e K.Yokoi

- Department of Physics, Aoyama Gakuin University, Setagaya,
Tokyo.

A.Ohsawa

- Institute for Cosmic-Ray Research, University of Tokyo, Tanashi,
Tokyo.

1 - INTRODUÇÃO

O objetivo deste trabalho é um estudo sobre a análise de secundários provenientes de interações induzidas por hádrons da radiação cósmica, ocorridas no alvo do detetor.

O modelo fenomenológico utilizado é o das bolas de fogo, segundo o qual a produção múltipla de mésons ocorre através do decaimento de estados intermediários (EI) de massas discretas (cap. 3). Como detetor utiliza-se uma câmara de foto-emulsões e chumbo (cap. 2), constituída de uma câmara superior e um alvo de piche a uma distância $\approx 1,8\text{m}$ de uma câmara inferior.

As condições experimentais introduzem alguns tipos de contaminações inerentes ao método de detecção como interação sucessiva e produção de mais de um EI numa mesma interação (cap. 5). Nesse caso, os secundários observados de cada EI ou interação podem se apresentar superpostos, o que dificulta a obtenção das características dos EI. Além dessas contaminações há o problema das perdas impostas pelo limiar de detecção (cap. 2).

Neste trabalho, a partir de um estudo de 74 eventos devidos a interações nucleares ocorridas no alvo da câmara n° 17:

- a) desenvolve-se um método para identificação de eventos que apresentam contaminações;
- b) compara-se esse método com outros;
- c) a partir de certas interpretações iniciais dos resultados obtidos no item a, sugere-se um procedimento para discriminação de secundários devidos a contaminações; testa-se esse procedimento em 56 eventos

d) analisa-se em conjunto os eventos cujos secundários foram discriminados de acordo com esse procedimento e compara-se os resultados com os obtidos até o presente pela CBJ;

e) apresenta-se um método de estimativa da massa invariante e do fator de Lorentz de EI através das distribuições de $\Sigma E E \theta^2$ e das informações obtidas de cada evento pelo método de discriminação de contaminações; compara-se os valores calculados com os fornecidos por outros métodos.

No capítulo 2 é feita uma descrição do detetor e do método de coleta de dados referentes a secundários provenientes de interações nucleares ocorridas no alvo; no capítulo 3, apresenta-se as ideias fundamentais e o desenvolvimento do modelo fenomenológico utilizado; no capítulo 4 descreve-se a análise que comumente é feita desses eventos; no capítulo 5 introduz-se e aplica-se o método de identificação de eventos contaminados; no capítulo 6 discute-se a discriminação de secundários contaminados e no capítulo 7 apresenta-se as conclusões. No apêndice A estão deduzidas algumas expressões relativísticas e no B as funções de ΣE e $\Sigma E \theta$ e da massa invariante. No apêndice C apresenta-se o método de determinação de massa (item e acima).

2.1) Câmaras de Fotoemulsões e Chumbo

2.1.1) Características Gerais

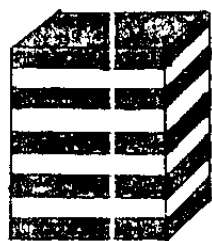
A unidade básica de detecção de uma câmara é o bloco, formado por uma pilha de placas de chumbo e envelopes contendo material fotossensível (fig. 2-1). Esses envelopes contêm filmes de R-X (Sakura tipo N e/ou tipo RR) com ou sem emulsões nucleares (Fuji ET 7B). Os blocos são dispostos lado a lado em áreas que variam de câmara para câmara. A posição de cada um desses envelopes no bloco (profundidade) é medida em unidades de cascata (uc), também chamada comprimento de radiação (10):

$$1 \text{ uc} = \frac{A}{4\alpha d R^2 Z^2 N \ln(183Z^{1/3})}$$

onde $R=1,3 \times 10^{13}$, $Z=n^\circ$ atômico, $A=n^\circ$ de massa $N=6,02 \times 10^{23}$, d = densidade volumétrica, $\alpha=1/137$ (constante de estrutura fina) e $1 \text{ uc}=0,57 \text{ cm de Pb}$.

A forma e o tamanho da câmara dependem da finalidade da experiência. O período de exposição é de um a dois anos.

As câmaras podem ser de dois tipos: Alvo Atmosférico e Alvo Localizado. No primeiro caso (fig. 2-2) os blocos colocados lado a lado detectam produtos de interações ocorridas na atmosfera. Nas últimas exposições tem-se utilizado as "câmaras com Alvo Localizado" (fig. 2-3). Estas são formadas por uma câmara superior e um alvo de piche localizados a uma distância de $\approx 1,8 \text{ m}$ de uma câmara inferior. A câmara superior tem du-



— : placa de chumbo
— : envelope de material
fotossensível

Fig. 2-1) Bloco

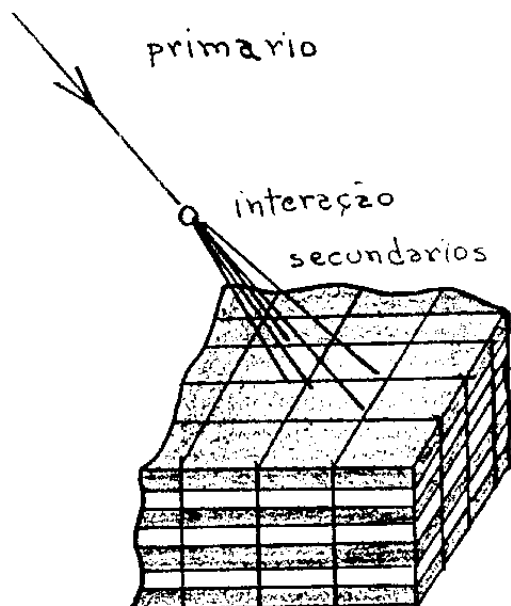


Fig. 2-2) Câmara com Alvo Atmosférico

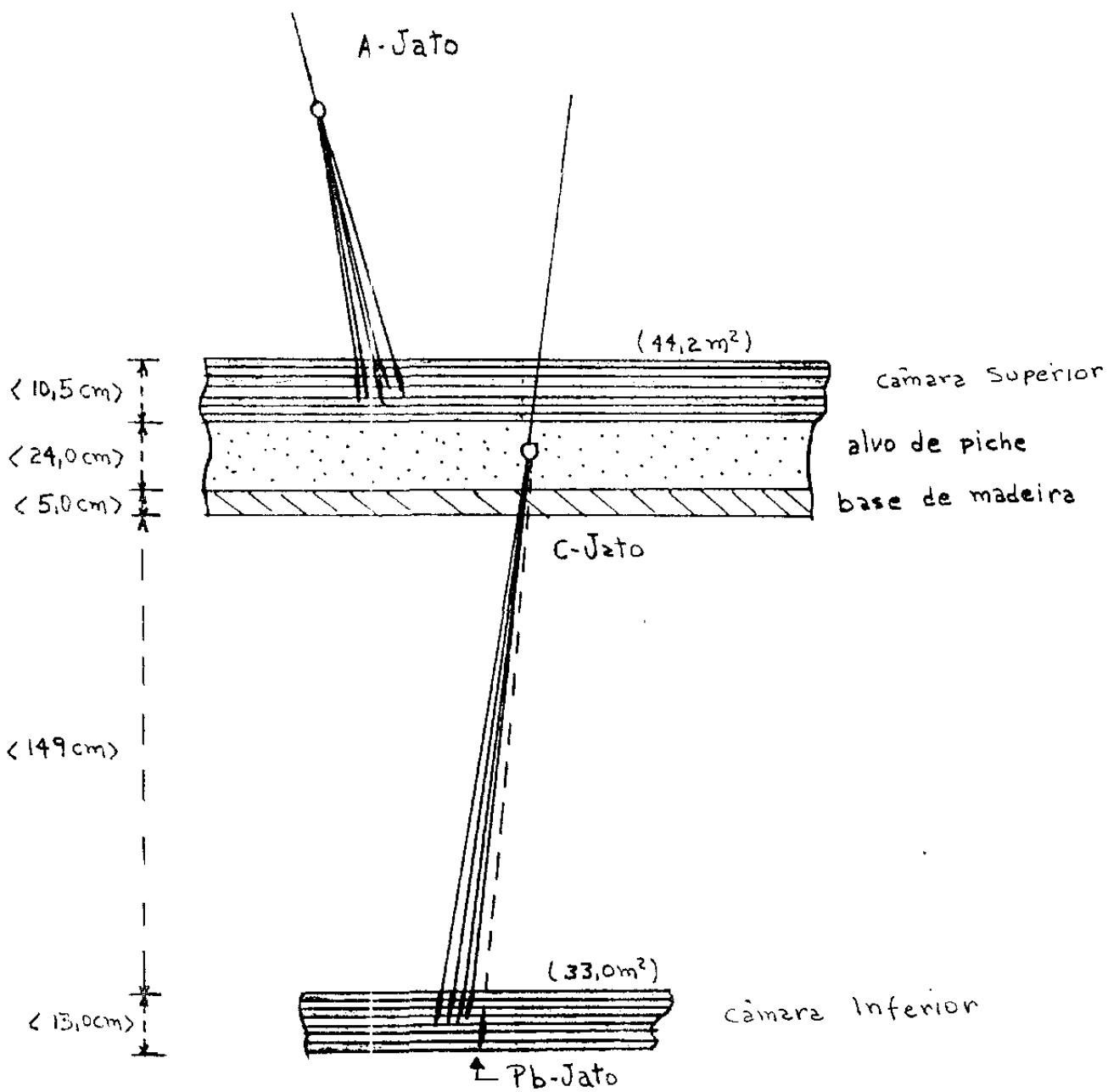


Fig. 2-3) Secção transversal de uma câmara com Alvo localizado (as dimensões se referem à câmara nº 17, utilizada neste trabalho).

as funções. Primeiro funciona como uma câmara com alvo atmosférico, detetando os produtos das interações ocorridas na atmosfera. Segundo, atua como um filtro, absorvendo a componente eletromagnética da radiação cósmica (e^- , e^+ , γ). Desse modo, no alvo localizado chegam principalmente partículas nuclearmente ativas.

Os hádrons, que atingem o alvo localizado, podem interagir com os nucleons dos hidrocarbonetos originando secundários que são detetados na câmara inferior.

Devido a alta energia das interações (\geq Tev), os secundários são produzidos com fatores de Lorentz da ordem $10^3 \sim 10^5$, o que origina um feixe bastante colimado. A espessura da camada de ar entre a câmara inferior e o alvo ($\approx 1,8m$) é suficiente para permitir uma separação conveniente dos secundários ao atingirem a câmara inferior.

2.1.2) Cascatas Eletromagnéticas

Os π^0 's produzidos nas interações nucleares decaem imediatamente (10^{-16} segs) em dois γ 's. Na presença de núcleos pesados os γ 's se materializam em pares e^-e^+ , os quais ao interagirem com o campo de Coulomb dos núcleos são desacelerados emitindo novos γ 's (processo de freiamento). Desse modo, se a energia do π^0 for suficientemente alta, temos, na presença de elementos pesados, o desenvolvimento de uma "avalanche" de partículas (e^- , e^+ , γ). Esse conjunto de partículas é denominado cascata eletromagnética (fig.2-4).

As placas de chumbo intercaladas entre os envelopes de material fotossensível têm essa finalidade, a de pro-

piciar o desenvolvimento das cascatas eletromagnéticas (c.e.m.)

2.1.3) Detecção

As partículas eletricamente carregadas de cada c.e.m. (e^- e e^+) ao atravessarem as chapas de R-X e emulsões nucleares ionizam os haletos de prata. Depois de reveladas, as emulsões apresentam um aglomerado de traços, cada traço devido a um e^- ou um e^+ e os filmes de R-X uma mancha negra (fig2-5). A probabilidade de um γ produzir um par e^-e^+ ao percorrer 1 uc (0,57 cm de Pb) é 77% (11).

Através da determinação da densidade de traços nas emulsões ou da medida da densidade ótica nos filmes de R-X em várias profundidades do bloco, podemos determinar a energia do γ que iniciou a cascata.

2.1.4) Classificação de Jatos

Dependendo do lugar onde ocorreu a interação, chamamos o conjunto das c.e.m. produzidas pelos γ 's de A-jatos (interação na Atmosfera), Pb-jatos (interação nas placas de chumbo da câmara) e C-jatos (interação com os núcleos dos hidrocarbonetos do alvo), como mostra a figura 2-3.

2.1.5) Busca de Eventos

Depois de revelados os filmes de R-X e placas de emulsões de uma câmara, inicia-se a busca das cascatas eletromagnéticas em cada chapa, por bloco e em todas as profundidades. A busca é feita inicialmente nos filmes de R-X. Como se disse, os elétrons e pósitrons de uma c.e.m. deixam um ponto negro ao atravessarem os filmes, com diâmetros, em geral, meno-

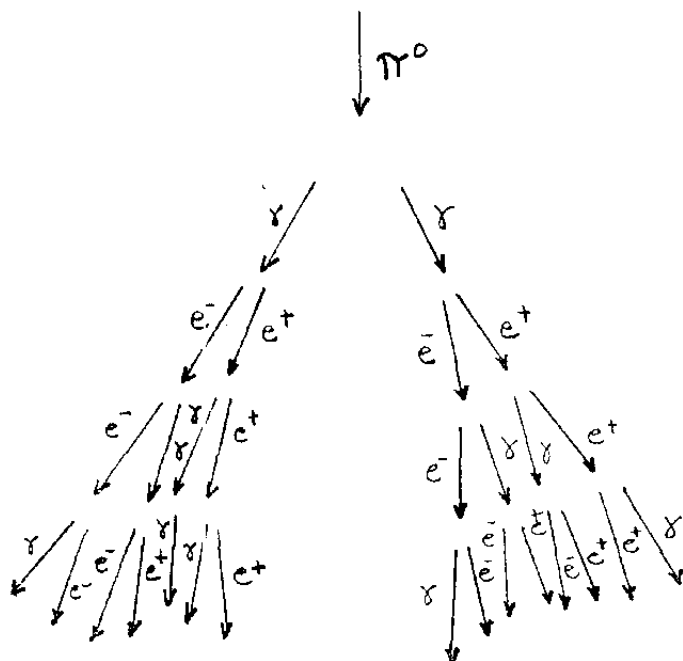


Fig. 2-4) cascatas eletromagnéticas (c.e.m.)

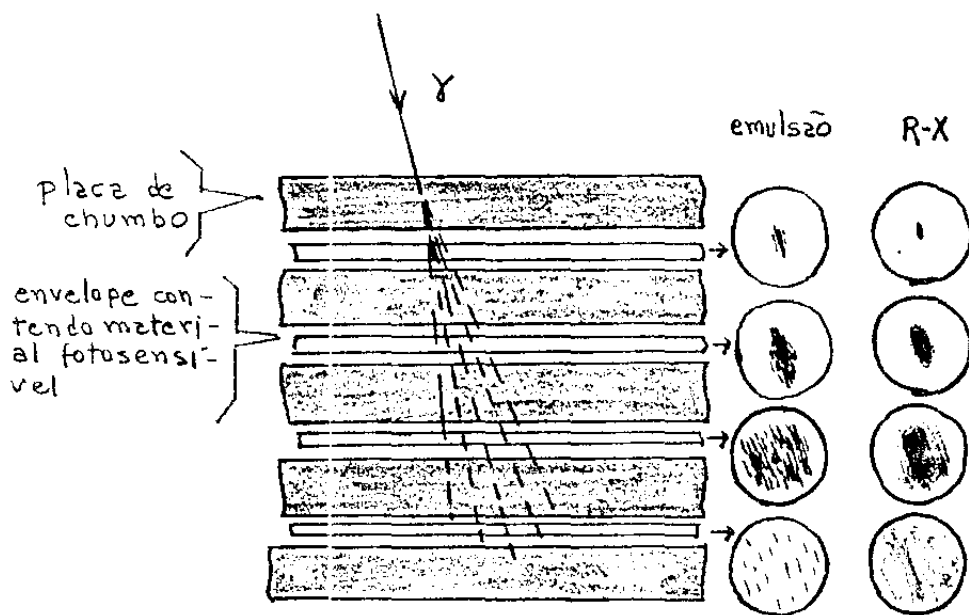


Fig. 2-5) Observação de um c.e.m.

res que 1 mm. Cada envelope de material fotossensível contém dois filmes de R-X tipo N. A identificação de manchas devidas à c.e.m. é feita fixando-se um dos filmes de R-X sobre um painel de vidro fosco iluminado e movendo-se o outro filme da mesma profundidade sobre o primeiro. Assim as manchas sensibilizadas nos dois filmes se superpõem e consegue-se distinguir as manchas devidas à c.e.m. de manchas provenientes de revelação e efeitos mecânicos característicos de um único filme. Inicia-se a procura pelos filmes do meio do bloco (8 a 10 uc) pois, nessa profundidade, as cascatas possuem, em geral, maior número de elétrons e pósitrons o que permite uma melhor identificação das manchas. Os eventos encontrados servem assim de referência para a busca nas demais profundidades.

Feita a busca em todos os filmes de R-X e, assinaladas nestes, as posições de cada cascata, passa-se à identificação dos eventos nas emulsões. Essa identificação é feita sobrepondo-se cada emulsão com o filme de R-X de sua respectiva profundidade e assinalando-se nas emulsões as regiões que possuem eventos (círculo de diâmetro $\approx 1\text{cm}$). A procura na emulsão na área assinalada, é feita com microscópio (objetiva de 40x e ocular de 8x). Ao microscópio pode-se observar individualmente os traços devidos aos e^- e e^+ da c.e.m.

A energia limiar de observação desses eventos é $\approx 3\text{Tev}$ nos filmes de R-X e $(0,2 \sim 0,3)\text{Tev}$ nas emulsões. Esse limiar depende também do observador.

Com as posições da c.e.m. assinaladas nas chapas de R-X e emulsões, constroem-se um mapa do bloco que é a projeção, no plano da câmara, da trajetória de todos os eventos encontrados nas diversas profundidades. Com esse mapa pode-se vi

sualizar as c.e.m. ao longo da câmara. Medindo-se no mapa as distâncias entre as posições das projeções do evento em cada profundidade e conhecendo-se essas profundidades, obtém-se o ângulo zenital do evento (fig. 2-6). Por meio de transferidor acoplado ao microscópio ou diretamente do mapa do bloco, mede-se o ângulo azimutal da cascata (ϕ na fig. 2-6).

2.1.6) Diagrama de Alvo Corrigido

A posição relativa dos núcleos no mapa inicial dos jatos depende da inclinação do evento. Por isso, para se poder comparar jatos de direções diferentes efetua-se uma rotação no plano de observação de modo a torná-lo perpendicular à direção de incidência (fig. 2-7). As posições dos núcleos do jato nesse novo plano constituem o diagrama de Alvo Corrigido.

Nessa situação, considera-se que os γ 's estão sendo observados num plano perpendicular à direção de incidência do estado intermediário produzido na interação.

2.1.7) Momento Transversal e Longitudinal dos γ 's

Se θ_γ é o ângulo de emissão de um γ em relação à direção de movimento do estado intermediário, da figura 2-8:

$$P_\gamma^2 = P_{L_\gamma}^2 + P_{T_\gamma}^2 \quad (2-1)$$

onde:

$$P_{L_\gamma} = P_\gamma \cos \theta_\gamma \quad (2-2)$$

$$P_{T_\gamma} = P_\gamma \sin \theta_\gamma \quad (2-3)$$

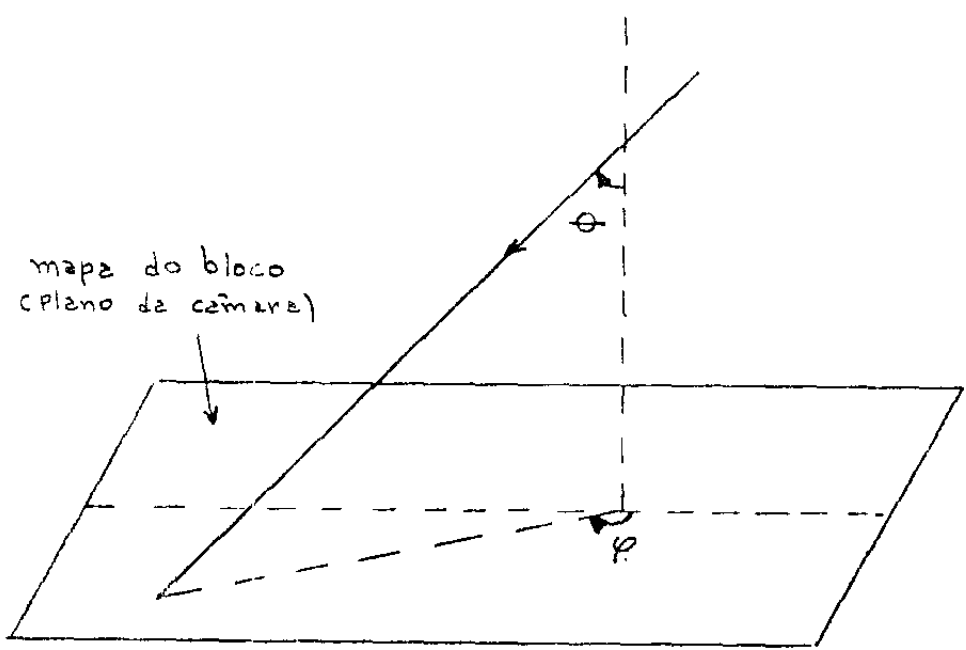


Fig. 2-6) Ângulos azimutal (ψ) e zenital (θ)

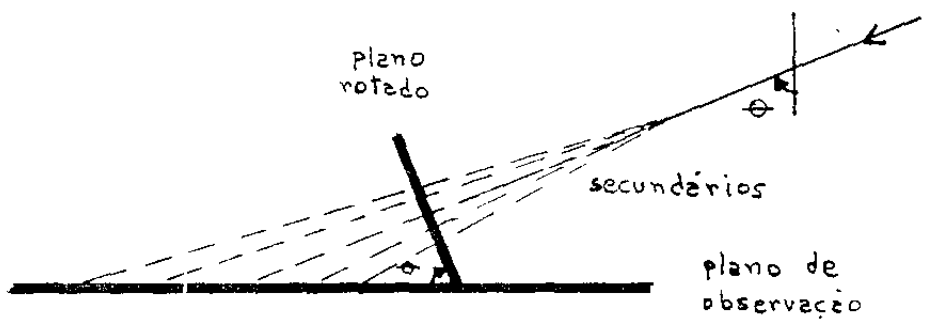


Fig. 2-7) Correção do Diagrama de Alvo

Na experiência, esse ângulo é da ordem de 10^4 rd e, como para γ 's. $P_T = E_\gamma (c=1)$ podemos escrever:

$$P_{T_\gamma} = E_\gamma \theta_\gamma \quad (2-4)$$

2.1.8) Angulo de Emissão dos γ 's e Centro Ponderado de Energia

Sejam $x_{\gamma i}^\Lambda$ e $y_{\gamma i}^\Lambda$ as coordenadas de cada γ em relação a um sistema cartesiano arbitrário, traçado no diagrama de alvo corrigido e x e y as coordenadas nesse sistema do ponto em relação ao qual a soma dos momentos transversais de todos os γ 's observados seja nula:

$$\sum_{i=1}^n P_{T_\gamma i} = 0 \quad n=n^\circ \text{ de } \gamma \text{'s observados} \quad (2-5)$$

Considera-se a direção determinada por (\bar{x}, \bar{y}) e o ponto onde ocorreu a interação, como a direção de movimento do estado intermediário. Sejam x_γ, y_γ as coordenadas do i -ésimo núcleo* em relação a um sistema cartesiano com centro em (\bar{x}, \bar{y}) e $r_{\gamma i} = (x_{\gamma i}^2 + y_{\gamma i}^2)^{1/2}$ a posição desse núcleo no referido sistema. Da figura 2-9 vê-se que o ângulo de emissão de um certo γ em relação à direção do EI pode ser dada por

$$\tan \theta_\gamma = \frac{r_\gamma}{h} \quad (2-6)$$

Como $\tan \theta_\gamma \approx \theta_\gamma$ e da relação (2-4),

$$\vec{P}_{T_\gamma} = E_\gamma \frac{\vec{r}_\gamma}{h} \quad (2-7)$$

Então, de (2-5), em relação ao ponto (\bar{x}, \bar{y}) :

(*) Denomina-se núcleo do jato a marca observada nas chapas e devida a uma c.e.m.

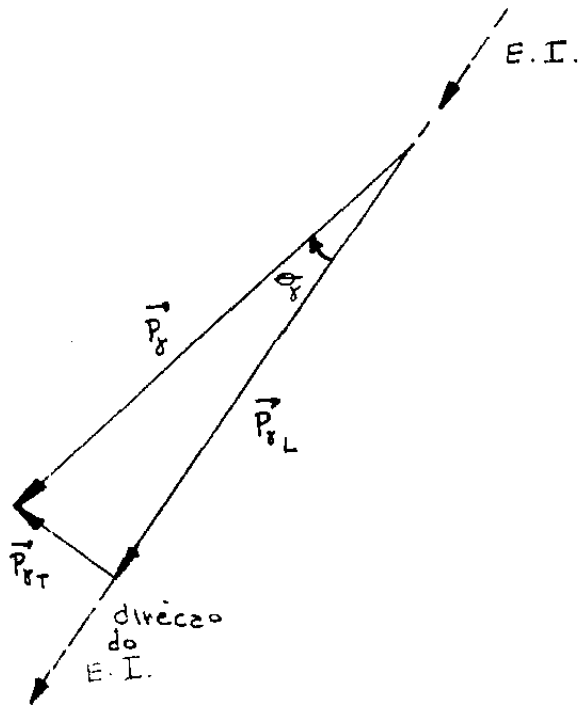


Fig. 2-8) Momento transversal e longitudinal dos γ 's

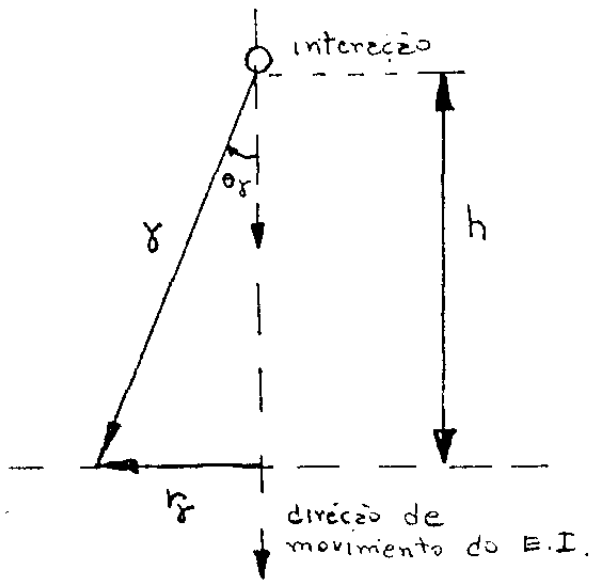


Fig. 2-9) Ângulo de emissão do γ

$$\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \frac{\vec{r}_{\gamma i}}{h} = 0$$

ou

$$\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \frac{x_{\gamma i}}{h} = 0, \quad \sum_{i=1}^n E_{\gamma i} \frac{y_{\gamma i}}{h} = 0 \quad (2-9)$$

de onde pode-se obter

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} x_i^A}{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i}}, \quad \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i} y_i}{\sum_{i=1}^n E_{\gamma i}} \quad (2-10)$$

Por isso \bar{x} e \bar{y} são chamadas coordenadas do centro-ponderado de energia. Em termos das coordenadas dos γ 's, em relação ao sistema arbitrário, as distâncias $r_{\gamma i}$ dos núcleos ao CPE é imediata:

$$r_{\gamma i} = \{ (x_{\gamma i}^A - \bar{x})^2 + (y_{\gamma i}^A - \bar{y})^2 \}^{1/2}$$

e daí, conhecida a altura da interação, tem-se o ângulo de emissão do γ em relação à direção de movimento do estado intermediário:

$$\theta_{\gamma i} = \frac{r_{\gamma i}}{h} \quad (2-11)$$

2.2) Coleta de C-jatos

2.2.1) Identificação de C-jatos e de seus Núcleos

Encontradas as cascatas eletromagnéticas e construído o mapa dos blocos da câmara inferior, passa-se à classificação de cada jato. Os A-jatos na câmara inferior são identificados por um critério geométrico. Conhecendo-se as dimensões da câmara e a

inclinação do evento (ângulo zenital) projeta-se a trajetória do mesmo no plano da câmara superior e desse modo pode-se saber se o evento passou ou não pelo alvo. Se não passou, trata-se de A-jato.

Excluídos os A-jatos do bloco, os demais eventos podem ser ou C-jatos ou Pb-jatos. Neste caso, a distinção é feita ao microscópio.

Como já foi dito, no caso de C-jatos, a camada de ar entre o alvo e a câmara inferior, possibilita uma separação suficiente das c.e.m. devidas aos γ 's provenientes da interação de modo a poderem ser observados individualmente ao microscópio. Assim, um C-jato apresenta vários núcleos, cada um devido a um γ .

Os eventos com apenas um núcleo, ou são continuação de c.e.m. provenientes da câmara superior, ou Pb-jatos. No caso de Pb-jatos, a interação sendo na própria câmara inferior, as cascatas não percorrem uma distância suficiente para permitir uma identificação individual.

Discriminados os C-jatos, passa-se à identificação dos núcleos. Essa procura é feita ao microscópio (objetiva 40x, ocular 10x) numa área circular de raio 2,5mm. Como a distância do meio do alvo à câmara inferior é ~ 170 cm, o ângulo sólido de observação é $\Omega = 7 \times 10^6$ str. A energia limiar para essa observação é (0,2~0,3)Tev para cada núcleo.

2.2.2) Determinação da Energia dos γ 's dos C-jatos

A determinação da energia de um gama que inicia a uma c.e.m. pode ser feita pela medida da densidade de traços ou medida da densidade ótica da mancha no filme de R-X (fotometria). Entretanto no caso de C-jatos, os núcleos guardam uma distância entre si de (10 a 1000) μ m e, como os grãos nos filmes de R-X, depois de revelados, são da ordem de 25 μ m², em geral, não é possível medir a energia dos núcleos através de fotometria. Por isso, para C-jatos, a energia dos γ 's é determinada pela medida da densidade de traços na emulsão.

A contagem de traços de cada núcleo, é feita num quadrado de lado 65 μ m. Utilizou-se microscópio Tyoda, ocular 10x, objetiva 100x. Os traços dos elétrons de cada cascata são distinguidos dos demais traços da emulsão (devidos à radiação de fundo) por serem paralelos e terem o mesmo comprimento.

Contados os traços do núcleo em todas as profundidades, nas quais a cascata foi observada, constroe-se a Curva de Transição do núcleo, que é um gráfico do n^o de elétrons pela profundidade em unidades de cascata (fig.2-10). Os pontos são então ajustados às curvas analíticas de Kamata e Nishimura (ref.12, fig.2-11).

O número máximo de elétrons obtido da curva analítica ajustada aos dados experimentais (fig.2-12) é proporcional à energia do γ que iniciou a cascata e depende da inclinação com que o γ atinge a câmara. Através da curva que relaciona o n^o de elétrons com essa energia, levando em conta a inclinação do evento (fig.2-13), obtêm-se finalmente a energia do γ que iniciou a c.e.m.

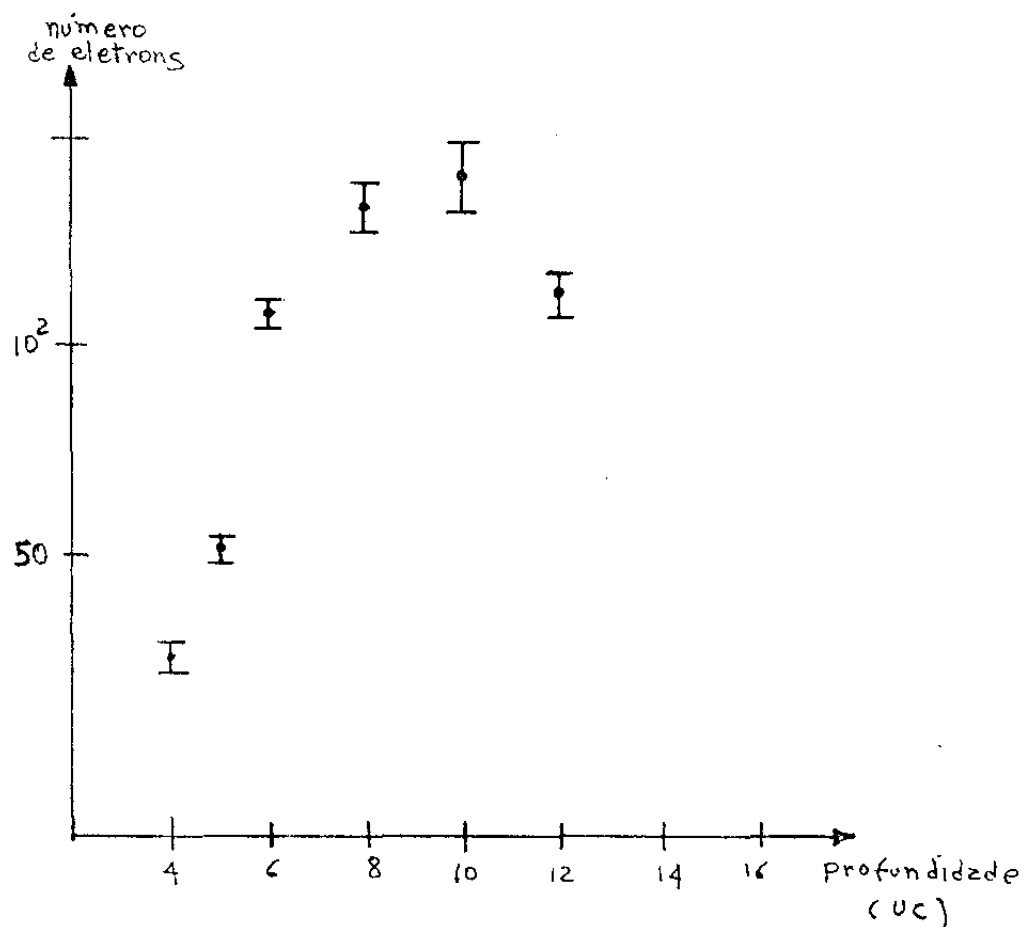


Fig 2-10) Número de traços em função da profundidade (evento 17-13-301, núcleo C)

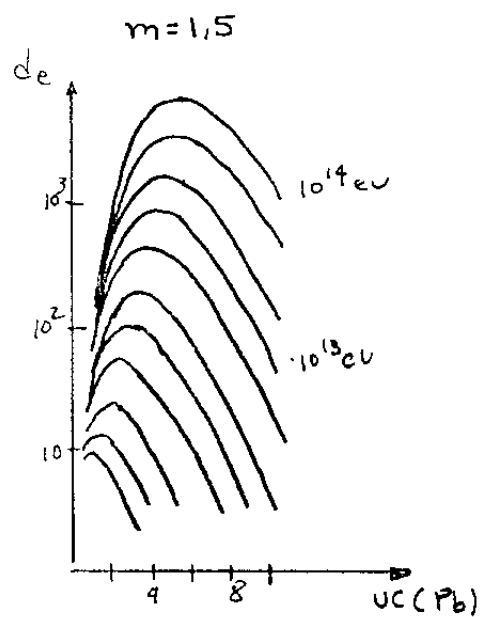
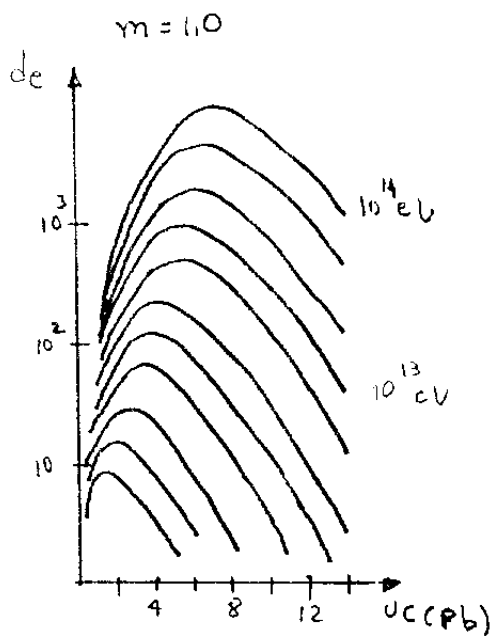
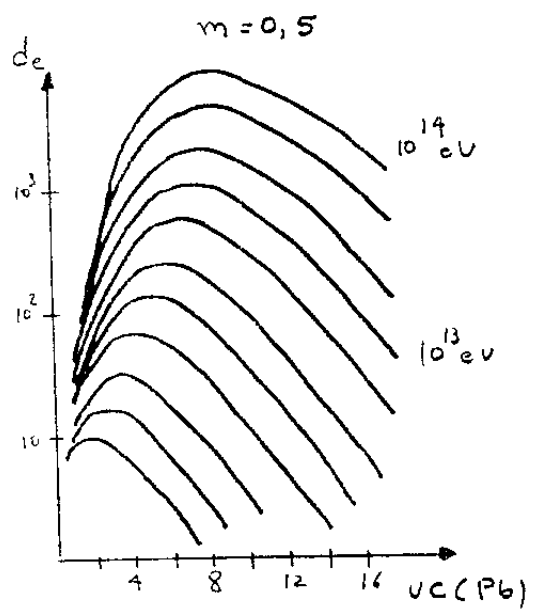
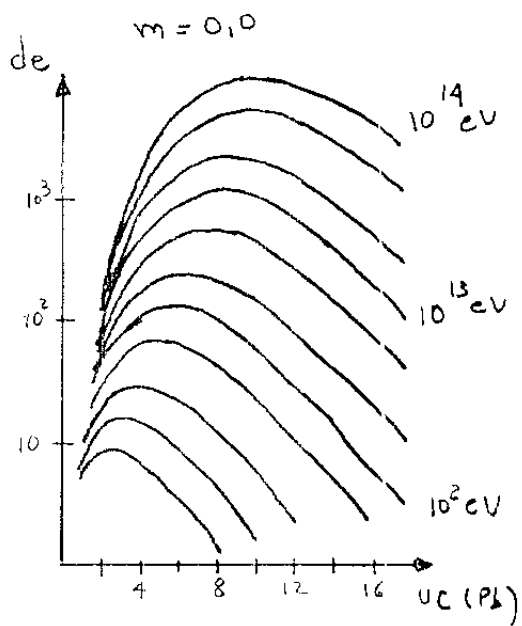


Fig. 2-11) Curvas analíticas de Kametz e Nishimura (Ref. 12)
 d_e : densidade de traços = $n \cdot \pi r^2$ de elétrons num círculo de raio
 $50 \mu\text{m}$ ($m = \tan \theta$)

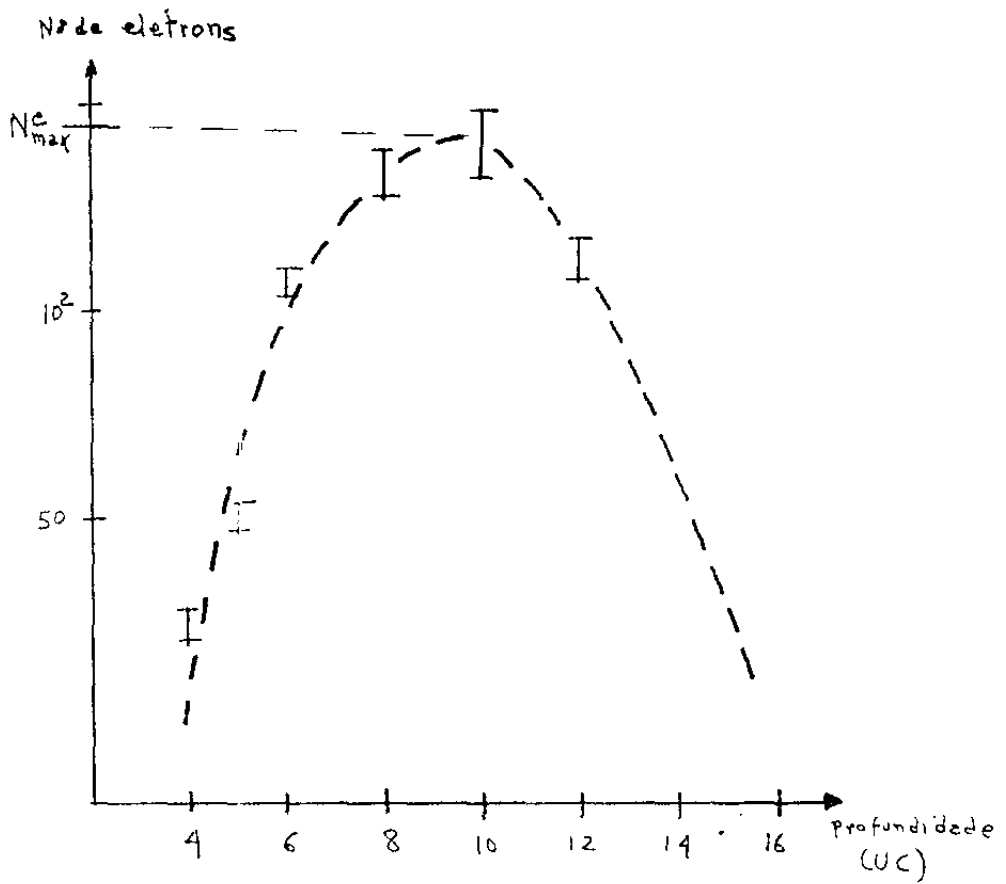


Fig. 2-12) Curva analítica ajustada aos pontos experimentais (evento 17-13-201, núcleo C)

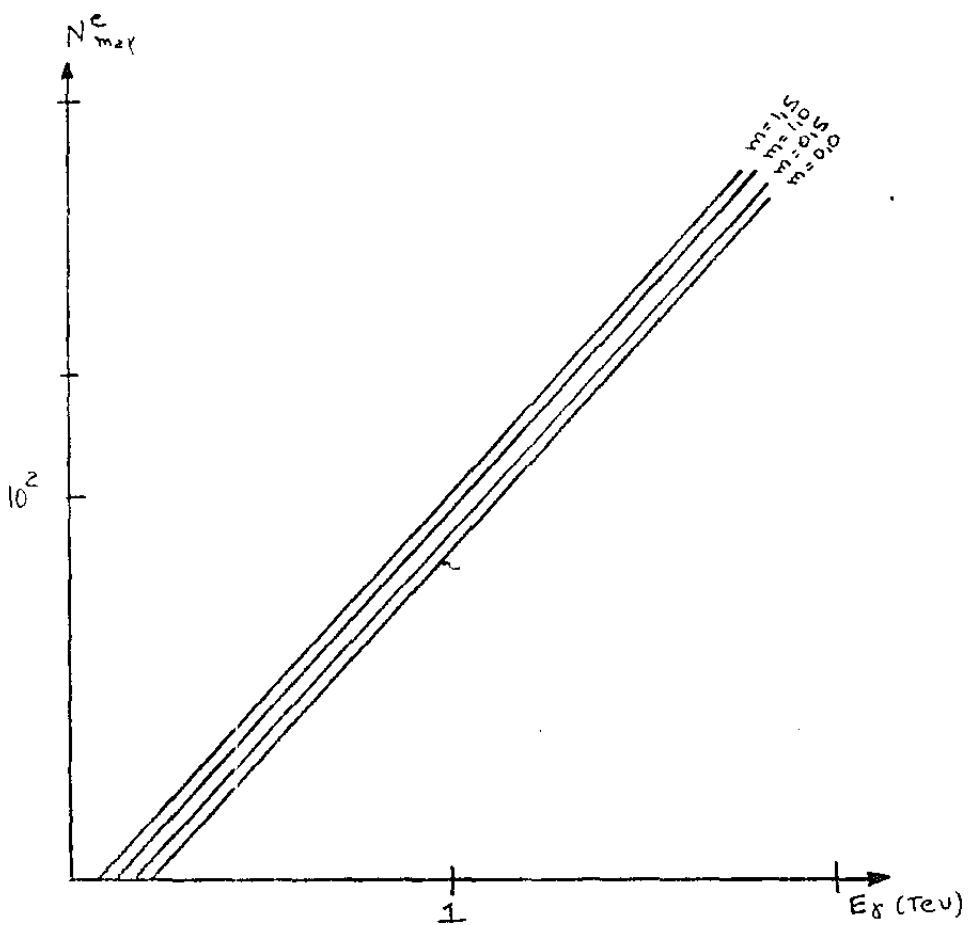


Fig. 2-13) Número máximo de elétrons em função da energia Para quatro inclinações ($m = \tan \theta$)

2.2.3) Discriminação de Pb-jatos superposto a um C-jato

Como mostra a figura 2-3, um hádron proveniente de uma interação no alvo pode interagir com nucleons das placas de chumbo da câmara inferior. Temos então uma superposição de um Pb-jato e um C-jato. Nesse caso, tanto as cascatas provenientes do C-jato como as devidas ao Pb-jato, produzem na emulsão traços de mesma direção e sentido. Como um Pb-jato apresenta um único núcleo¹, em princípio, é fácil confundir este último com os núcleos do C-jato. A distinção neste caso é feita notando-se a profundidade onde tem início a observação das cascatas. Aquelas devidas a C-jato são observadas nas primeiras unidades de cascata (2,4,6). Considera-se Pb-jatos as cascatas que são observadas a partir de 6uc.

A figura 2-14 mostra as curvas de transição das cascatas do evento 301, bloco 13 da câmara 17 inferior. As cascatas A, B e C são considerados núcleos de um C-jato e a cascata D, um Pb-jato.

2.2.4) Altura da Interação

Como não se sabe em que profundidade do alvo ocorreu a interação, considera-se esse ponto no meio da espessura do alvo. Assim a altura da interação é a distância do plano de observação à profundidade média do alvo. Para a câmara 17 a distância desse ponto à câmara inferior é da ordem de $l \approx 170 \text{ cm}$, logo, se θ é o ângulo zenital do evento: $h = \frac{l}{\cos \theta}$.

(1) É difícil distinguir as várias cascatas de um Pb-jato devido à pequena distância entre elas ($< 10 \mu\text{m}$).

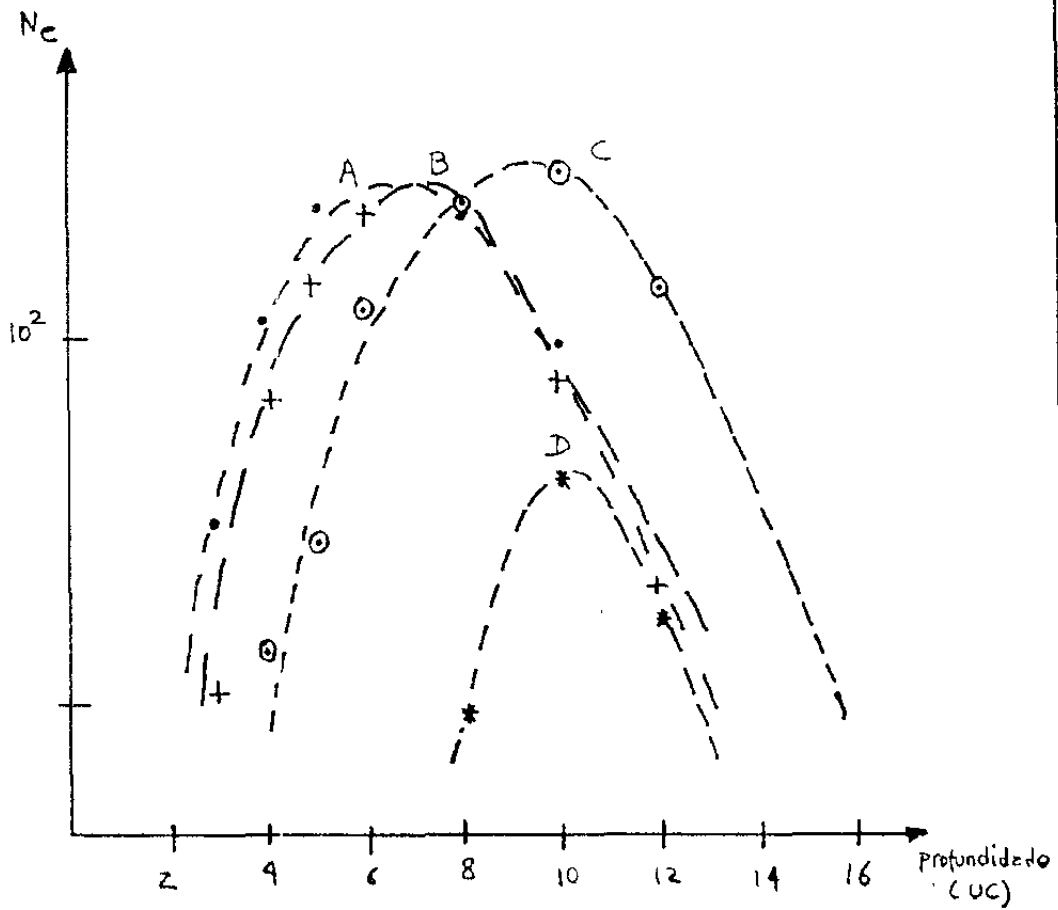


Fig 2-14) Curvas de transição para os núcleos do evento 17-13-301 ($E_{\delta}^A = 2,6 \text{ Tev}$, $E_{\delta}^B = 2,6 \text{ Tev}$, $E_{\delta}^C = 2,8 \text{ Tev}$, $E_{\delta}^D = 0,9 \text{ Tev}$).

Como a espessura do alvo é 12cm, o erro relativo dessa medida é menor que 14%.

2.2.5) Informações Experimentais Obtidas de C-jatos

Resumindo, as informações que se obtêm a partir da experiência das interações nucleares ocorridas no alvo da câmara são:

1º) Energia de γ 's provenientes do decaimento dos π^0 's;

2º) Ângulo de emissão desses γ 's em relação a direção de movimento do estado intermediário.

Se n é o nº de γ 's observados num C-jato, a informação que se tem é: $E_{\gamma i}$, $\theta_{\gamma i}$, $i=1, \dots, n$.

2.2.6) Limites de Detecção

As duas informações obtidas de cada γ , E_{γ} e θ_{γ} possuem limiares inerentes à experiência:

a) energético: O limiar de detecção dos γ 's nas emulsões depende das condições de revelação, do tempo de exposição e da radiação de fundo. É da ordem de 0,2Tev;

b) angular: Como vimos, a procura de núcleos de C-jatos é feita numa área circular de diâmetro 2,5mm. Para a câmara 17, a distância da câmara inferior ao meio do alvo é 166cm, o que limita a observação dos γ 's a um ângulo sólido:

$$\Omega = \frac{\pi(0,25\text{cm})^2}{(164\text{cm})^2} \approx 7 \times 10^{-6} \text{ srd.}$$

Isso equivale a um ângulo máximo de emissão dos γ 's da ordem de 10^3 rd.

Devido ao grande fator de Lorentz com que os estados intermediários são produzidos ($\Gamma \sim 10^4$), no SL os secundários tomam a forma de um cone. Próximo ao eixo desse cone, estão as partículas que no SCM foram emitidas "para frente" e na região mais externa do cone, as partículas que foram emitidas em sentido contrário. Dessa forma, os limites em E_γ e θ_γ restringem nossa observação principalmente aos γ 's "para frente", sendo as perdas devidas às partículas emitidas "para trás".

2.2.7) Tipos de Jatos Mirim e Açú

Os C-jatos com $\Sigma E_\gamma > 20 \text{ Tev}$ coletados até o presente em Chacaltaya foram classificados em dois grupos: um de baixa multiplicidade ($\langle n_\gamma \rangle \approx 10$) e outro de alta multiplicidade ($\langle n_\gamma \rangle \approx 27$). Os jatos do primeiro grupo foram denominados do tipo Mirim e os do segundo, jatos tipo Açú. A figura 2-15 mostra as distribuições angulares de $\log \tan \theta$ com a escala no sistema de espelho para alguns jatos desses dois grupos (ref 13, pag. 170).

Na câmara 17 encontrou-se também um tipo particular de C-jato, com multiplicidade e P_T bem acima dos jatos classificados como Açú. Eventos desse tipo foram encontrados também em A-jatos e classificados numa categoria a parte, sendo denominados do tipo Guaçu (ref 13, pag 173).

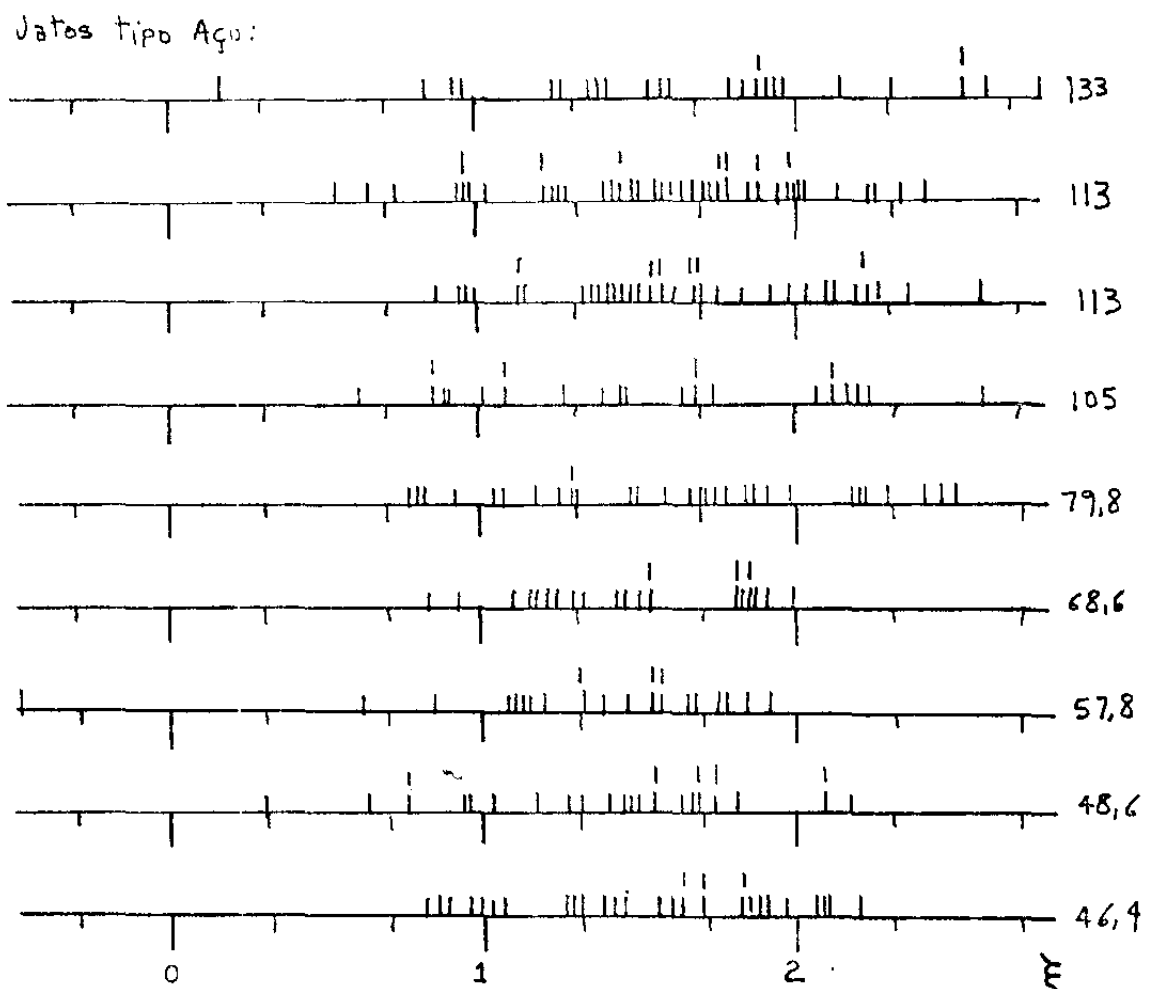
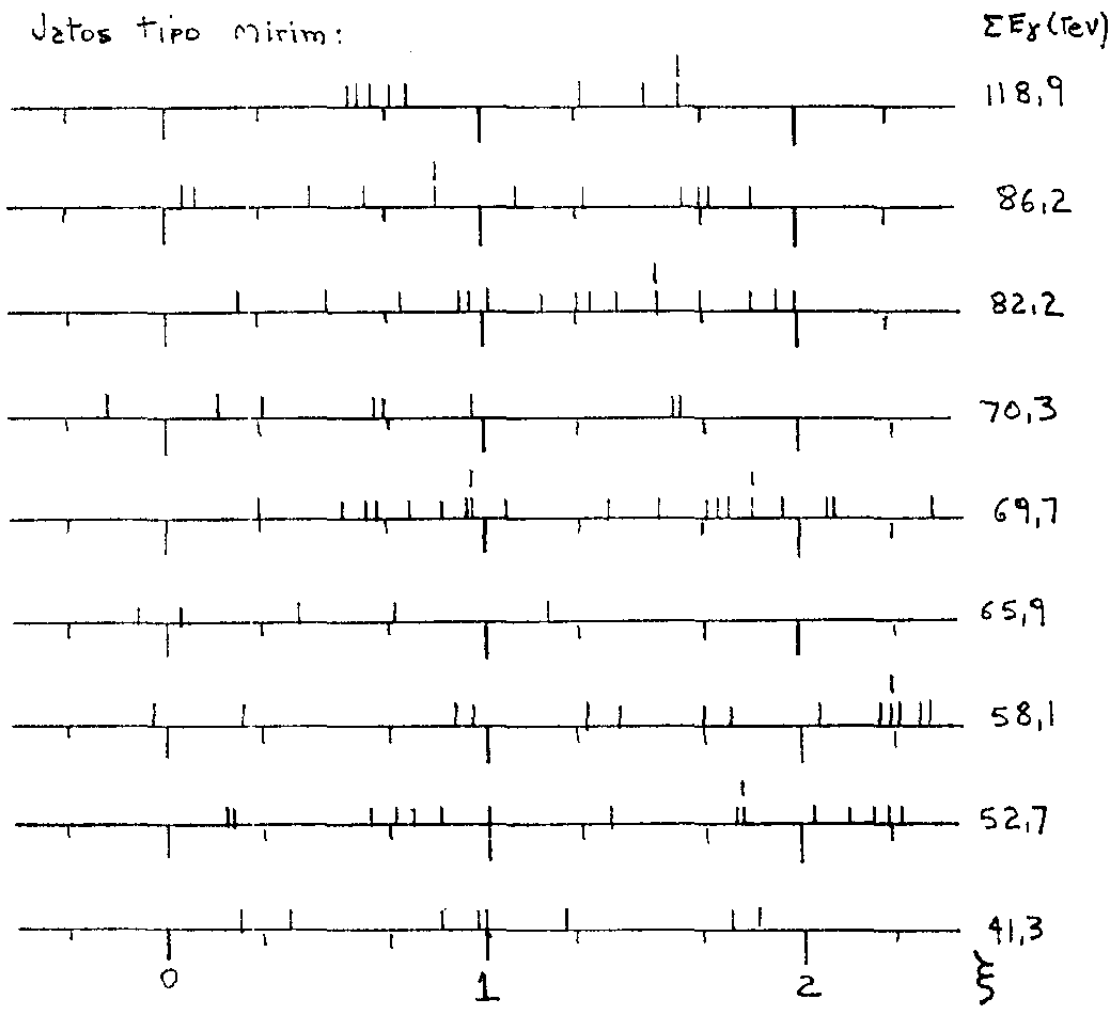


Fig 2-15) Gráfico de $\log \tan \theta$ para os Jatos do tipo mirim e Açu de maior energia observados em Chacaltaya. Na figura, $\xi = \log [\langle E \rangle / (K r \sin \theta)]$ e o ângulo no sistema de espelho (Ref. 13, pg 170).

Por volta de 1950 vários modelos teóricos foram propostos para explicar o problema de colisões de um nucleon com energia no laboratório acima de 1 Tev com outro nucleon em repouso. Entre esses modelos pode-se citar o dos nucleons excitados (14,15,16), no qual os nucleons emitem mésons independentemente, e o modelo de decaimento anisotrópico (17,18).

Entretanto, esses modelos não conseguiam explicar os resultados obtidos através de estudos de jatos em emulsões nucleares devidos a interações ($E = \text{Tev}$) de nucleons da radiação cósmica com nucleons das chapas (19).

Os dados experimentais obtidos possibilitaram, nos anos seguintes, o surgimento de vários resultados empíricos e modelos fenomenológicos. Um resultado empírico importante para o que será visto a seguir, foi a descoberta de Nishimura em 1956 de que o momento transversal das partículas secundárias nas interações da ordem de 0,5 Bev independem da energia do primário e das partículas secundárias (20).

Em 1954, Duller e Walker estudando a distribuição angular de secundários produzidos em chuveiros penetrantes através de uma câmara de nuvem (21), mostraram a validade da emissão isotrópica das partículas secundárias no sistema do centro de massa da interação (22). Com essa hipótese, se Γ é o fator de Lorentz do SCM em relação ao SL e $F(\theta)$ a fração de partículas emitidas com um ângulo menor que θ medido no SL:

$$\frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} = (\Gamma \tan \theta)^2 \quad (3-1)$$

Então,

$$\log \frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} = 2 \log \Gamma \tan \theta$$

e se a emissão for isotrópica ao se graficar

$$\frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} \quad \text{contra} \quad \Gamma \tan \theta$$

num papel bilog deve-se obter uma reta com coeficiente angular igual a 2.

Através dessa distribuição pode-se obter dois resultados: primeiro verificar a isotropia do decaimento e segundo calcular o fator de Lorentz Γ pois para

$$\frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} = 1 \quad \text{obtém-se} \quad \Gamma = \frac{1}{\tan \theta_{1/2}}$$

onde $\theta_{1/2}$ é o ângulo para o qual

$$\frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} = 1 .$$

A interpretação física desse ângulo $\theta_{1/2}$ pode ser obtida através da expressão 14 do apêndice A que relaciona o ângulo de emissão das partículas no SCM com o ângulo de emissão no SL:

$$\Gamma \tan \theta = \frac{\tan \theta^*}{2} \quad (3-2)$$

Então, se $\theta = \theta_{1/2} \rightarrow \Gamma \tan \theta_{1/2} = 1$ e portanto o ângulo no SCM que corresponde a $\theta_{1/2}$ é $\theta^* = \pi/2$. Isso significa que as partículas observadas no SL com ângulo $< \theta_{1/2}$ foram emitidas " para

frente" no SCM e as partículas com ângulo $> \theta_{1/2}$, emitidas "para trás" no SCM.

3.1) Modelo de Duas Bolas de Fogo

Em 1958, Ciok, Cocconi e Niu, trabalhando independentemente e, baseados nas informações obtidas até então procuraram estabelecer um modelo que, embora sem uma justificativa teórica, explicasse os resultados das experiências. A base para a formulação desse modelo fenomenológico foi o estudo das distribuições angulares das partículas secundárias.

Niu mostrou (23), utilizando dados do grupo de Bristol, do grupo japonês e de Glasser, que em muitos eventos os ângulos de emissão dos secundários se distribuem, em primeira aproximação, simetricamente em torno de $\log \tan \theta_{1/2}$ (Duller-Walker), como mostra a figura 3-1. Esse resultado sugere a existência de 2 centros nas distribuições de $\log \tan \theta$. Os eventos escolhidos por Niu (fig. 3-1) mostram que as distâncias entre esses dois centros variam entre si, de evento para evento, podendo mesmo em certos casos, apresentarem-se superpostos.

Ciok e outros (24,25), estudando distribuições angulares diferenciais de jatos em emulsões também verificaram a existência de tais agrupamentos (fig. 3-2). Dos gráficos vê-se que a escassez de traços próximos de $\theta^* = \pi/2$ mostra claramente que a emissão dos secundários ocorre a partir de 2 centros independentes, um movendo-se "para frente" e outro "para trás". Os mesmos resultados foram obtidos por Cocconi (26) a partir das distribuições de Duller e Walker.

Baseados na ideia da emissão a partir de dois centros e no resultado de Nishimura sobre a constância do momento transversal dos secundários, N , Cocconi , Ciok e outros formularam independentemente em 1958 o modelo das duas bolas de fogo. Segundo esse modelo, na colisão entre 2 nucleons com energia da ordem de Tev, são formados 2 corpos (denominados bolas de fogo, por Cocconi), os quais são emitidos em sentidos opostos no SCM junto com os 2 nucleons originários (fig. 3-3).

3.2) Modelo das Bolas de Fogo Múltiplas

As informações obtidas sobre os jatos em emulsões foram sendo acumuladas e acabaram mostrando a existência de uma grande variedade de distribuições angulares e que em muitos eventos essas distribuições não podiam ser explicadas pensando-se na emissão de somente duas bolas de fogo.

3.2.1) Quantum H

Em 1961, Hasegawa (27) observando as distribuições de $\log \tan \theta$ para eventos desses tipos, identificou em muitos casos não dois, mas vários agrupamentos de partículas que se distribuíam ao longo da escala e de forma aproximadamente simétrica em torno do ângulo $\theta_{1/2}$ (fig.3-4). Identificou a unidade básica desses agrupamentos no evento $0+6p$ observado pelo grupo de Bristol e interpretou cada agrupamento como devido ao decaimento de um estado intermediário de massa definida, o qual denominou "quantum H", um produto intermediário básico da colisão (fig. 3-5). O modelo conseguiu explicar bem uma grande parte dos jatos observados. Aplicando o modelo a esses jatos, Hasegawa concluiu que a multiplicidade de um quan-

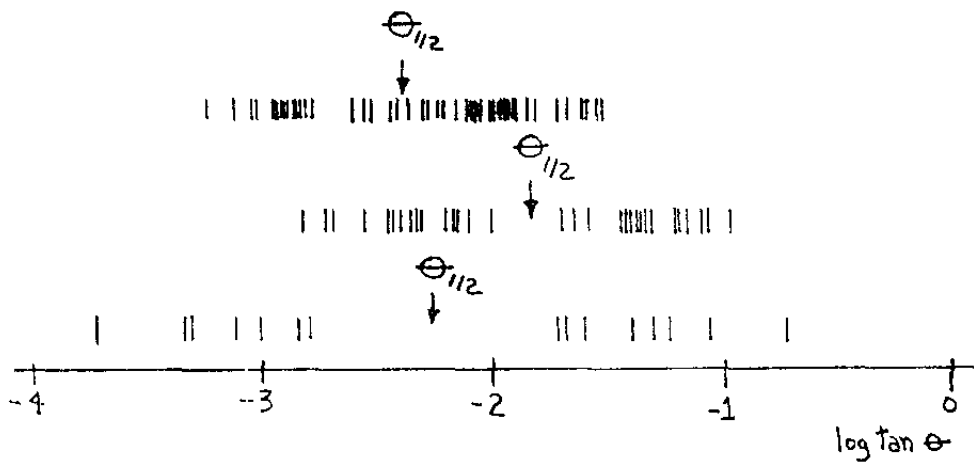


Fig 3-1) Distribuição de $\log \tan \theta$ (Miu, ref. 23, pg. 1.001)

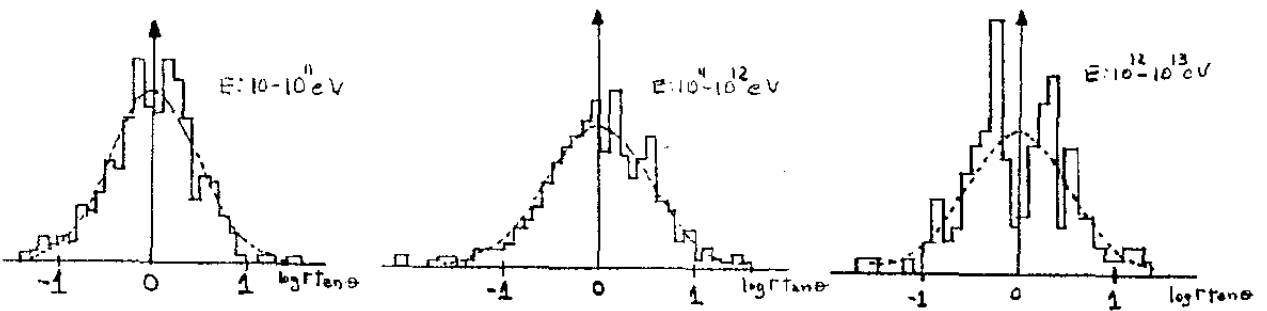


Fig 3-2) Distribuição angular diferencial: $dN/d(\log \tan \theta)$ (Ciok e outros, Ref 29, pg 167)

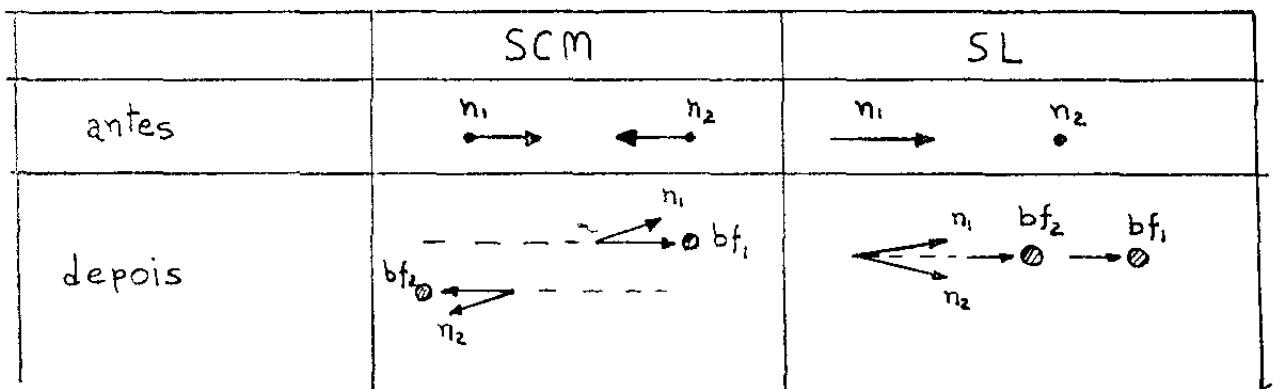


Fig. 3:3) Modelo das duas bolas de fogo

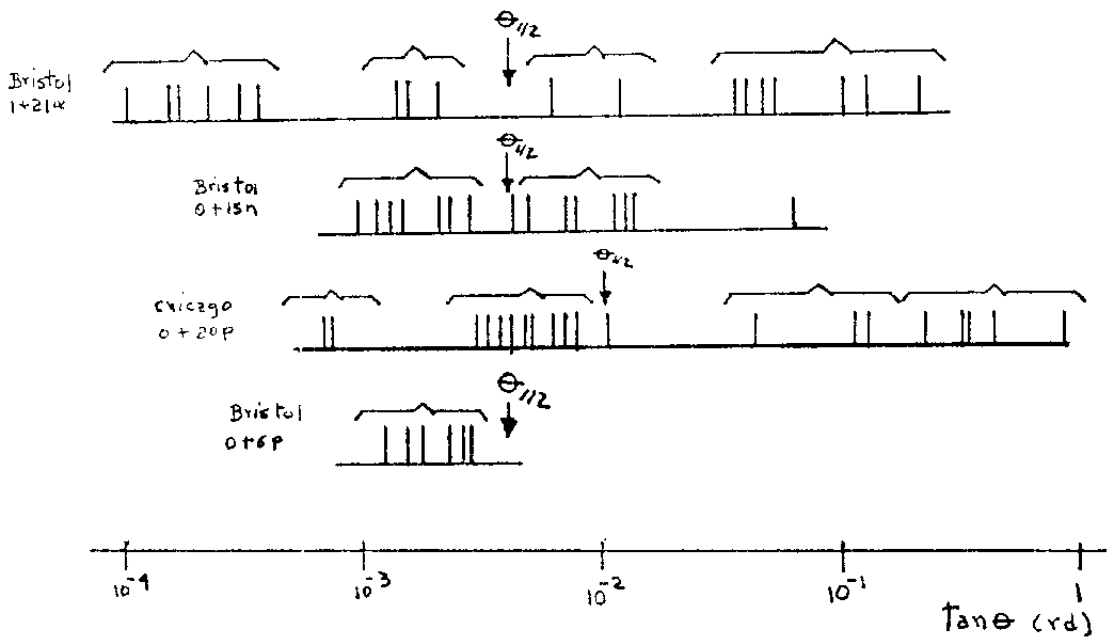
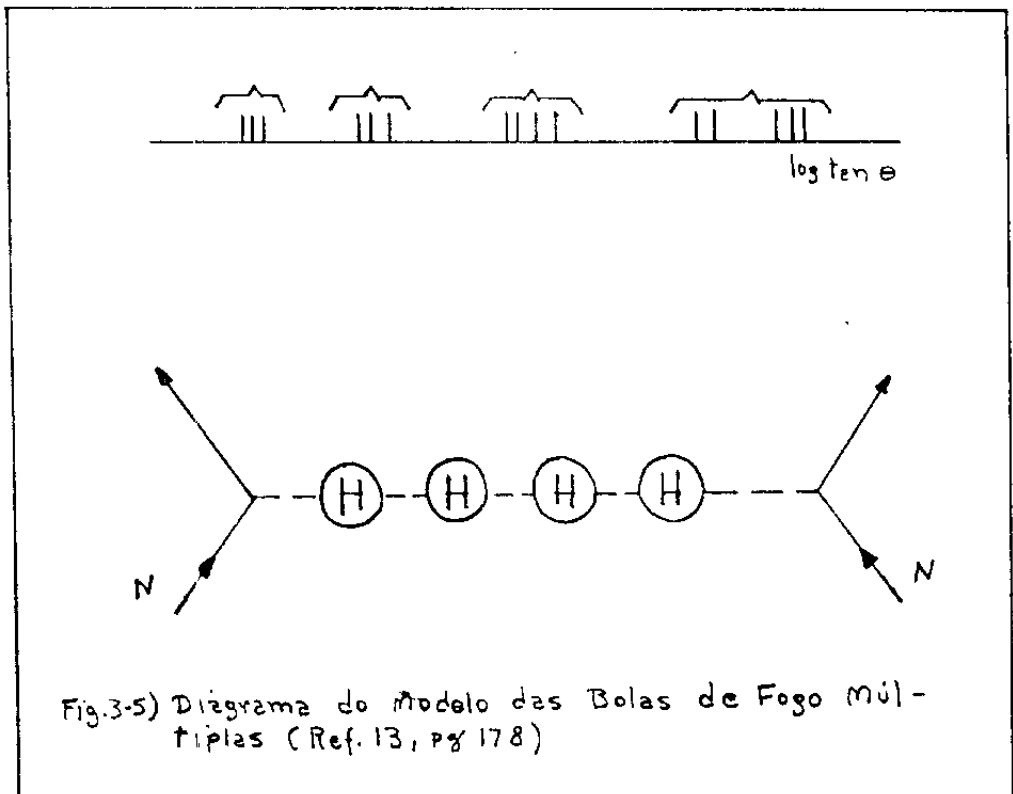


Fig 3-4) Eventos selecionados que sugerem a existência do 'quantum H'
 (Hasegawa, Ref. 28, pg 151).



tum é da ordem de 6 secundários, sendo a massa (2=3) Gev/c² e que o n° de quanta produzidos pode ser um ou mais.

A distinção desses agrupamentos na escala de logtanθ varia de evento para evento podendo tanto haver casos de uma única emissão (evento 0+6p de Bristol) como casos de vários agrupamentos e totalmente superpostos.

Uma possível interpretação para alguns eventos que não apresentam aglomerados é a seguinte (13): considere-se uma colisão em que haja a produção de n quanta H e que o i-ésimo quantum tenha um fator de Lorentz Γ_i. Assumindo-se um decaimento isotrópico do quantum no seu SCM, a distribuição angular na escala logtanθ é próxima a uma gaussiana:

$$\frac{N}{2} \cosh^2(\ln \tan \theta + \ln \Gamma) \quad (3-3)$$

onde Γ é o fator de Lorentz do EI e N o número de partículas emitidas. No caso de emissão de n EI, na escala de logtanθ, tem-se uma superposição de n gaussianas com centros respectivamente em 1/Γ₁, 1/Γ₂, ..., 1/Γ_n. Assumindo-se ainda que a razão entre os fatores de Lorentz sucessivos seja uma constante isto é:

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{i+1}} = R \quad i=1, \dots, n-1 \quad (3-4)$$

a distribuição angular na escala logtanθ, dependendo do valor de R, terá a forma de um patamar fora dos extremos, como mostra a figura 3-6.

Esse modelo aplicado a 40 C-jatos do tipo Mi-

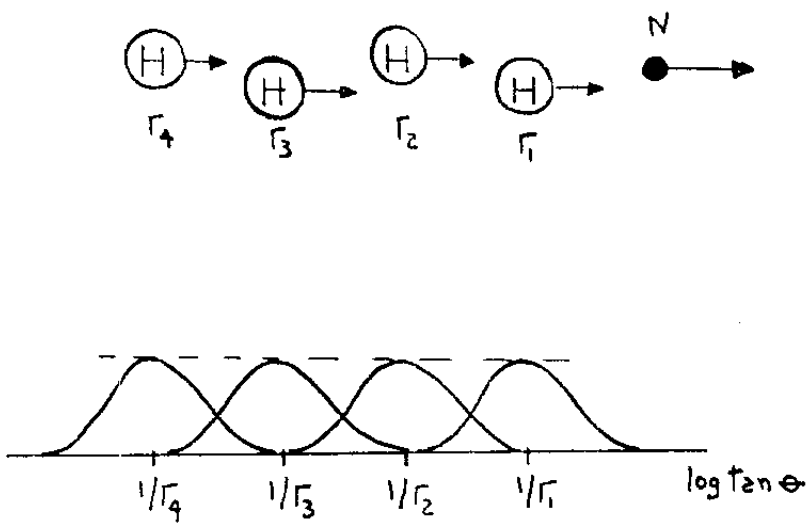


Fig. 3-6) Esquema do modelo para o caso em que as distribuições angulares não permitem uma discriminação individual dos aglomerados (Ref 13, p. 182).

rim (ref.13, pag.183), sob o critério de $\Sigma E_{\gamma} > 20$ Tev, forneceu para amassa na forma de γ 's do estado intermediário o valor $\langle m_{\gamma} c^2 \rangle = 1,38 \pm 0,11$ Gev.

Interpreta-se desse modo os jatos tipo Mirim como produto de decaimento de quanta H.

3.2.2) Quantum SH e Quantum UH

Da análise dos jatos do tipo Açú surgiu a necessidade de se introduzir um estado intermediário mais pesado (13), que foi denominado quantum SH. A massa na forma de γ 's estimada para esse EI, através da análise de C-jatos é de $m_{\gamma} \approx (5 \sim 10) \text{Gev}/c^2$. Por extensão, associou-se aos jatos de tipo Guaçu um quantum mais pesado ainda, que foi denominado quantum UH.

A tabela 3-1 resume os tipos de produção múltipla de mésons observados até o momento em A-jatos e C-jatos e suas características principais (13).

Jato	Estado Intermediário	$\langle P_{Tr} \rangle$ (MeV/c)	$m_{\gamma} c^2$ (Gev)	$\langle n_{\gamma} \rangle$
Mirim	ϑ -H	140	1,3	10
Açú	ϑ -SH	220	5~10	27
Guaçu	ϑ -UH	400~500	30~80	60~100

Tabela 3-1

4 - ANÁLISE TRADICIONAL DOS ESTADOS INTERMEDIÁRIOS ATRAVÉS DE C-JATOS

A análise comumente feita dos C-jatos com o fim de se obter características dos EI's consta de duas partes (28). Primeiramente é feito um estudo de todos os C-jatos em conjunto. Esse estudo fornece, por meio das distribuições de energia, energia fracionária, ângulos e dos momentos transversais de todos os γ 's observados, informações sobre o comportamento médio dos EI's. A seguir, passa-se à análise individual de cada C-jato, na qual se estuda a consistência de cada jato com a produção de EI's e, se obtêm as características de cada interação, como a massa na forma de γ 's e o fator de Lorentz.

Neste trabalho se está interessado na análise individual de cada C-jato, com o fim de se obter informações sobre as contaminações de cada evento individualmente inerente ao método experimental. Por isso descreve-se a seguir a análise individual que é comumente feita. O histograma de massa obtido com esse procedimento será comparado com os resultados do capítulo 6.

4.1.) Análise individual de C-jatos

O problema que surge ao se estudar a consistência de um evento com a emissão de um EI é que, segundo o modelo fenomenológico adotado, numa interação podem ser produzidas uma ou mais bolas de fogo, o que pode originar uma superposição parcial dos secundários. O método adotado para se definir o aglomerado de γ 's que correspondem a um estado in-

intermediário consta dos seguintes passos (Ref.14.pg.179):

1º) ordena-se os ângulos dos γ 's em ordem crescente com as respectivas energias;

2º) calcula-se a partir do menor ângulo e em ordem crescente as quantidades $4/\pi\Sigma P_T$ e $(\Sigma E \Sigma E \theta^2)^{1/2}$ (Apêndice B);

3º) utiliza-se esses valores como ordenada e abscissa, respectivamente, num gráfico de $4/\pi\Sigma P_T$ X $(\Sigma E \Sigma E \theta^2)^{1/2}$.

Para os primeiros pontos, $4/\pi\Sigma P_T$ é maior que $(\Sigma E \Sigma E \theta^2)^{1/2}$ e com o acréscimo de γ 's chega-se a um ponto de isotropia onde $4/\pi\Sigma P_T = (\Sigma E \Sigma E \theta^2)^{1/2}$. Considera-se o aglomerado de γ 's correspondentes até esse ponto, consistente com a emissão de um EI e os γ 's restantes, originários de um outro EI.

A figura 4-1 mostra o gráfico obtido para um dos C-jatos da câmara nº 17.

Em alguns casos, devido as perdas, os pontos podem não atingir o ponto de simetria (fig.4-2-a). Nesses casos pode-se obter as características do EI (Γ e m_γ) através do ajuste das funções analíticas de ΣE e $\Sigma E \theta$ obtidas com a hipótese de emissão isotrópica (Apêndice B):

$$\frac{\Sigma E}{\theta} = \Gamma m_\gamma c^2 \{1 - 1/(1+\Gamma^2 \theta^2)^2\}$$

$$\frac{\Sigma E \theta}{\theta} = m_\gamma c/2 \{ \tan^{-1} \Gamma \theta - \Gamma \theta (1 - \Gamma^2 \theta^2) / (1 + \Gamma^2 \theta^2)^{3/2} \}$$

Nesse método, desenvolvido por Shibata(29), comparam-se as curvas acima com as distribuições construídas com os dados experimentais, procurando-se o melhor ajuste entre elas. De cada ajuste pode-se obter um valor para Γ e m_γ (Apêndice B). Interpreta-se o evento como proveniente de um EI

$$\frac{4}{\pi} \sum_{\phi} P_T (\text{Gev}/c^2)$$

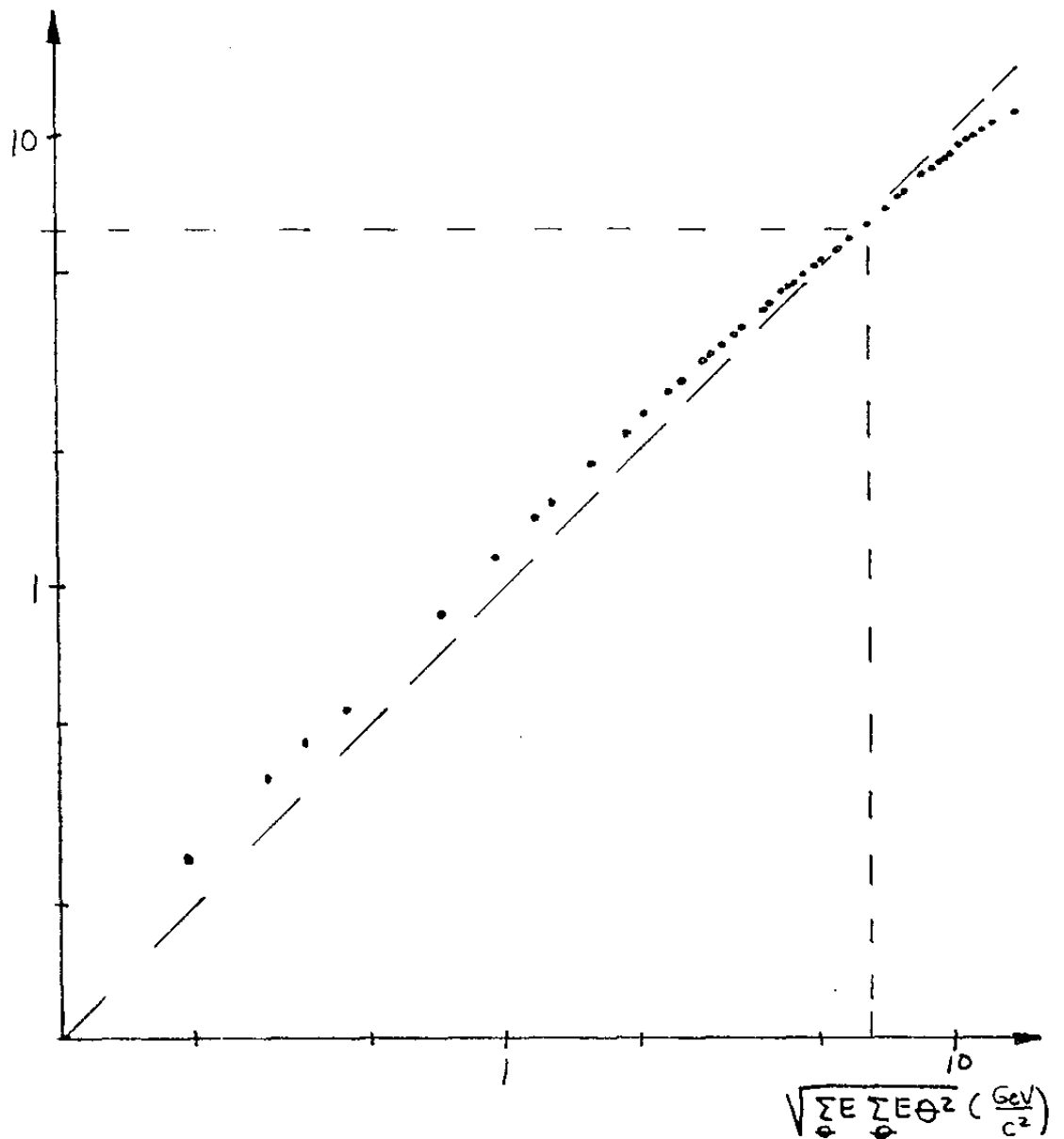


Fig 4-1) Exemplo do método atualmente utilizado para se verificar a consistência de um aglomerado de γ 's com a produção de um E.I. (Ev. 17-164-1).

quando há consistência entre os valores de Γ e m_γ obtidos por cada gráfico. Na figura 4-2-b aplica-se esse método para o C-jato da parte a.

4-2.) Espectro de massa invariante

Com os valores da massa assim obtidos para cada evento pode-se construir o histograma de massa invariante. O resultado obtido pela CBJ(13) para 79 C-jatos com $\Sigma E_\gamma > 20\text{TeV}$ é apresentado na figura 4-3.

O histograma mostra a existência de dois picos, o primeiro entre $1 \sim 2 \text{Gev}/c^2$ e o segundo, entre $4 \sim 7\text{Gev}/c^2$. O primeiro pico, devido a jatos Mirim, é interpretado segundo o modelo com emissão de Quantum H e, o segundo, devido a jatos tipo Açú, com o Quantum SH (tabela 4-1).

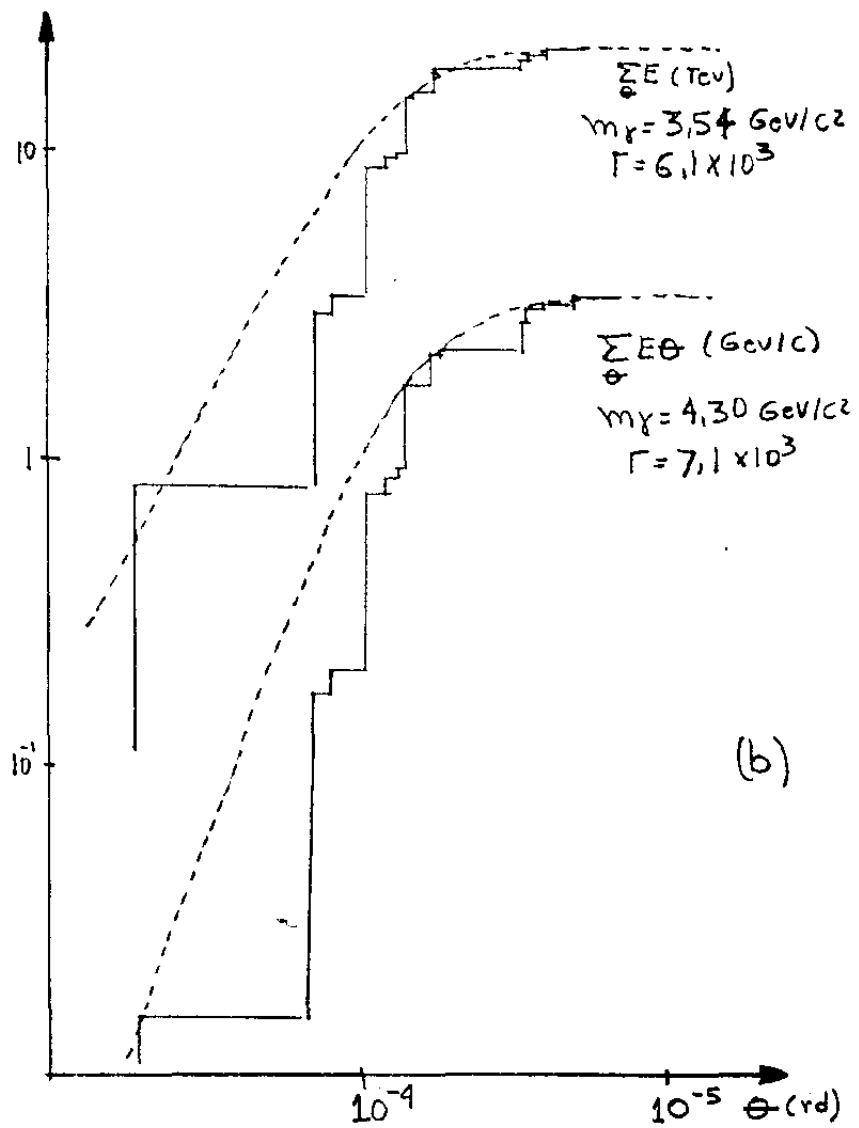
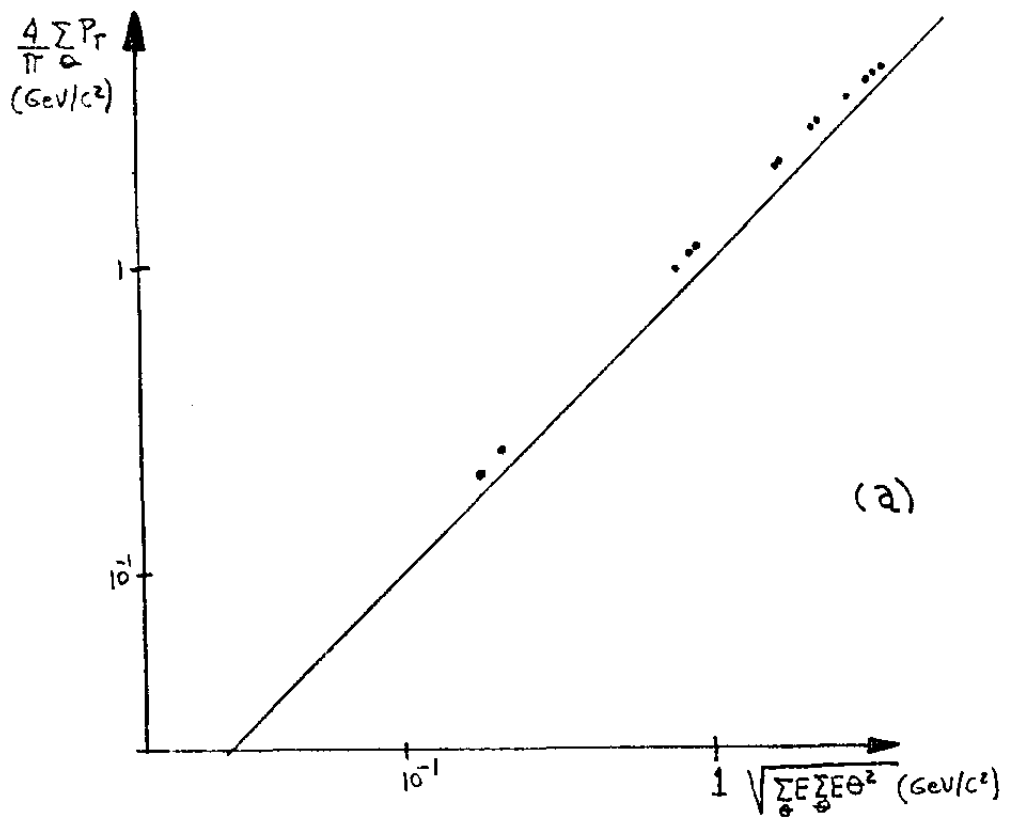
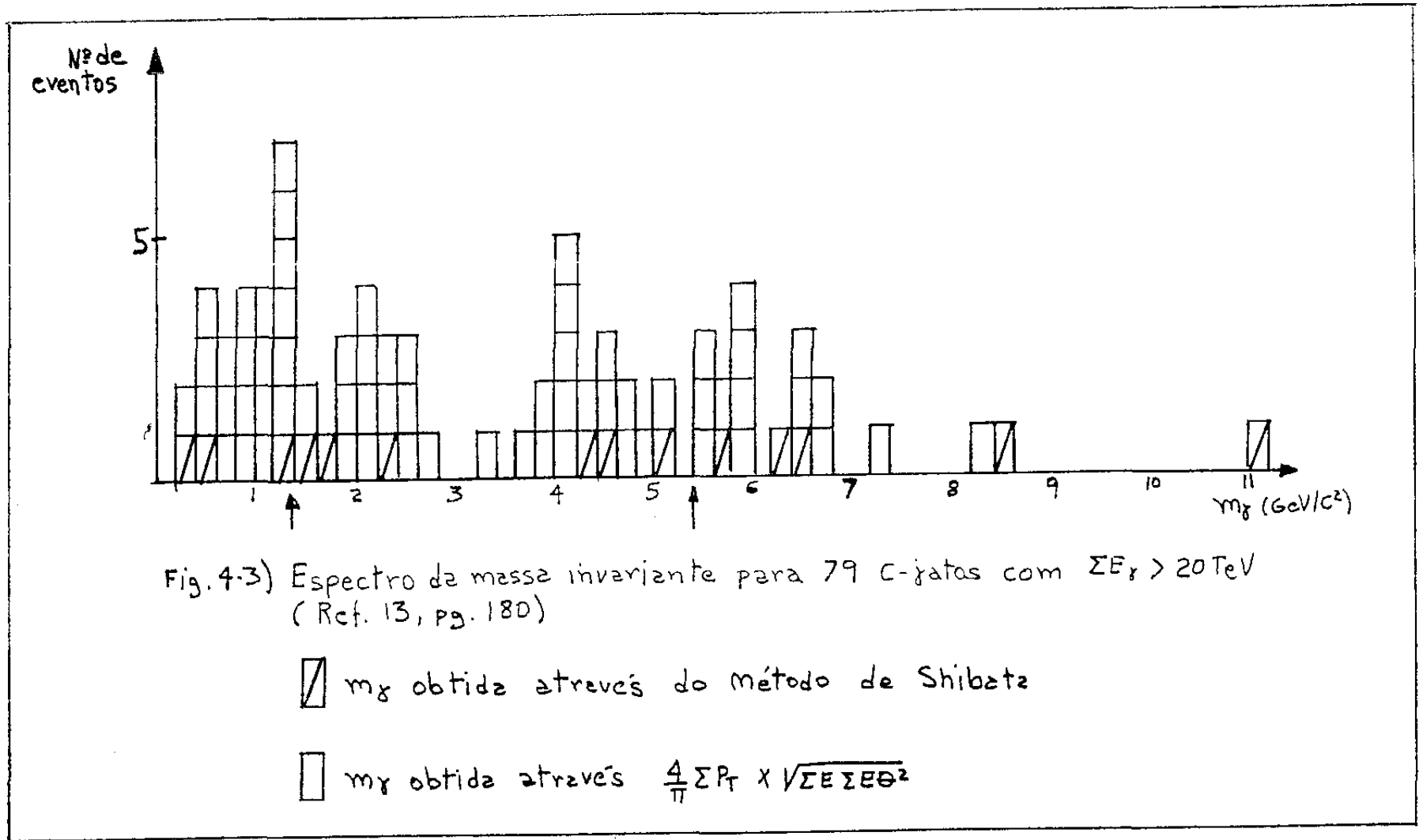


Fig. 4-2) Método de Shibata (b). E' utilizado no caso em que o método de Fig 4-1 não se aplica (a). Evento 17-115-1.



5 - MÉTODO DE IDENTIFICAÇÃO DE EVENTOS CONTAMINADOS

As condições experimentais introduzem alguns tipos de contaminações que são inerentes ao método de detecção:

a) Embora a espessura do alvo da câmara 17 seja $1/3$ do caminho livre médio de interação dos hádrons, os π^\pm produzidos, ou hádrons sobreviventes, podem interagir novamente no alvo, resultando assim em duas interações sucessivas;

b) Segundo o modelo, pode haver produção de mais de um estado intermediário numa única colisão;

c) Os hádrons produzidos numa interação podem interagir novamente com nucleons das placas de chumbo da câmara inferior, originando assim um Pb-jato, de mesma inclinação que os γ 's produzidos no C-jato inicial.

Nessas condições as c.e.m.'s observadas podem aparecer superpostas e, em princípio, não se sabe a origem de cada uma delas, o que dificulta a obtenção das características dos EI.

Além dessas contaminações há o problema das perdas. Como se viu, o material fotossensível utilizado só permite a identificação de c.e.m. com energia acima de $0,2 \sim 0,3$ Tev. Desse modo, nem todos os γ 's produzidos pelos π^0 's são observados e/ou detetados.

Com o objetivo de se diminuir o efeito dessas contaminações, desenvolveu-se um método mais sensível na identificação de eventos contaminados, do que o descrito no capítulo anterior.

No caso em que γ 's provenientes de diferentes interações ou diferentes EI produzidos numa única interação a parecem superpostos ou parcialmente superpostos, o ponto de i sotropia, no método tradicional, onde a relação

$$-\frac{4}{\pi} \Sigma P_T = (\Sigma E E \theta^2) \frac{1}{2}$$

é satisfeita, pode não estar separando secundários de diferentes origens. Um estudo de como os pontos iniciais se aproximam do ponto de isotropia deve fornecer mais informações sobre os γ 's. Por isso, preferiu-se partir de uma análise da razão

$$\frac{\Sigma E E \theta^2}{\left(\frac{4 \Sigma P_T}{\pi}\right)^2}$$

5.1) O Método

No apêndice B apresenta-se a dedução das funções analíticas de ΣE e ΣP_T sob a hipótese de emissão isotrópica. Seguindo-se o mesmo raciocínio e, sob a mesma hipótese, pode-se obter uma expressão de $\Sigma E \theta^2$ em função de $\Gamma \theta$. Como $\theta \approx 10^{-4}$ rad:

$$\begin{aligned} \Sigma_{\theta} E \theta^2 &= -\frac{1}{2} \int_0^{\cos \theta^*} \int_0^{\infty} \frac{(E^* \text{sen} \theta^*) (E^* \text{sen} \theta)}{\Gamma E^* (1 + B \cos \theta^*)} g(E^*) dE^* d(\cos \theta^*) = \\ &= -\frac{m_e c^2}{2\Gamma} \int_1^{\cos \theta^*} \frac{\text{sen}^2 \theta^*}{1 + B \cos \theta^*} d(\cos \theta^*) = \end{aligned}$$

$$= \frac{m_Y c^2}{2\Gamma} \left\{ \frac{1 - \cos\theta^*}{B^2} + \frac{\cos\theta^* - 1}{2B} + \frac{(1 - B^2)}{B^3} \ln\left(\frac{1+B\cos\theta^*}{1-B}\right) \right\}$$

De A-11, $\cos\theta^* = \frac{1 - \Gamma^2\theta^2}{1 + \Gamma^2\theta^2}$ e para $B \approx 1$:

$$\frac{\Sigma E\theta^2}{\theta} = \frac{m_Y c^2}{\Gamma} \left(\frac{\Gamma^2\theta^2}{1 + \Gamma^2\theta^2} \right)^2 \quad (5-1)$$

Na figura 5-1, compara-se as expressões analíticas de $\frac{\Sigma E}{\theta} \times \Gamma\theta$, $\frac{\Sigma E\theta}{\theta} \times \Gamma\theta$ e $\frac{\Sigma E\theta^2}{\theta} \times \Gamma\theta$. Com essas três funções pode-se obter uma expressão analítica para a razão dos quadrados das massas:

$$\begin{aligned} R^m(\Gamma\theta) &= \frac{(\Sigma E \Sigma E\theta^2)}{\theta \theta} / \left(\frac{4}{\pi} \frac{\Sigma E\theta}{\theta} \right)^2 = \\ &= \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \frac{\{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2 - 1\} \{\Gamma^2\theta^2\}^2}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2 \tan^2 \Gamma\theta - (1 - \Gamma^2\theta^2) \Gamma\theta^2} \end{aligned} \quad (5-2)$$

A figura 5-2 mostra o gráfico dessa função.

Com a expressão calculada de $\frac{\Sigma E\theta^2}{\theta}$, pode-se obter também uma função analítica para a massa invariante

$m_Y = (\Sigma E \Sigma E\theta^2)^{1/2}$ (Apêndice B):

$$m_Y(\Gamma\theta) = m_Y c^2 \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2} \right\}^{1/2} \left\{ \frac{\Gamma^2\theta^2}{1 + \Gamma^2\theta^2} \right\} \quad (5-3)$$

Para comparação com os dados experimentais é mais interessante trabalhar-se com uma variável uniforme. Con-

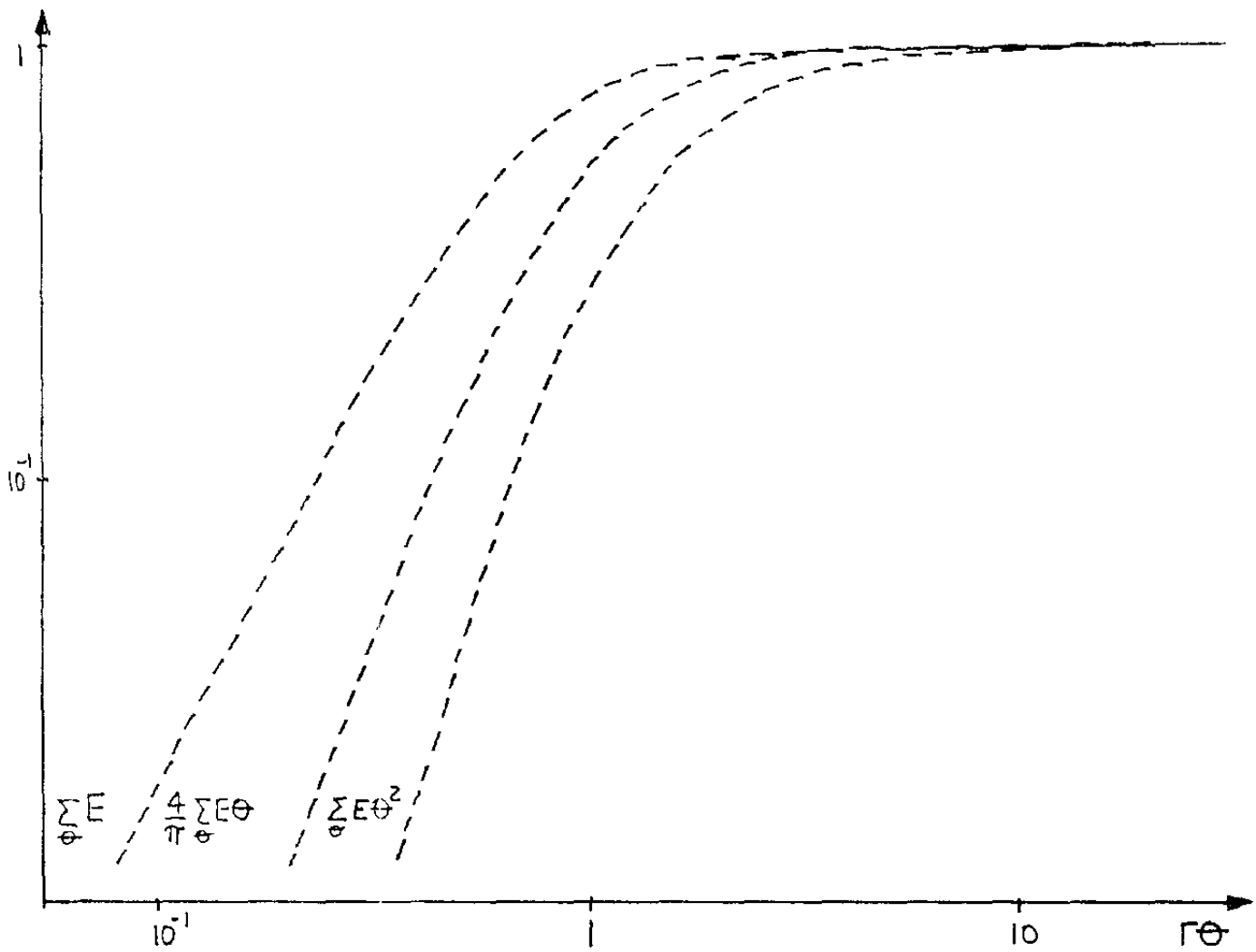


Fig. 5-1) Curvas analíticas de ΣE , $\Sigma E\theta$, $\Sigma E\theta^2$

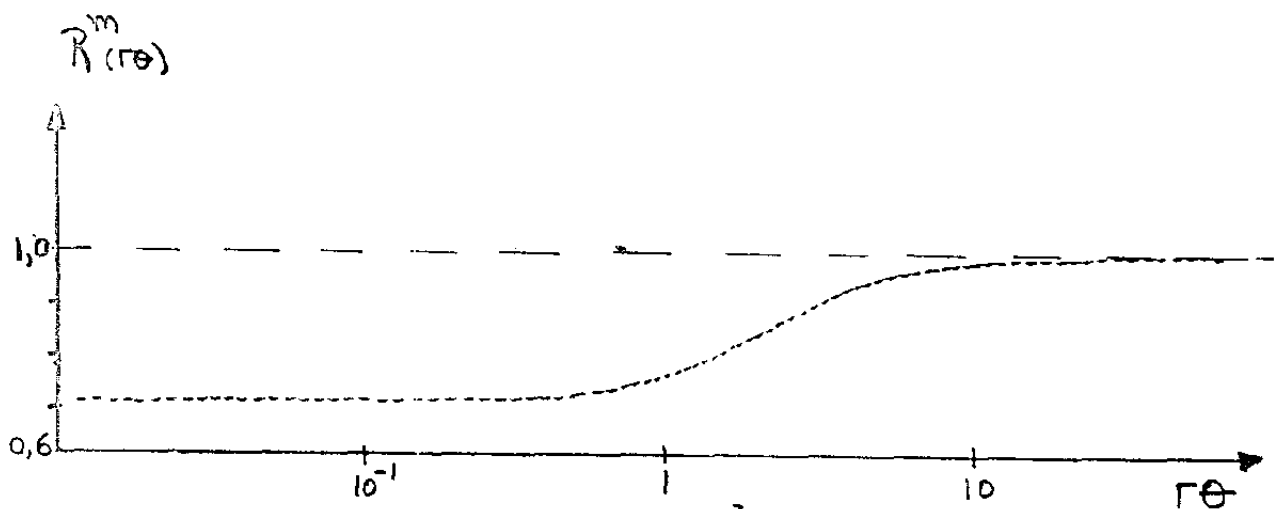


Fig 5-2) Curva analítica de $R^m(r\theta) = \frac{(\pi)^2 [(1+r^2\theta^2)^2 - 1] [r^2\theta^2]^2}{4 [(1+r^2\theta^2)^2 + 2\pi^2 r\theta - (1-r^2\theta^2)r\theta]^2}$

$$R^m(r\theta) = \frac{\Sigma E \Sigma E \theta^2}{\left[\frac{4}{\pi} \Sigma E r \right]^2}$$

sideremos a razão:

$$\frac{m_Y^2(\Gamma\theta)}{(m_Y c^2)^2} = \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2} \right\} \left\{ \frac{1}{1 + \Gamma^2\theta^2} \right\} \quad (5-4)$$

Seja $U^m(\Gamma\theta)$ a variável uniforme dessa função de $\Gamma\theta$. Então, chamando $\Gamma\theta = x$:

$$dU^m = \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + x^2)^2} \right\} \left\{ \frac{1}{1 + x^2} \right\}^2 dx$$

$$U^m(x) = \int_0^x \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + x^2)^2} \right\} \left\{ \frac{1}{1 + x^2} \right\}^2 dx$$

Para $x = \tan\alpha$:

$$\begin{aligned} U^m &= \int_0^{\tan\alpha} \left(\sec^2\alpha' + \frac{2}{\sec^4\alpha'} - \frac{1}{\sec^6\alpha'} - 2 \right) d\alpha' = \\ &= \tan\alpha + \frac{11}{16}\alpha + \frac{1}{4}\text{sen}2\alpha + \frac{1}{64}\text{sen}4\alpha + \frac{1}{48}\text{sen}^3 2\alpha \end{aligned}$$

De $\tan\alpha = x = \Gamma\theta$:

$$\begin{aligned} U^m(\Gamma\theta) &= \Gamma\theta + \frac{11}{16} \tan^{-1}(\Gamma\theta) + \frac{1}{4} \text{sen}(2 \tan^{-1} \Gamma\theta) + \frac{1}{64} \text{sen}(4 \tan^{-1} \Gamma\theta) + \\ &+ \frac{1}{48} \text{sen}^3(3 \tan^{-1} \Gamma\theta) \end{aligned} \quad (5-5)$$

Para se aplicar essa expressão aos dados experimentais, é necessário um valor estimado do fator de Lorentz. Como (Ref.29, pag.44) $\Sigma E_Y = \Gamma m_Y$, usando $\frac{4}{\pi} \Sigma P_T$ (Apêndice B), pode-se estimar Γ através de

$$\Gamma = \frac{\Sigma E_{\gamma}}{\frac{4}{\pi} \Sigma P_T} \quad (5-6)$$

O método proposto se baseia na utilização das equações 5-2 e 5-5 e consta dos seguintes passos:

1) Dispõe-se os ângulos de espalhamento dos γ 's de cada evento em ordem crescente com suas respectivas energias;

2) Constrõe-se para esses dados a quantidade

$$R^m = \frac{\Sigma E_{\gamma} \Sigma E_{\gamma}^2}{\left(\frac{4}{\pi} \Sigma P_T \right)^2}$$

variando θ ;

3) Estima-se Γ através da relação 5-6 e constrói-se a distribuição Uniforme $U^m(\Gamma\theta)$;

4) Estudo das contaminações é feito, comparando-se a quantidade experimental R^m com a curva analítica de $R^m(\Gamma\theta)$ e analisando-se a linearidade da distribuição $U^m(\Gamma\theta)$.

O gráfico de $U^m(\Gamma\theta)$ fornece informações principalmente sobre a parte angular do aglomerado de γ 's em estudo: conjunto de gamas provenientes de um único estado intermediário deve apresentar distribuição com coeficiente angular bem definido e, agrupamento com mistura desses gamas, não devem definir um único coeficiente angular. Por outro lado, o gráfico de R^m fornece informações sobre a parte angular e energética. Mesmo que o gráfico não ultrapasse $R^m = 1$, pode-se estudar o efeito de contaminações.

5.2) Aplicação e Resultados

Esse método foi aplicado em 74 C-jatos da câmara 17.

Para se apresentar os resultados da análise os C-jatos foram divididos em três grupos:

Grupo I: C-jatos cujas distribuições são altamente discrepantes com as previsões;

Grupo II: distribuições discrepantes;

Grupo III: distribuições relativamente próximas às previsões;

As figuras 5-3, 5-4, 5-5, 5-7, 5-8 mostram dois exemplos de cada um desses três casos. No grupo I foram incluídos 23 C-jatos (31% do total), no grupo II, 21 (28%) e no grupo III, 30 (41%).

Apresenta-se a seguir algumas interpretações possíveis para esses eventos, as quais têm por finalidade iniciar a discussão no capítulo seguinte sobre a discriminação de γ 's devidos a contaminações. Como será visto, a discussão envolve um processo de realimentação de informações e por isso, partimos de algumas hipóteses com respeito aos fenômenos estudados.

Pode-se interpretar os eventos do grupo I como casos de interação sucessiva ou emissão de duas ou mais bolas e cujos γ 's atingiram o detetor total ou parcialmente separados.

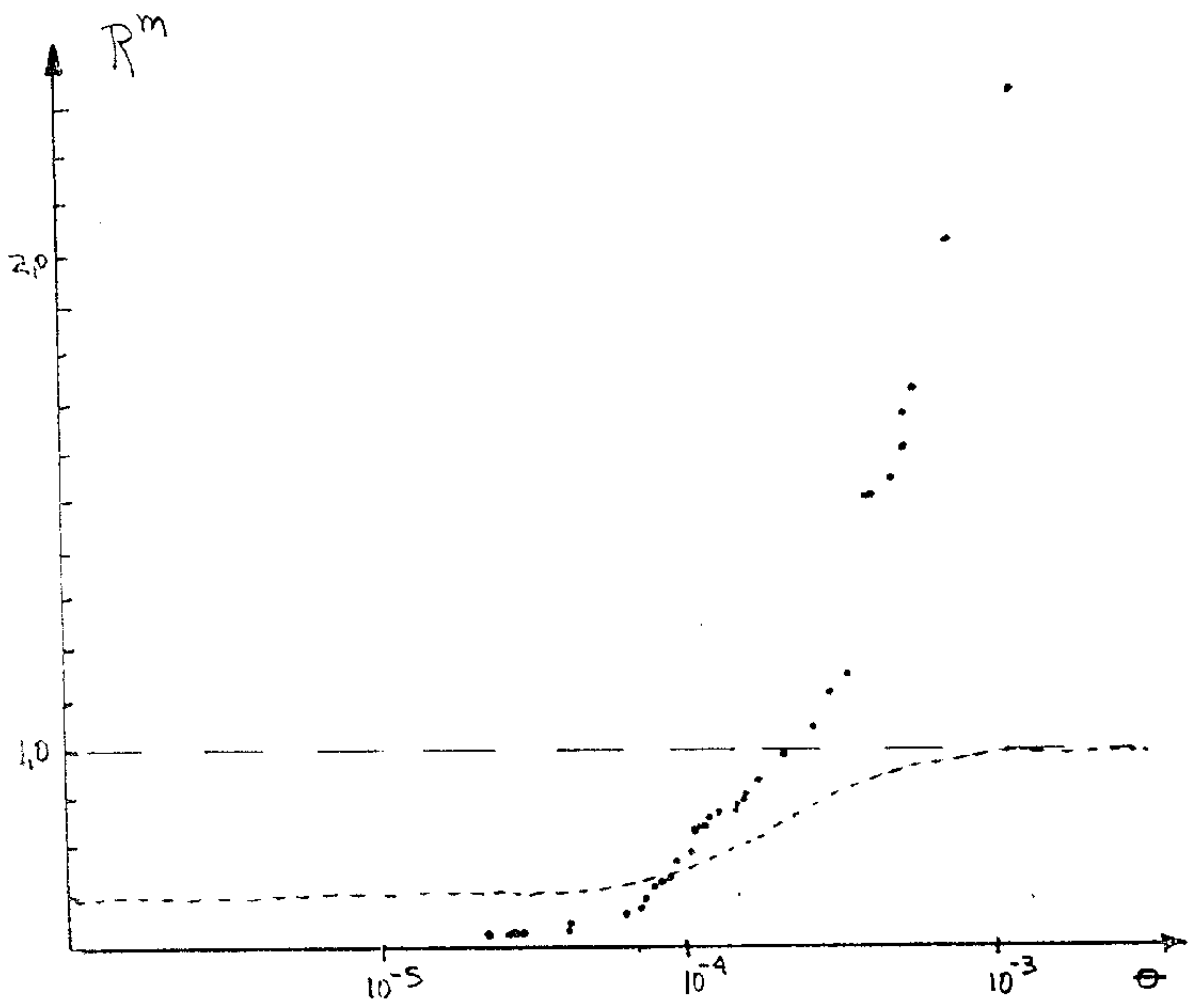


Fig 5-3 A.) Ev. 17-136-1 Exemplo de distribuição altamente discrepante (Grupo I)

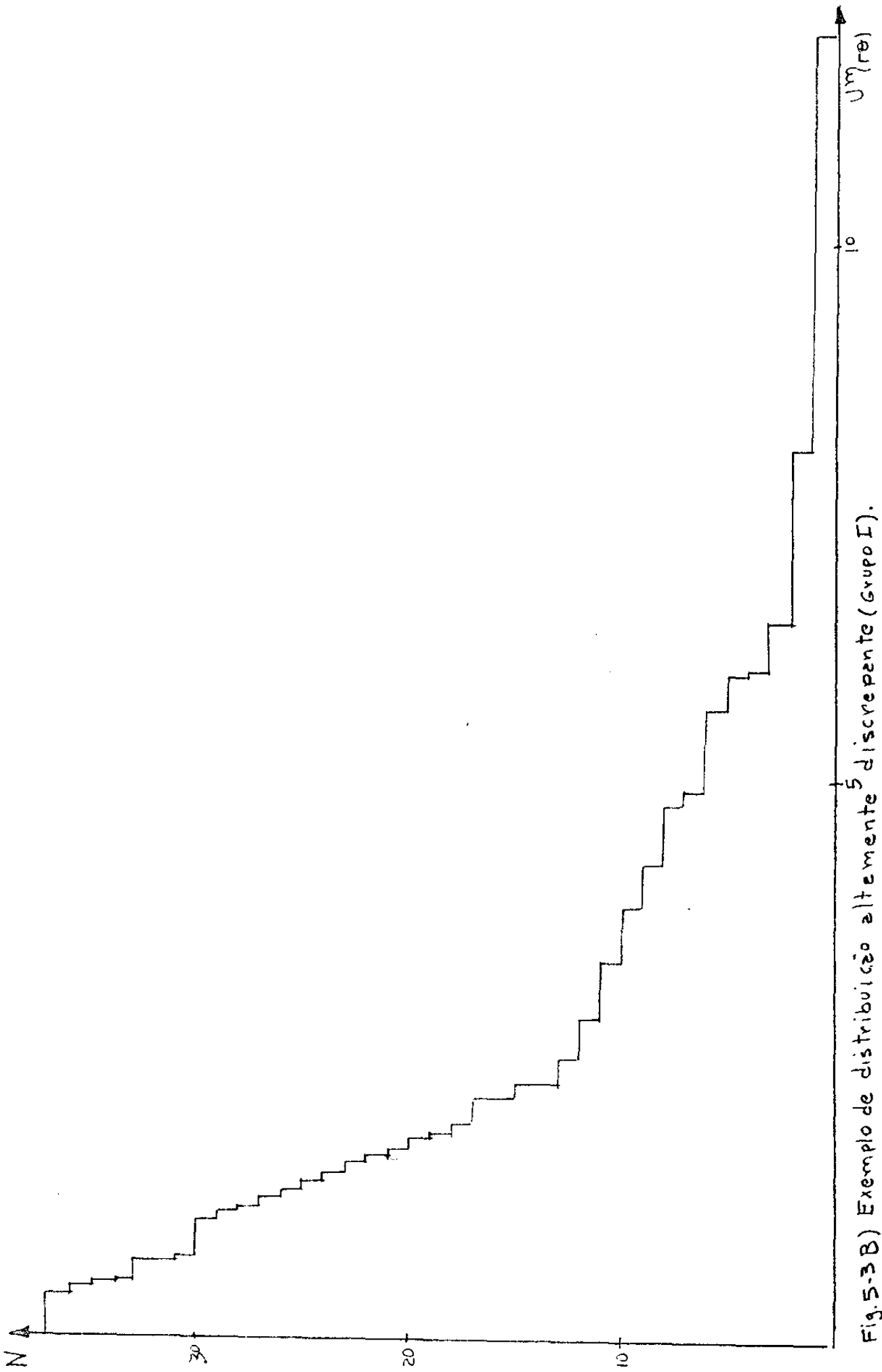


Fig. 5-3B) Exemplo de distribuição altamente discrepante (Grupo I).

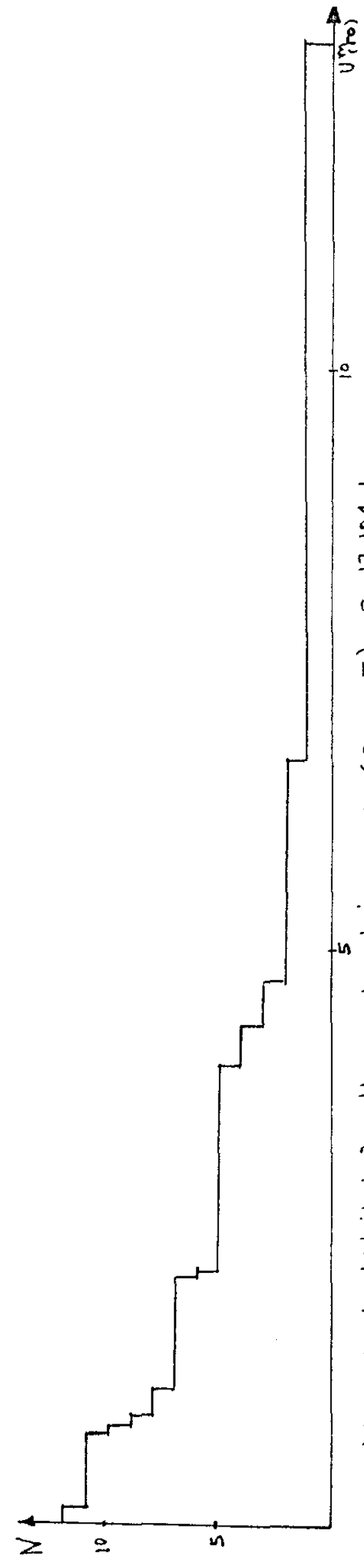
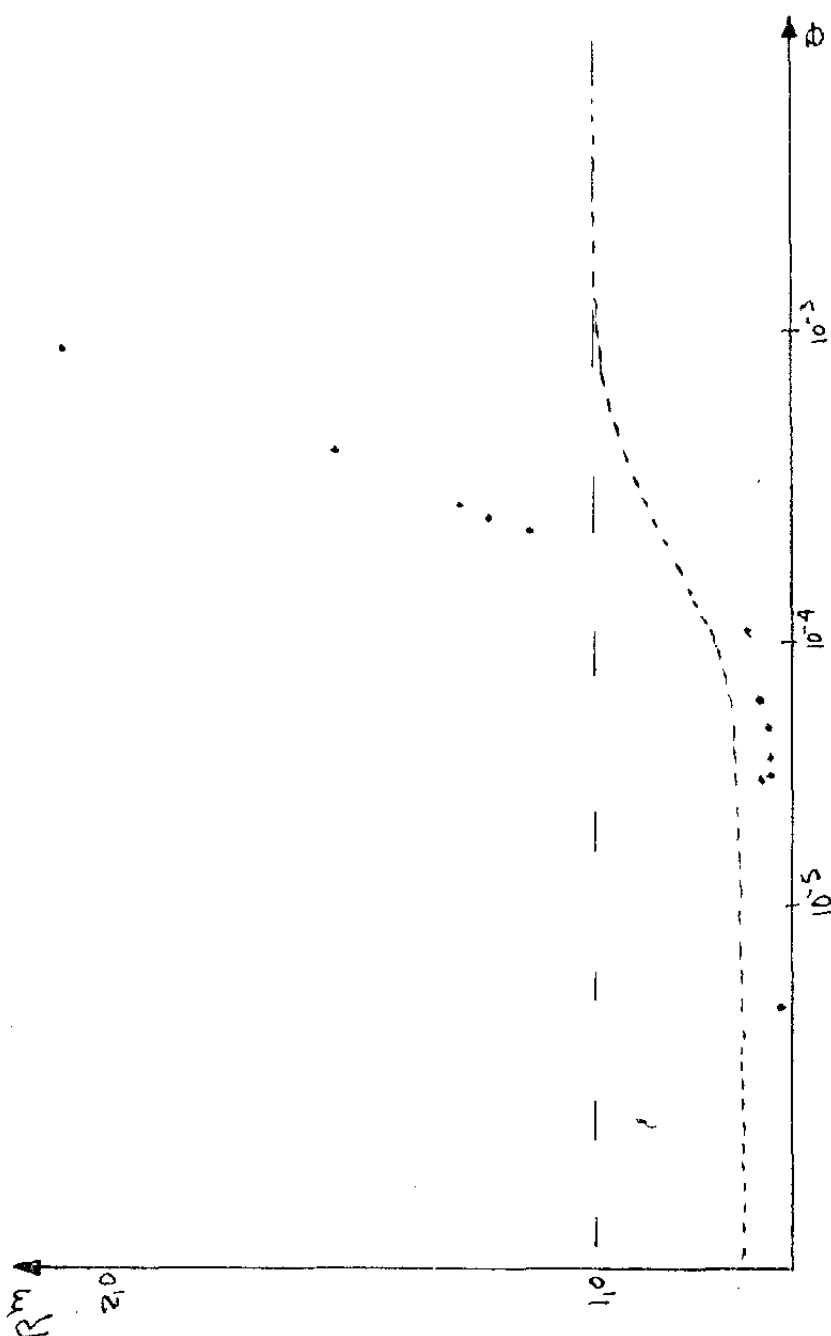


Fig 5-4) Exemplo de distribuição altamente discrepante (Grupo I) - Ev. 17-104-1

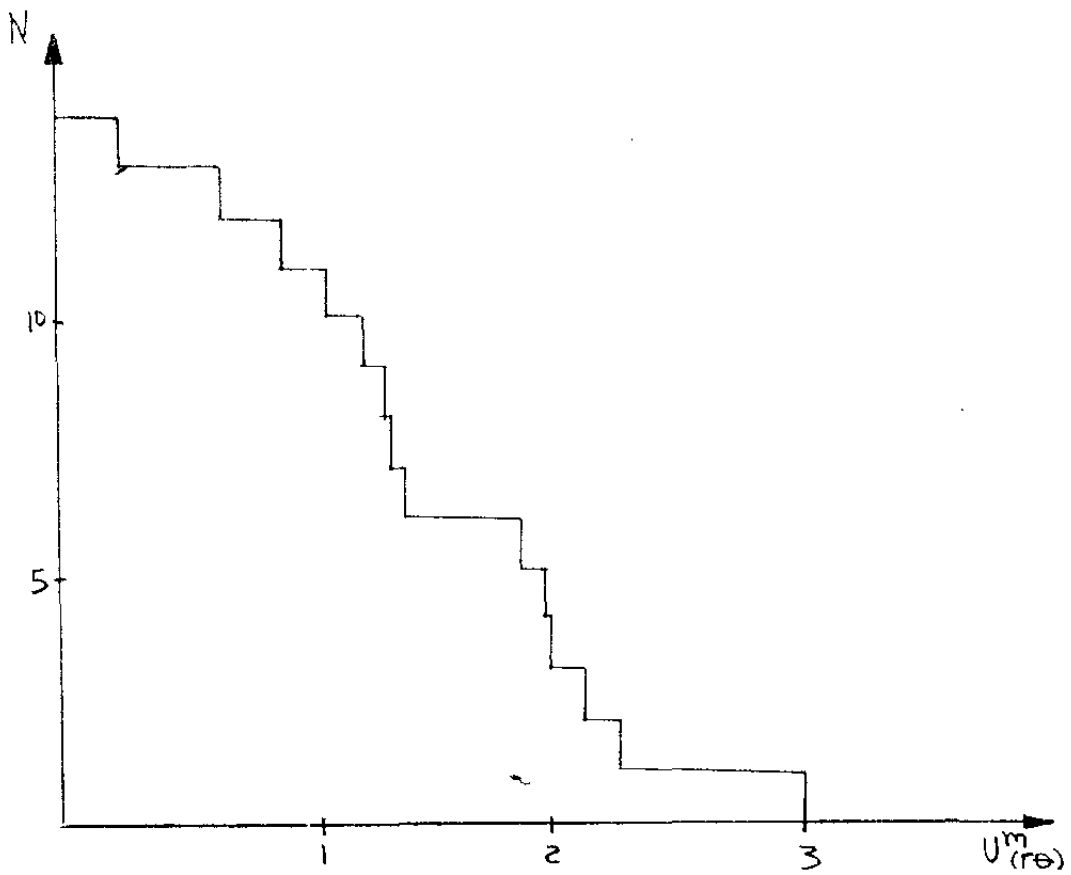
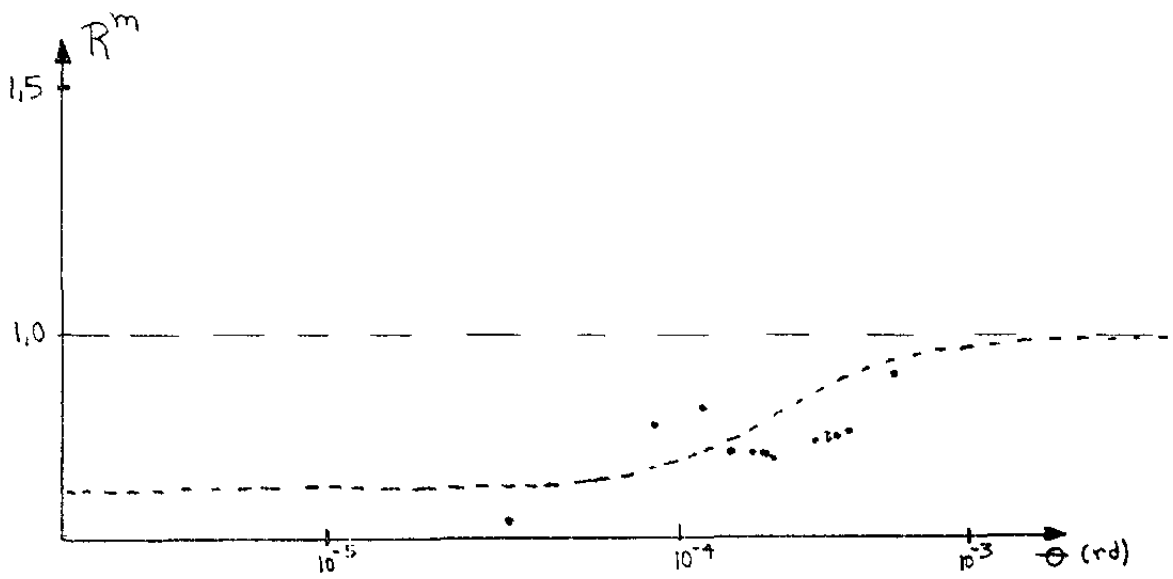


Fig 5-5) Exemplo de distribuição discrepante (Grupo II).
Ev. 17-138-2

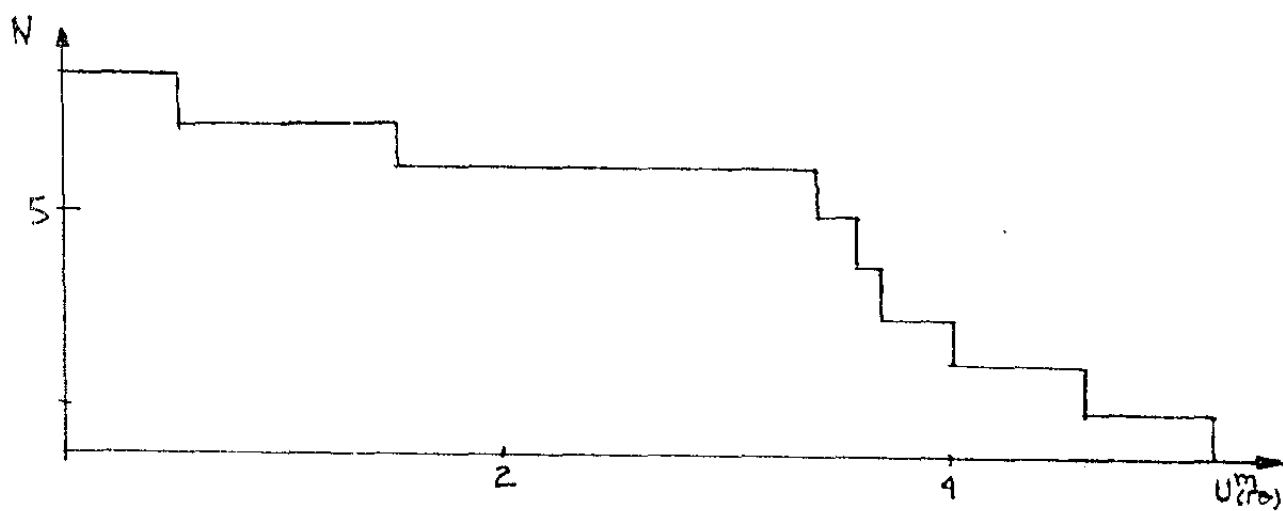
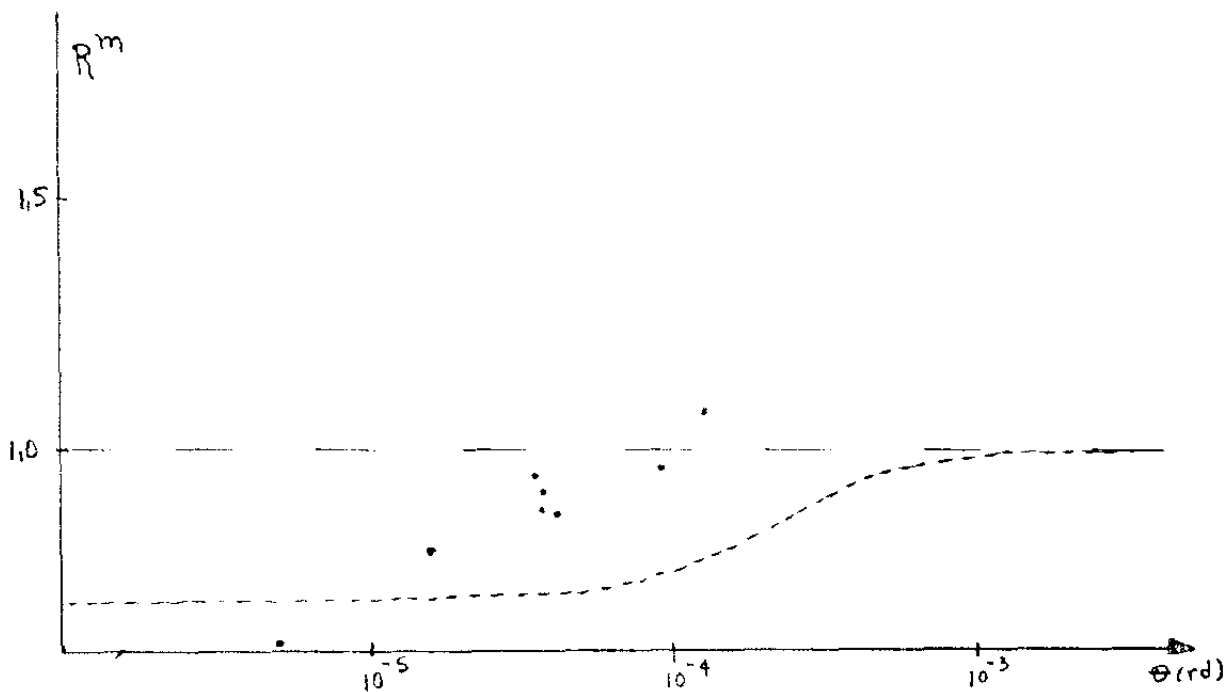


Fig. 5-6) Exemplo de distribuição discrepante (Grupo II)

Ev. 17-84-1

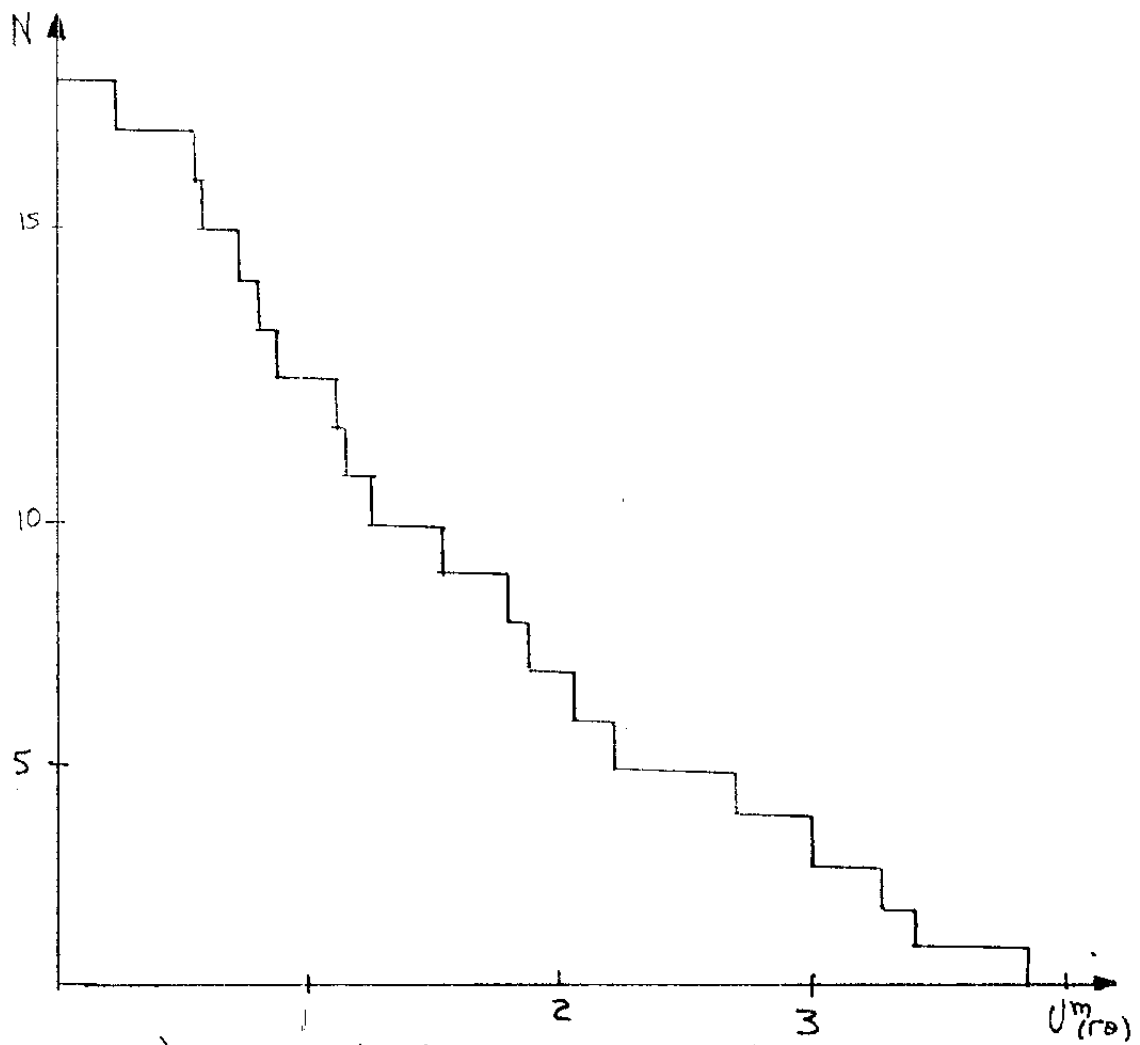
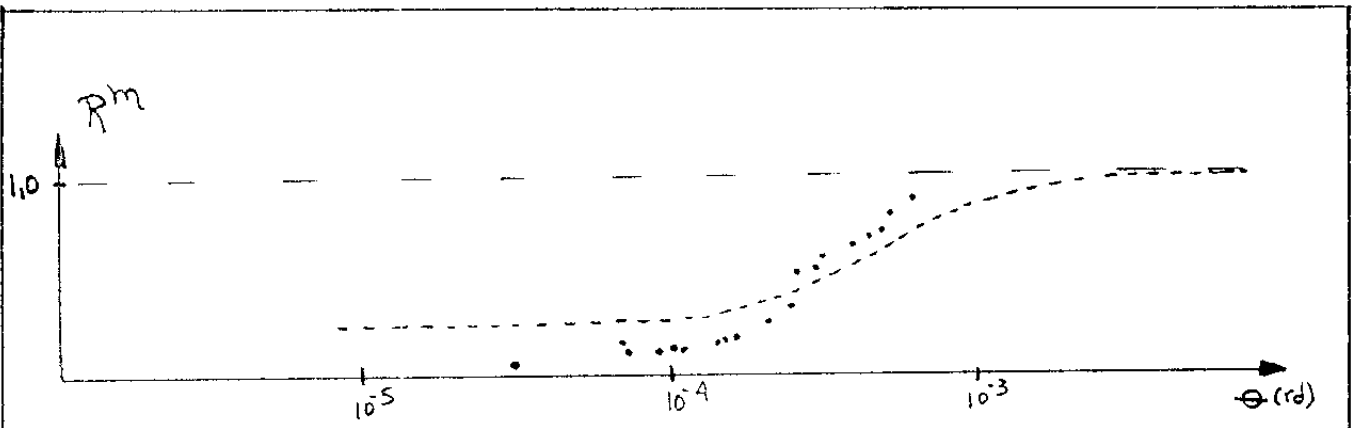


Fig. 5-7) Exemplo de distribuições relativamente próximas às previsões (Grupo I), Evento 17-148-)

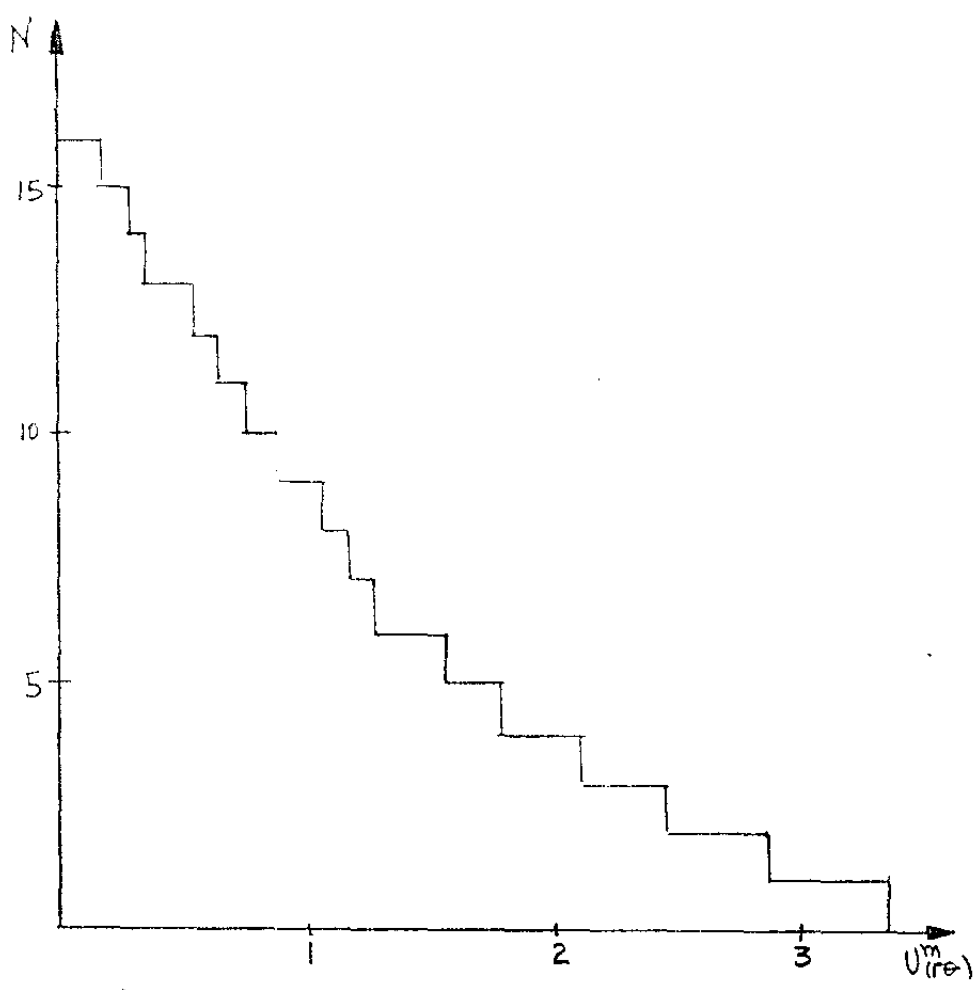
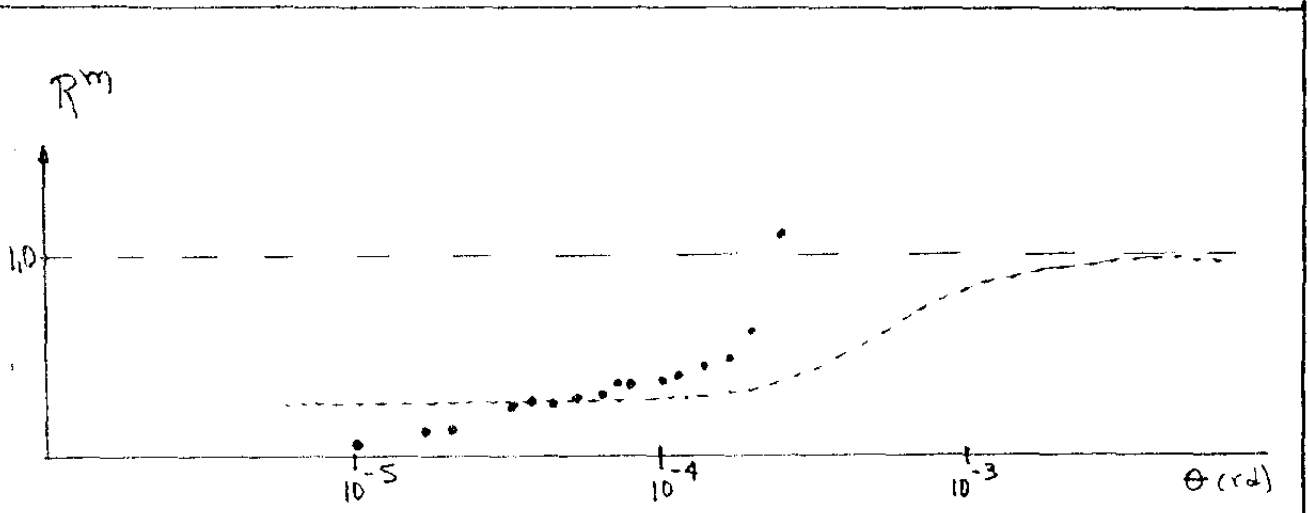


Fig. 5-8) Exemplo de distribuições relativamente próximas às previsões (Grupo I), evento 17-136-2

Já para os eventos do grupo II e III, as interpretações não são tão evidentes. Deve-se levar em conta nesses casos, a possibilidade de flutuação. Entretanto, olhando-se o conjunto de C-jatos por classe, pode-se notar algumas características que aparecem num número relativamente grande de eventos:

1) Um tipo característico é o caso no qual os pontos iniciais no gráfico de R^m apresentam um crescimento brusco e uma queda acentuada, formando assim um pico (fg.5-9). Nesses casos, o menor ângulo da distribuição aparece, em geral bem afastado dos demais. Com essa característica foram observados 29 eventos (39%). Pode-se atribuir, com o objetivo dito acima, algumas interpretações para esse efeito:

a) γ 's de ângulos relativamente grandes, provenientes de outro EI e considerados no mesmo agrupamento (por exemplo os 4 últimos pontos na figura 5-9) podem falsear o valor calculado para o CPE, alterando assim a distribuição mesmo para os menores ângulos;

b) inclusão de um Pb-jato entre os γ 's do C-jato;

c) inclusão de uma c.e.m. proveniente de um γ simples ou π^0 .

2) Um conjunto de 9 C-jatos apresentam na distribuição de R^m uma subida brusca em poucos pontos de maior ângulo e duas inclinações possíveis na distribuição de U^m (fg.8). Neste caso o efeito pode ser devido a flutuação ou a um número relativamente pequeno de γ 's provenientes de outro EI.

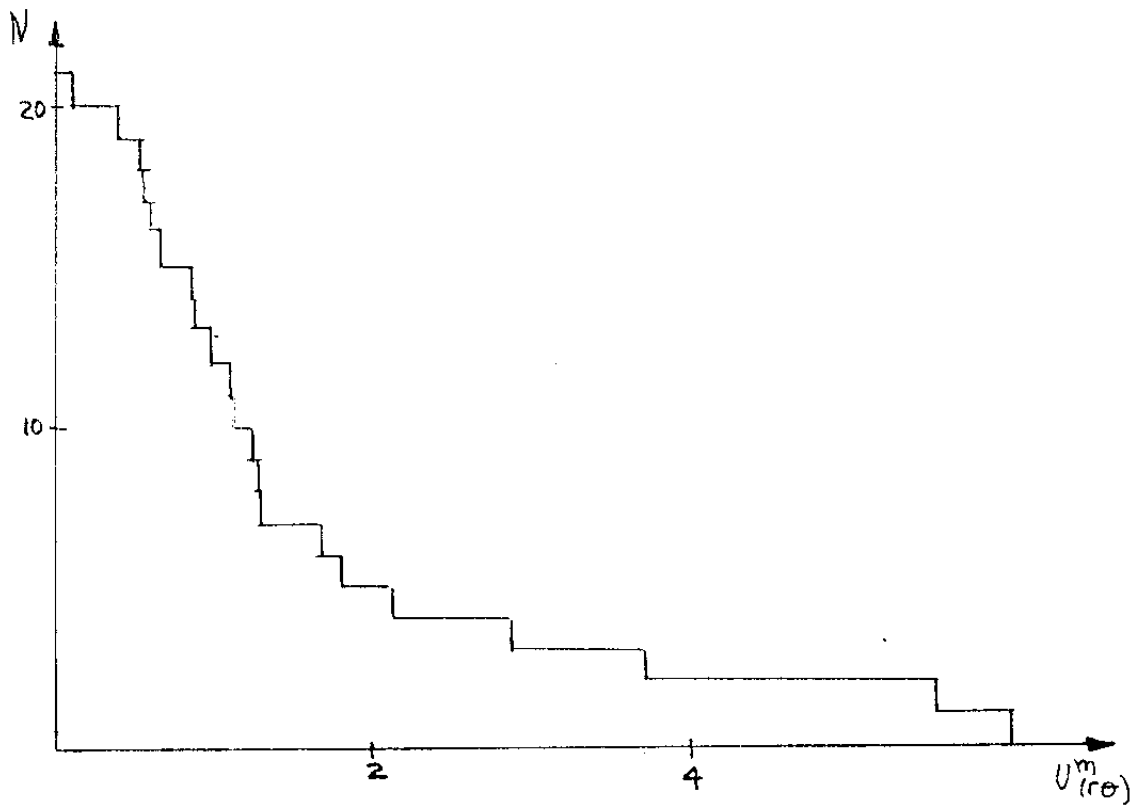
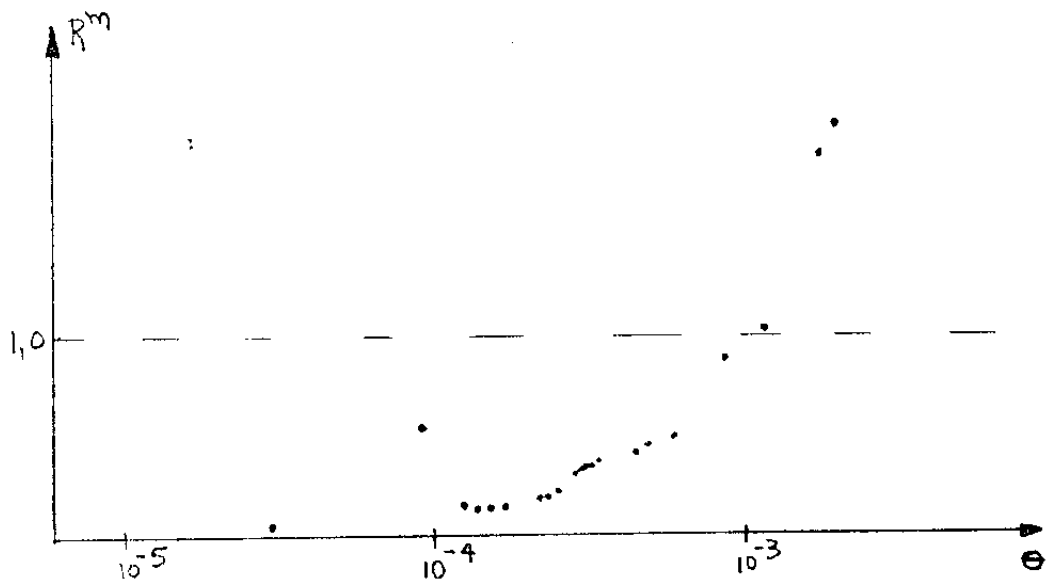


Fig.5-9) Tipo característico 1: distribuição de R^m com um "pico" nos primeiros pontos (evento 17-135-4)

3) Foram observados 6 eventos com perdas acentuadas (fig. 5-10). Esses eventos apresentam pontos apenas no início do gráfico de R^m (em geral não crescem muito) e no gráfico de R^m um patamar no menor ângulo. Embora os poucos pontos sejam consistentes, o conjunto de γ 's não se aproxima das previsões nas regiões esperadas.

4) Entre os eventos do grupo III, 8 apresentam distribuições que podem ser consideradas satisfatórias (fig. 5-8) incluindo-se eventos com perdas (fig. 5-11). Isso representa apenas 11% dos eventos analisados.

Para os 74 C-jatos analisados através de R^m e U^m , foram construídas também as distribuições de $\frac{4\Sigma P_T}{\pi\theta} \times \sqrt{\Sigma E \Sigma E \theta^2}$, $\Sigma E \times \theta$, $\Sigma E \theta \times \theta$ e $\Sigma E \theta^2 \times \theta$ e os resultados comparados. No geral, esses dados são consistentes. Entretanto, as características que determinaram as subdivisões dos eventos do grupo II e III são mais evidentes nos gráficos de R^m e U^m . Essas informações adicionais, são fundamentais na discussão que será feita no capítulo seguinte.

Para os eventos com perdas grandes, surgem discrepâncias pois, a análise através de qualquer um dos procedimentos, torna-se um tanto subjetiva.

Por fim, deve-se dizer que a variável uniforme da massa utilizada ($U^m(\Gamma\theta)$), pode ser calculada para as funções $\Sigma E(\Gamma\theta)$ e $\Sigma P_T(\Gamma\theta)$. Esse cálculo é simples e já foi feito. A razão de se introduzir a variável uniforme de $\Sigma E \Sigma E \theta^2$ é que essa expressão é utilizada no método de determinação de massas proposto, o qual é apresentado no Apêndice C.

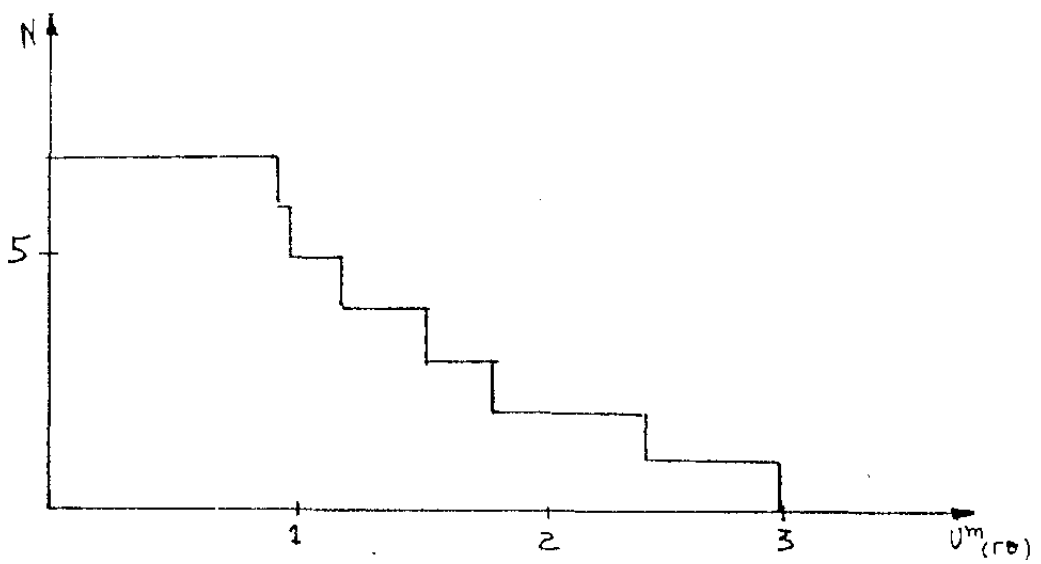
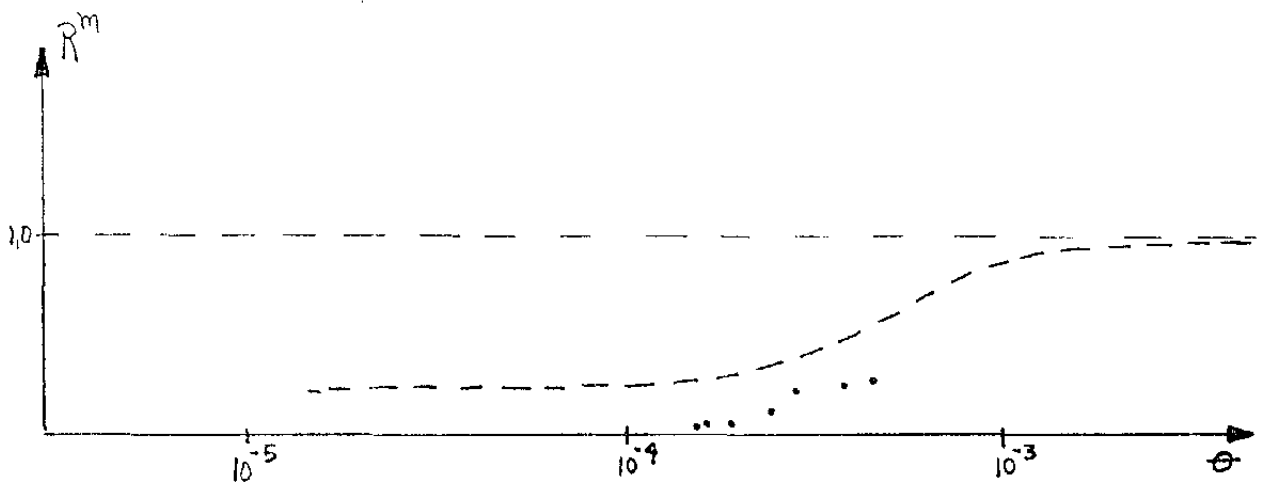


Fig. 5-10) Exemplo de evento com perdas acentuadas (17-125-4)

6 - DISCUSSÃO SOBRE A DISCRIMINAÇÃO DE SECUN - DÁRIOS DEVIDOS A CONTAMINAÇÕES

6.1) Introdução

Os resultados do capítulo anterior mostram que a taxa de contaminação dos eventos analisados é alta. Neste capítulo apresenta-se algumas idéias e resultados obtidos sobre a possibilidade de discriminação de alguns γ 's responsáveis pela contaminação. Para tanto propõe-se um procedimento baseado inicialmente nas interpretações formuladas no capítulo anterior. Através desse procedimento, testam-se as interpretações obtendo-se assim mais informações sobre cada evento e reformulando-se, quando necessário, as hipóteses feitas.

Na seção 6-2 descreve-se o procedimento seguido de exemplos obtidos em casos típicos de um conjunto de 56 C-jatos e, na seção 6-3, os resultados.

6.2) Procedimento e exemplos

Inicialmente identifica-se em cada evento os γ 's que, segundo as interpretações iniciais adotadas, possam ser os responsáveis pela contaminação. A seguir esses γ 's são eliminados do C-jato e a partir das coordenadas em relação ao sistema arbitrário dos γ 's restantes, recalcula-se um novo CPE. Com a energia de cada γ e o ângulo de espalhamento em relação a esse novo centro, reconstroem-se os gráficos de $R^m(\Gamma\theta)$ e de $U^m(\Gamma\theta)$. Caso não se obtenha resultados satisfatórios com a interpretação inicial, passa-se a outra interpretação, seguindo-

se os mesmos passos.

A seguir são mostrados alguns casos característicos que exemplificam o procedimento.

1º) A figura 6.1 mostra os gráficos de R^m e U^m para o evento 17-84-2. A discrepância dos últimos 3 pontos sugere que esses γ 's são devidos a um segundo EI. Retirando - se os 3 últimos γ 's e recalculando-se as distribuições, obtêm -se os resultados apresentados na figura 6.2. Pode-se observar que neste caso, a simples exclusão dos γ 's, sem o cálculo do novo CPE, não fornece uma compatibilidade tão boa quanto a obtida. Nas figuras 6-3 e 6.4, vê-se outro exemplo do mesmo tipo, só que as perdas são mais acentuadas. Além dos dois exemplos acima, mais 10 eventos foram tratados da mesma forma, obtendo -se bons resultados.

2º) Para o caso em que o primeiro γ tem energia relativamente alta e que a distribuição de R^m apresenta o pico no início (fig.5.9), a exclusão desse γ melhora a distribuição como mostram as figuras 6.5 e 6.6. Observam-se 5 eventos para os quais essa exclusão deu resultado.

3º) O mesmo efeito de pico pode também ser eliminado em alguns casos (3 casos) com a exclusão dos últimos γ 's (fig.6.7 e 6.8).

Para os 36 eventos restantes, o processo teve de ser repetido mais que uma vez (em média 2 a 3 vezes). Destes, apenas 9 apresentaram no final resultados satisfatórios do tipo obtido acima.

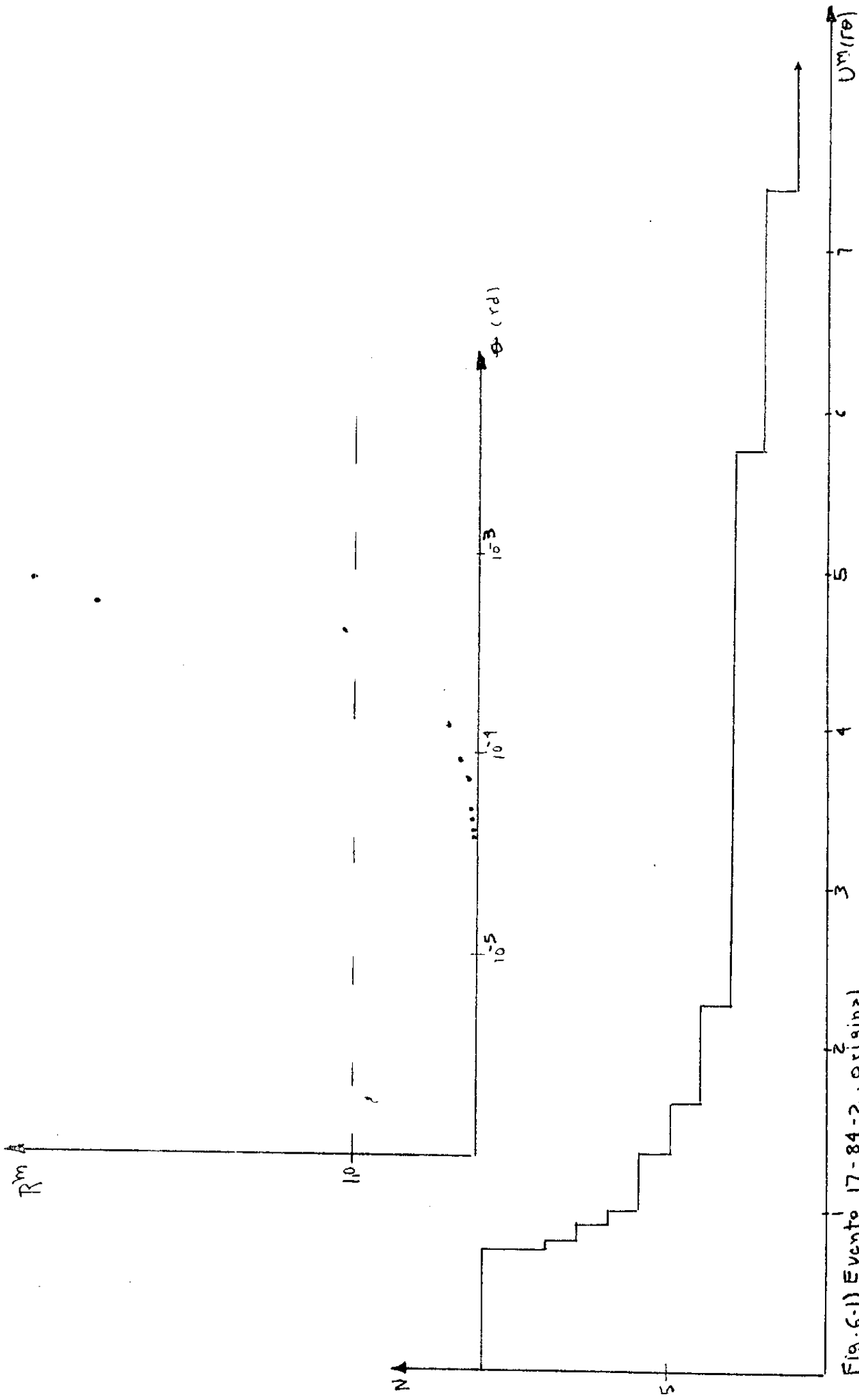


Fig. 6-1) Evento 17-84-2, original

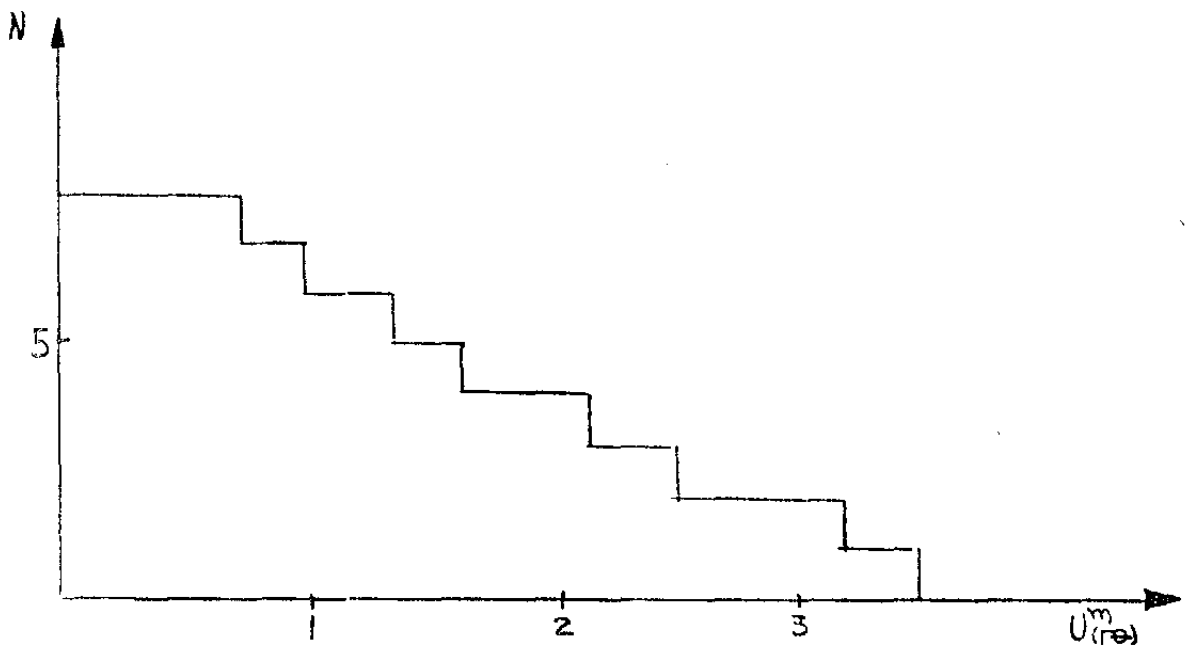
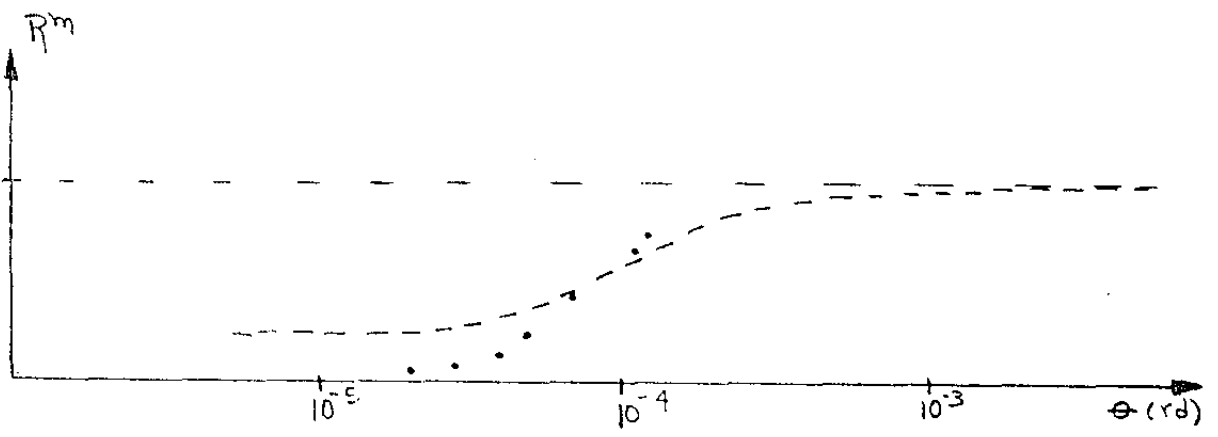


Fig. 6-2) Evento 17-84-2 sem os 3 γ 's de maior ângulo

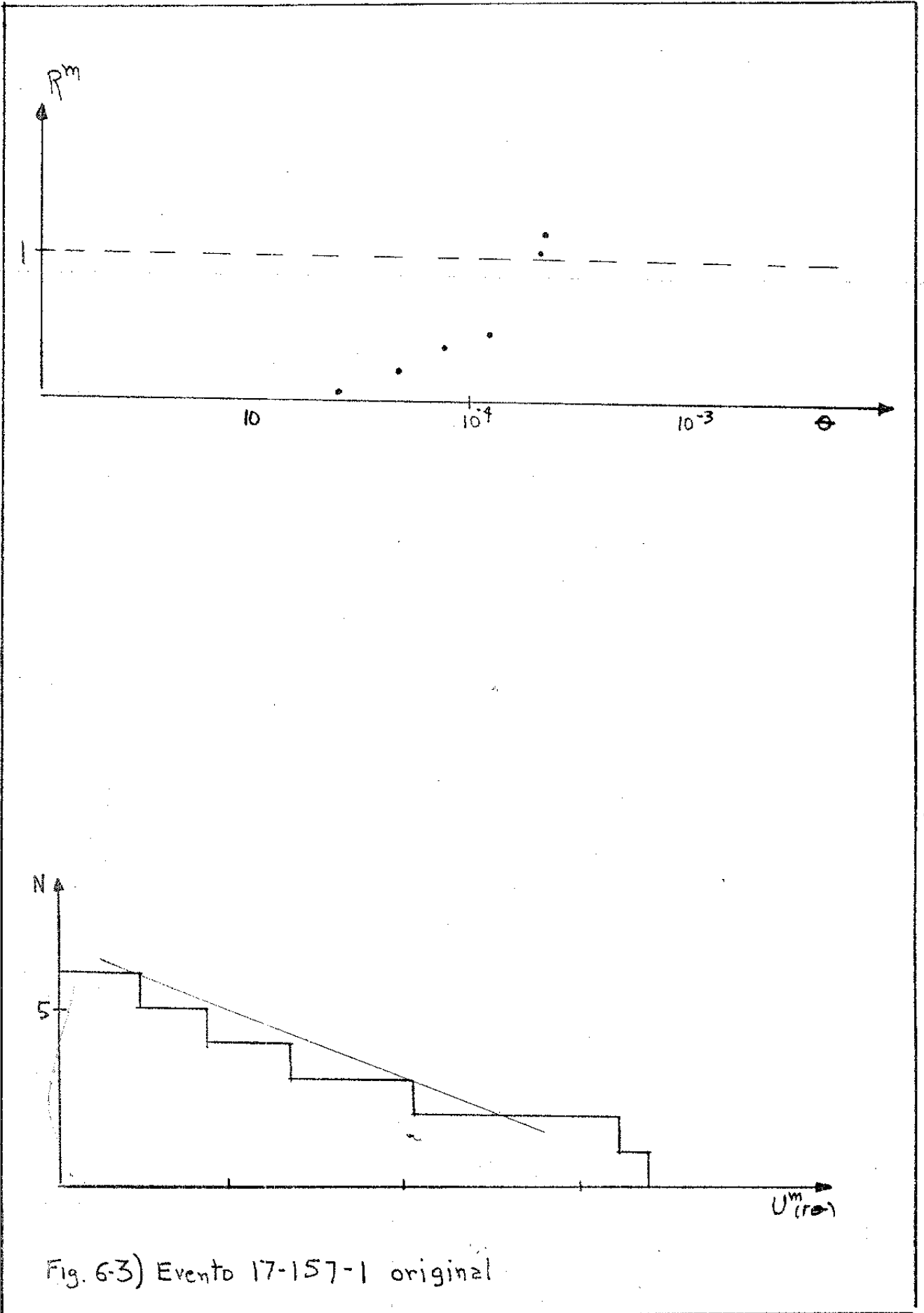


Fig. 6-3) Evento 17-157-1 original

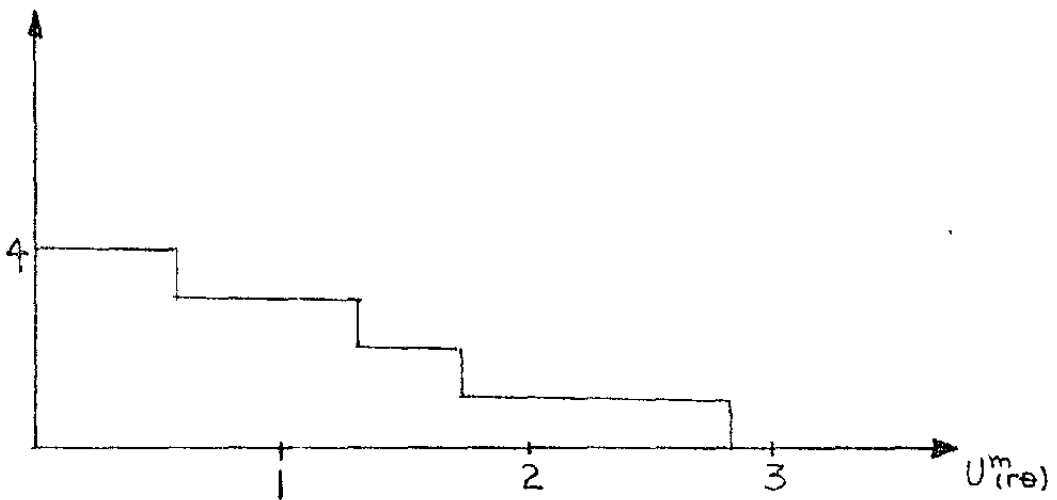
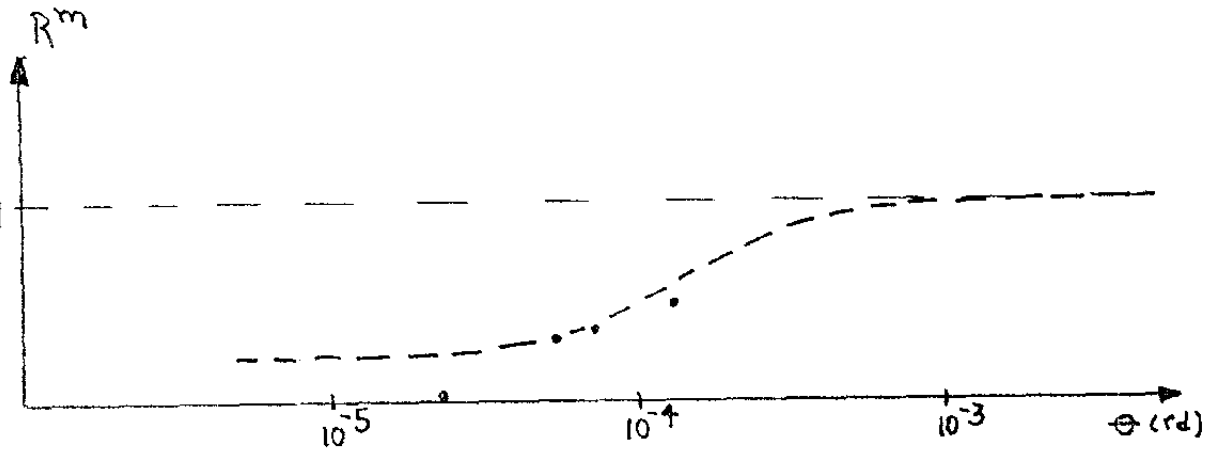


Fig. 6-4) Evento 17-157-1/A sem os 2 γ 's de maior ângulo

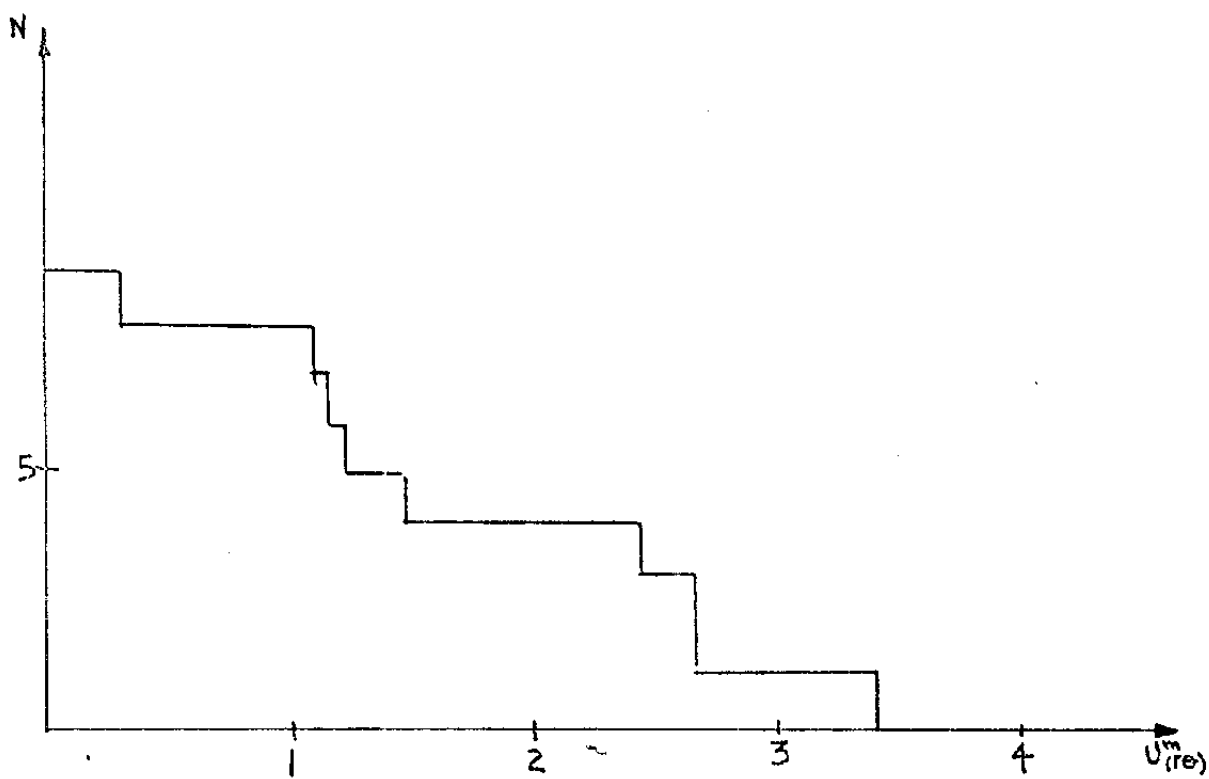
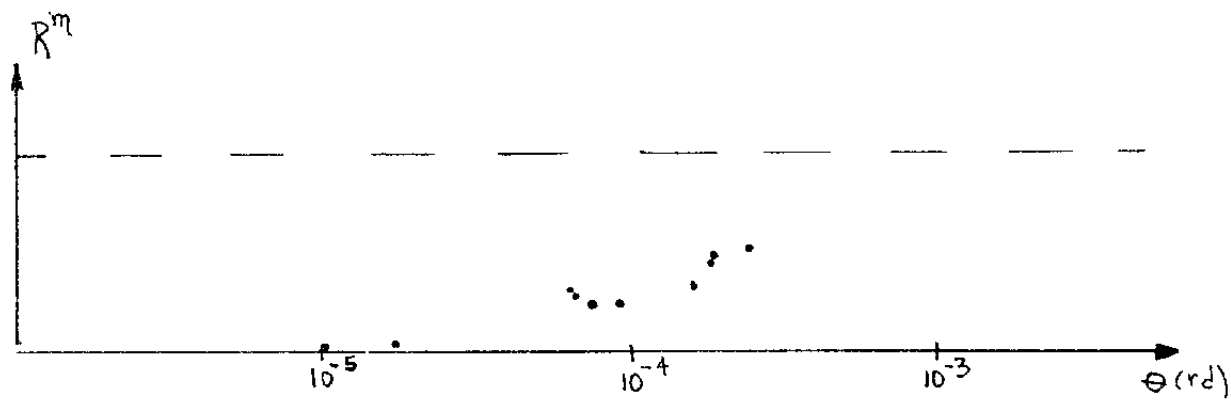


Fig.6-5) Evento 17-92-1 original

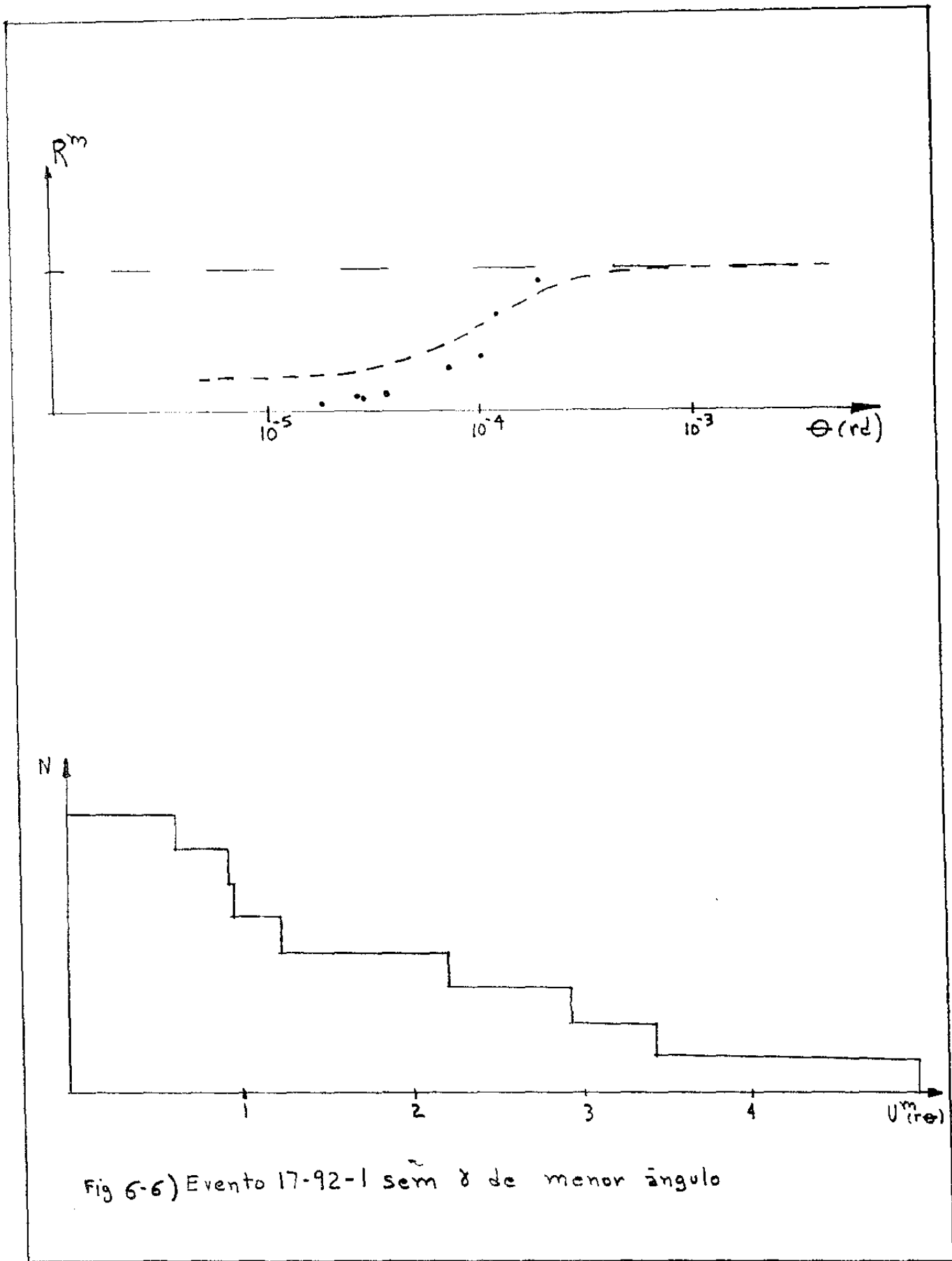


Fig 6-6) Evento 17-92-1 sem $\tilde{\delta}$ de menor ângulo

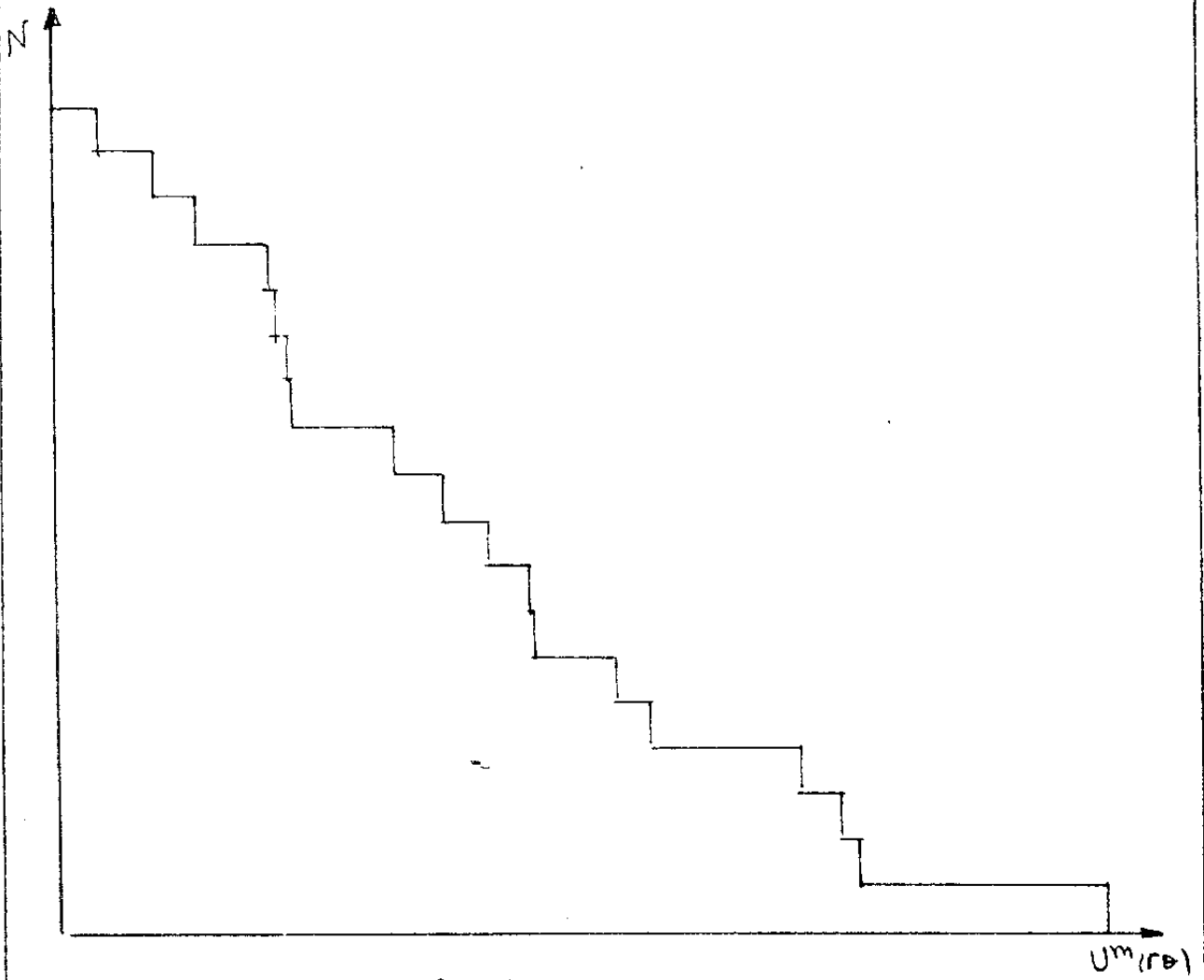
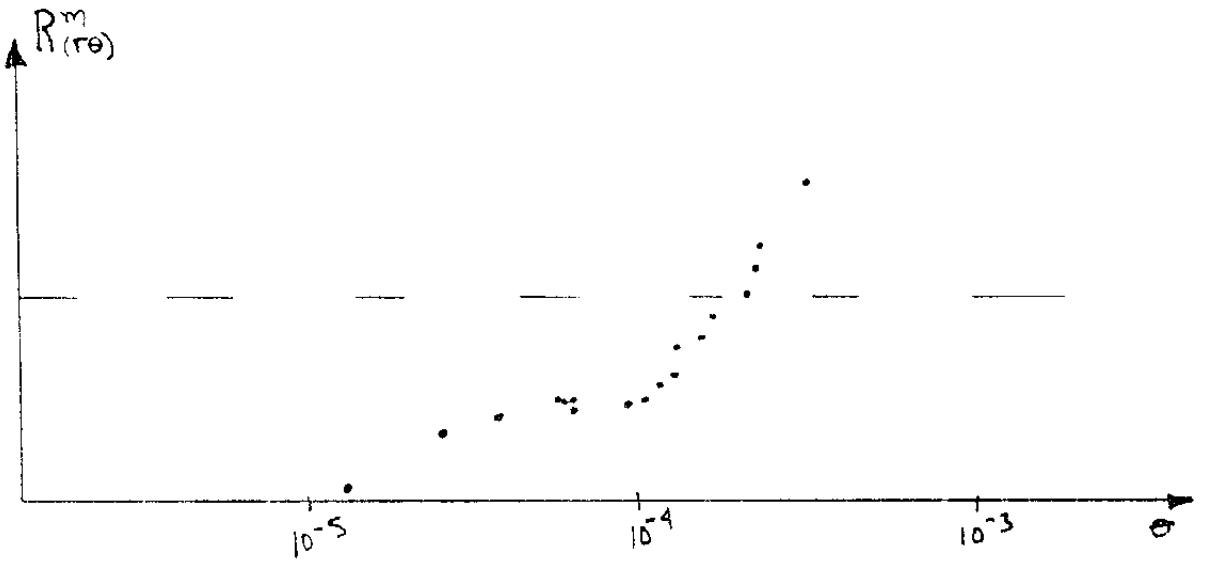


Fig. 6-7) Evento 17-94-4 original

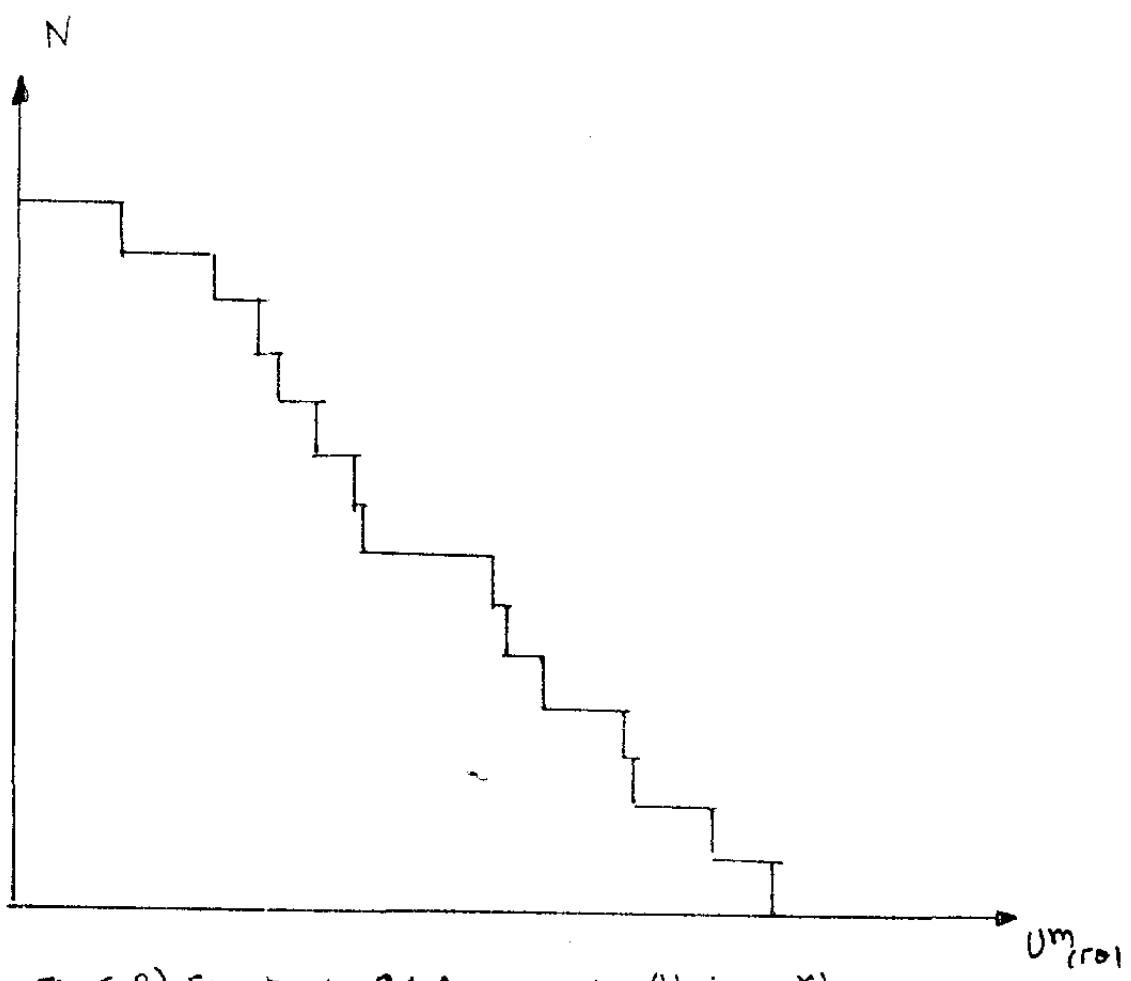
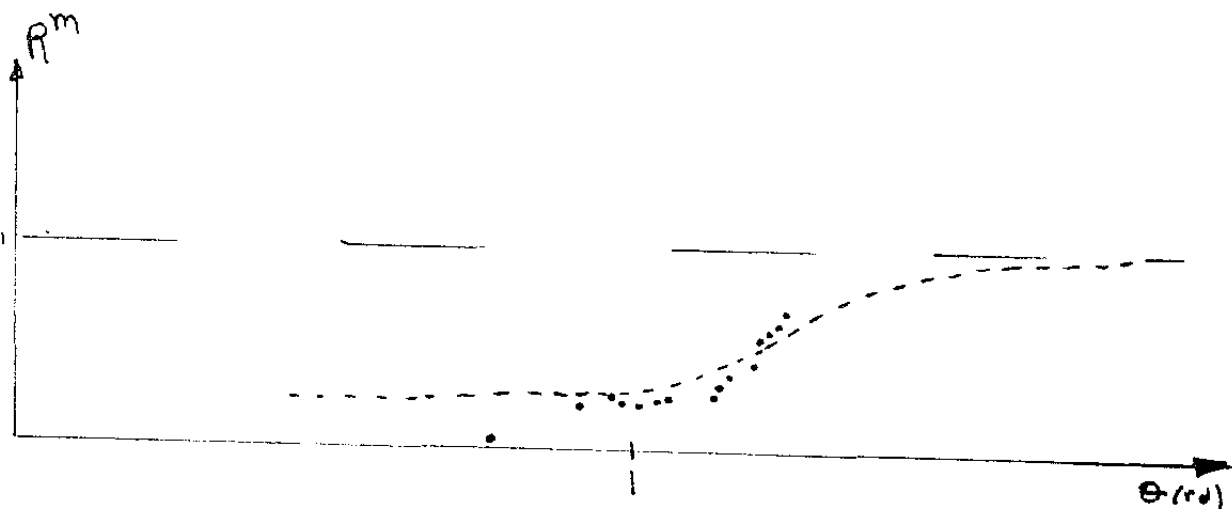


Fig 6-8) Evento 12-94-4 sem 4 últimos 8'5

BLOCO	NR EV	eventos originais			eventos "limpos"		
		$\Sigma E_T (TeV)$	$\Sigma P_T (\frac{GeV}{c})$	N_T	ΣE_T	ΣP_T	N_T
164	1	113	8,94	44	95,5	4,39	27
96	1	32,0	5,40	28	28,6	4,34	23
140	1	31,0	6,64	27	24,8	3,49	20
102	2	32,9	7,39	23	29,2	4,30	19
124	1	43,0	5,64	22	39,5	4,16	16
138	8	21,6	4,48	22	20,3	4,32	20
86	1	39,5	6,15	20	38,4	5,26	17
148	1	20,3	3,38	19			
130	1	38,9	4,64	18	38,7	4,51	17
115	1	21,4	3,39	14	17,5	2,17	9
84	2	21,3	1,41	11	20,4	0,754	8
122	1	24,6	1,23	10	20,4	0,729	6
69	1	32,3	0,952	7			
132	2	28,2	1,12	5			
93	6	13,8	3,82	26	13,0	3,10	22
94	4	17,9	2,74	18	16,4	1,93	14
114	5	10,6	2,79	14	10,2	2,29	13
116	18	11,8	2,99	10	9,3	2,95	9
92	1	19,6	1,51	9	16,9	0,630	8
123	1	10,9	1,88	9	7,3	1,83	8
134	15	12,1	1,32	9	9,9	1,28	7
147	2	10,4	1,62	9	10,1	1,34	8
111	1	11,0	1,38	9	10,3	0,964	8
132	3	8,9	1,37	8	8,7	1,07	7
106	1	12,4	1,93	8	6,5	1,65	6
96	4	10,4	0,528	8	9,6	0,288	5
154	1	14,6	2,77	8			
132	1	15,8	1,82	8			
144	1	13,3	0,626	7	12,7	0,450	5
108	1	12,4	0,834	7			
86	2	11,4	0,963	7	10,6	0,717	6
93	3	9,92	0,445	7	9,65	0,354	5
125	4	9,90	1,86	7			
126	4	9,30	1,25	7	9,21	1,20	6
94	1	13,0	1,6	7	6,56	1,41	6
117	1	11,4	0,782	6	10,1	0,494	4
143	5	16,0	0,634	6	14,0	0,249	5
102	3a	15,5	1,03	5	12,8	1,00	4
133	2	12,1	0,609	5			

Tabela G-1) Energia, momento transversal e multiplicidade dos 39 c-jatos originais e "limpos".

6.3) Resultados

Para os 39 C-jatos que apresentaram resultados satisfatórios com a utilização do procedimento descrito, foi feita uma análise individual e em conjunto. Na 3^a, 4^a e 5^a colunas da tabela 6.1 estão a energia, momento transversal e multiplicidades dos C-jatos originais e nas colunas 5^a, 6^a e 7^a os valores dessa grandeza para os eventos considerados limpos.

A análise consta de 2 partes:

Inicialmente através da determinação das massas na de γ 's dos EI's relativos a cada evento, por vários processos dividiu-se os jatos em tipo Mirim e Açu. A seguir foi feita uma análise em conjunto para cada um desses dois tipos de jatos, construindo-se as distribuições diferencial e integral do momento transversal e energia fracionária. Os resultados são comparados com os obtidos da análise de 80 C-jatos com $\Sigma E > 20\text{Tev}$ (Ref. 13).

A figura 6.9 mostra os espectros de massa obtidos para os 39 C-jatos pelos seguintes métodos:

- a) Cálculo do valor $\frac{4}{\pi}\Sigma P_T$ (Ap.B)
- b) Distribuição de $\Sigma E E \theta^2$ de acordo com U^m e R^m (Ap.C)
- c) Método de Shibata

Na parte d da fig.6.8, o espectro foi construído com os valores que se dispunha para as massas dos eventos originais através do procedimento descrito no capítulo 4. Finalmente na parte e, reproduziu-se a figura 4.7 para comparação.

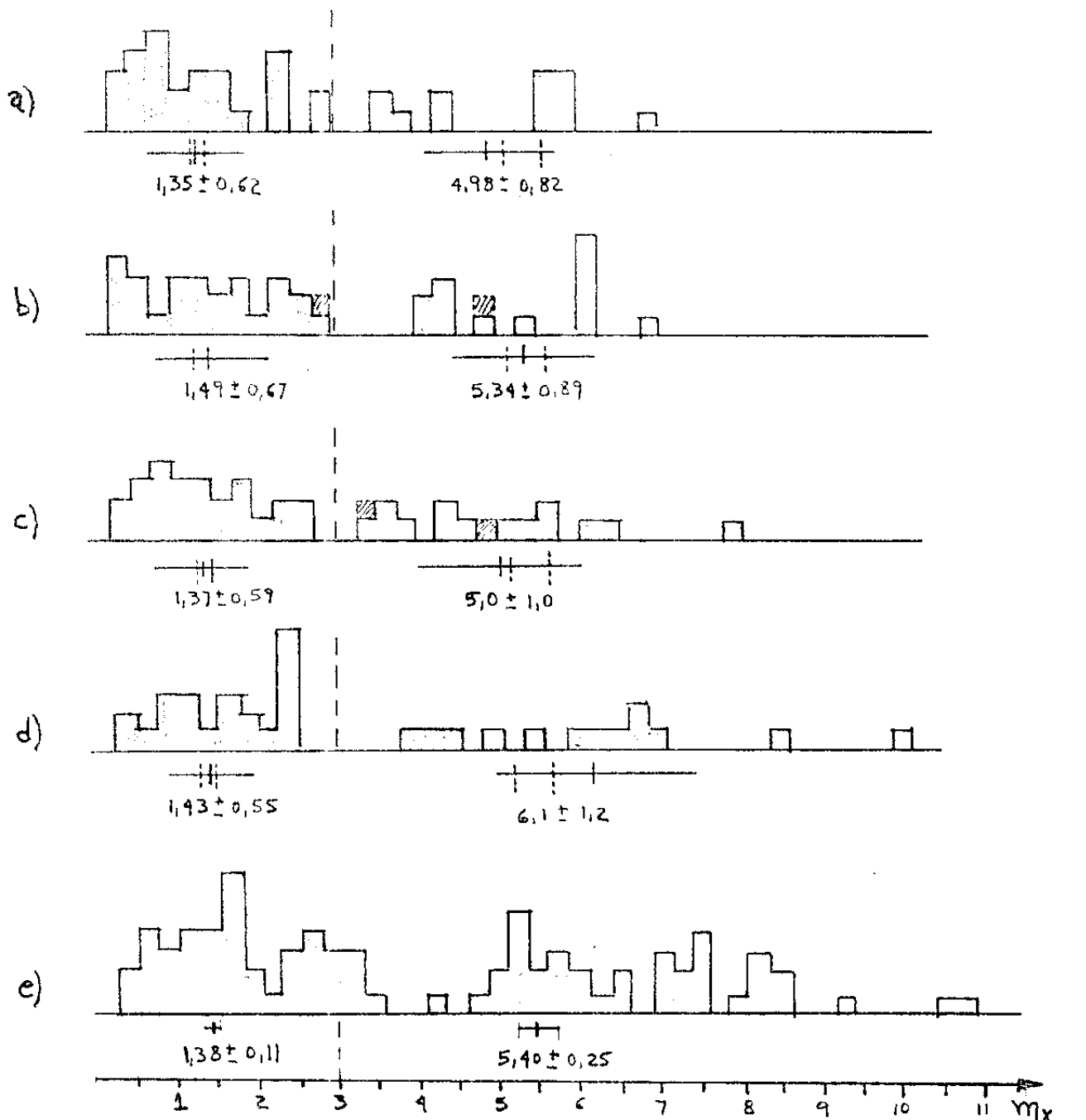


Fig 6-9) Espectros de massa

□: um evento (os quadrados hachurizados são devidos a π^0 s excluídos)

- a) cálculo da quantidade $(4/\pi) \Sigma P_T$ para os 39 C-jatos "limpos"
- b) m_x calculada pelo ajuste de $\Sigma E \Sigma E \theta^2$, de acordo com U^m e R^m para 39 C-jatos "limpos"
- c) m_x calculada pelo método de Shibata (39 C-jatos "limpos")
- d) m_x calculada pelo método comumente usado $((4/\pi) \Sigma P_T \times \sqrt{E \Sigma E \theta^2})$ e método de Shibata) para 35 C-jatos originais (dos 39 "limpos")
- e) m_x calculada pelo método comumente usado para 79 C-jatos com $\Sigma E_T > 20 \text{ TeV}$ (Ref 13, pg 180).

No histograma da parte b é bastante evidente a existência de dois agrupamentos; os eventos cuja massa, por esse método é menor que $3,0 \text{ GeV}/c^2$ são considerados do tipo $M_{\text{mínima}}$ e os demais do tipo A_{jet} (13).

Pode-se observar em todas essas avaliações de massa, a existência de dois aglomerados, um abaixo de $3 \text{ GeV}/c^2$ e outro acima. Os eventos que constituem o 1º aglomerado na figura 6.8-b foram considerados do tipo Mirim e consistentes com a emissão de um Q-H. Os do 2º aglomerado, do tipo Açu e consistentes com a emissão de um Q-SH.

Distribuição Angular

A figura 6.10 mostra a distribuição de $\log \tan \theta$ normalizada por $\sum E_{\gamma}$ para os dois conjuntos de jatos (a: Mirim, b: Açu) na qual pode-se observar os dois aglomerados. Essa distribuição permite uma estimativa das massas dos EI's correspondentes. Contando-se o número de pontos, pode-se estimar $\Omega_{1,2} = 1/\Gamma$. Da relação $\sum E = \Gamma M_{\gamma}$ obtém-se que

$$\sum E \Omega_{1,2} = \frac{\sum E}{\Gamma} = M_{\gamma}$$

Para os jatos Mirim, obteve-se $M_{\gamma} = 1,24 \text{ GeV}/c^2$ e para os Açu, $M_{\gamma} = 4,8 \text{ GeV}/c^2$ que são compatíveis com os resultados obtidos anteriormente.

Distribuição do Momento Transversal

Na figura 6.11, são apresentadas as distribuições integrais desses eventos. A menos das regiões que apresentam muita perda, os pontos obedecem

$$N = N_{\gamma} \exp\left(-\frac{P_T}{\langle P_T \rangle}\right)$$

Na tabela 6.2 estão os valores de $\langle P_T \rangle$ obtidos

através do coeficiente angular e da média aritmética dos P_T 's de cada γ . A última coluna contém os resultados de 80 C-jatos com $\Sigma E_\gamma > 20$ Tev analisados pelos critérios tradicionais. Por extrapolação da curva obtém-se para as multiplicidades médias de cada um $N_Y^M \approx 7,5$ e $N_Y^A \approx 21$. Esses valores são compatíveis com os obtidos através da distribuição diferencial de P_T (figura 6.12) $N_Y^M \approx 7$ e $N_Y^A \approx 21$ e da distribuição integral de energia fracionária (figura 6.13), $N_Y^M \approx 7$ e $N_Y^A \approx 20$ (tabela 6-3).

No conjunto de 39 C-jatos que apresentaram resultados razoáveis, dois deles tiveram um único número de γ 's excluídos, relativamente alto: γ 's do evento 17-140-1 e 17 do 17-164-1 (tabela 1). Para estes, foi verificada a consistência dos γ 's excluídos com a emissão de um estado intermediário. Nas figuras 6.14, 6.15, 6.16, 6.17 e 6.18 estão apresentadas as curvas do evento 17-164-1 original, sem os excluídos e dos excluídos; nas figuras 6.19, 6.20, 6.21, 6.22 e 6.23 para o evento 17-140-1. No primeiro evento nota-se uma consistência melhor que no segundo evento. Os resultados obtidos para esses 2 eventos de γ 's excluídos, foram incluídos nos gráficos dos 39 C-jatos em conjunto. Esses valores estão indicados pelos retângulos hachurados na figuras 6.8 e 6.11 e pelos asteriscos na distribuição angular (fig. 6.9). Na figura 6.11 apresenta-se a distribuição integral de P_T incluindo-se esses 2 eventos. Comparando-se esse gráfico com o fornecido pelos 39 C-jatos (figura 6.11) limpos, constata-se a consistência.

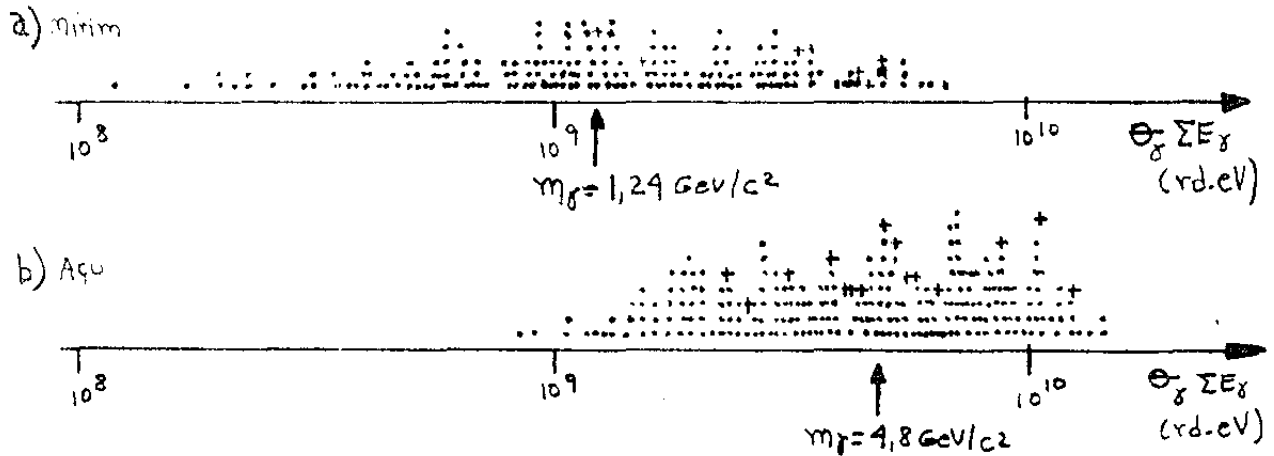


Fig. 6-10) Distribuição angular para os jets Mirim e Açu
 ($m_j = \theta_{1/2} \cdot \Sigma E_j$, onde $\theta_{1/2}$ é a coordenada em relação a qual metade dos pontos estão à esquerda e metade à direita).

- → 39 eventos "limpos"
- + → 8's excluidos dos eventos 17-164-1 e 17-140-1

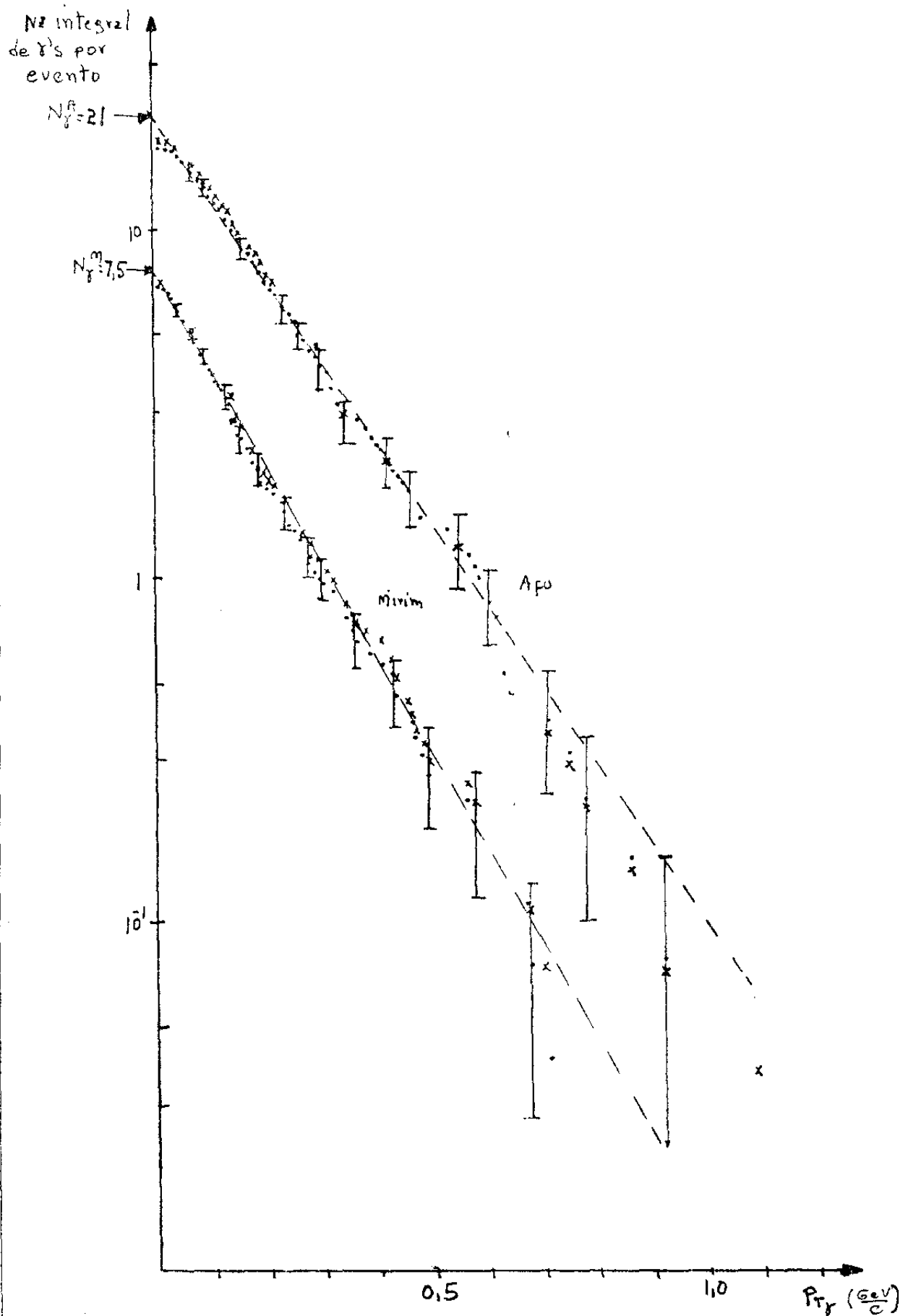


Fig.6-11) Distribuição integral do momento Transversal dos γ 's
 • \rightarrow 39 eventos "limpos" (26 do tipo minim e 13 do tipo Apo)
 x \rightarrow 41 eventos : 39 "limpos" mais os γ 's excluídos dos eventos 17-169-1 e 17-140-1 .

	$\langle P_{T_x} \rangle$ meV/c		
	pel o coeficiente angular de distribuição integral (Fig. 6-11)	pele média aritmética	Resultado obtido para 79 C-retos com $ZR_0 > 20$ TeV (Ref. 13)
mirim	154 ± 23	162 ± 11	140
Aço	186 ± 23	218 ± 11	220

Tabela 6-2) momento médio dos δ 's

	N_{γ}		
	Distribuição integral de P_{T_x}	Distribuição diferencial de P_{T_x}	Distribuição integral de energia fracionária
mirim	7,5	7,0	7,0
Aço	21	21	20

Tabela 6-3) Multiplicidade dos δ 's

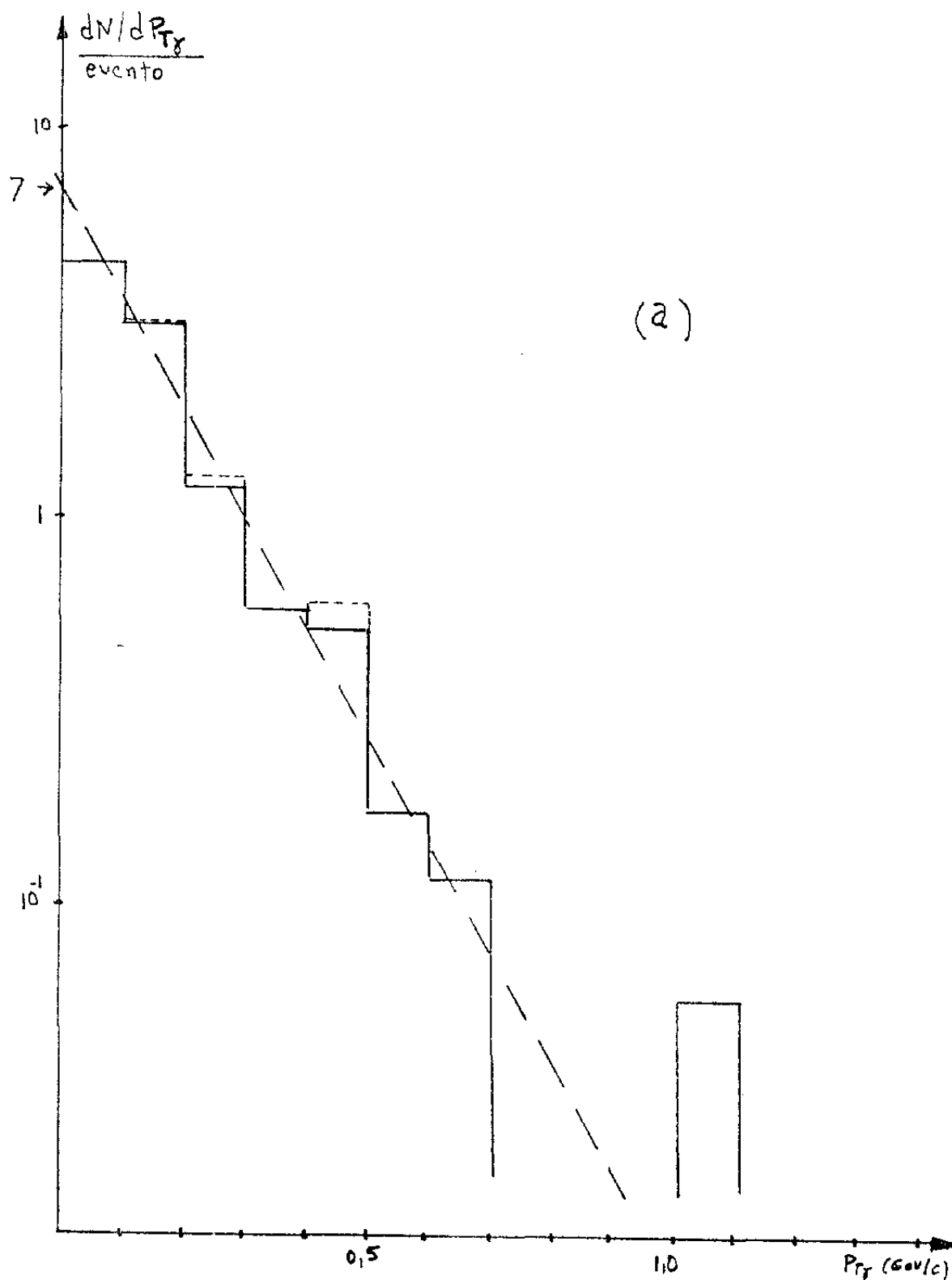


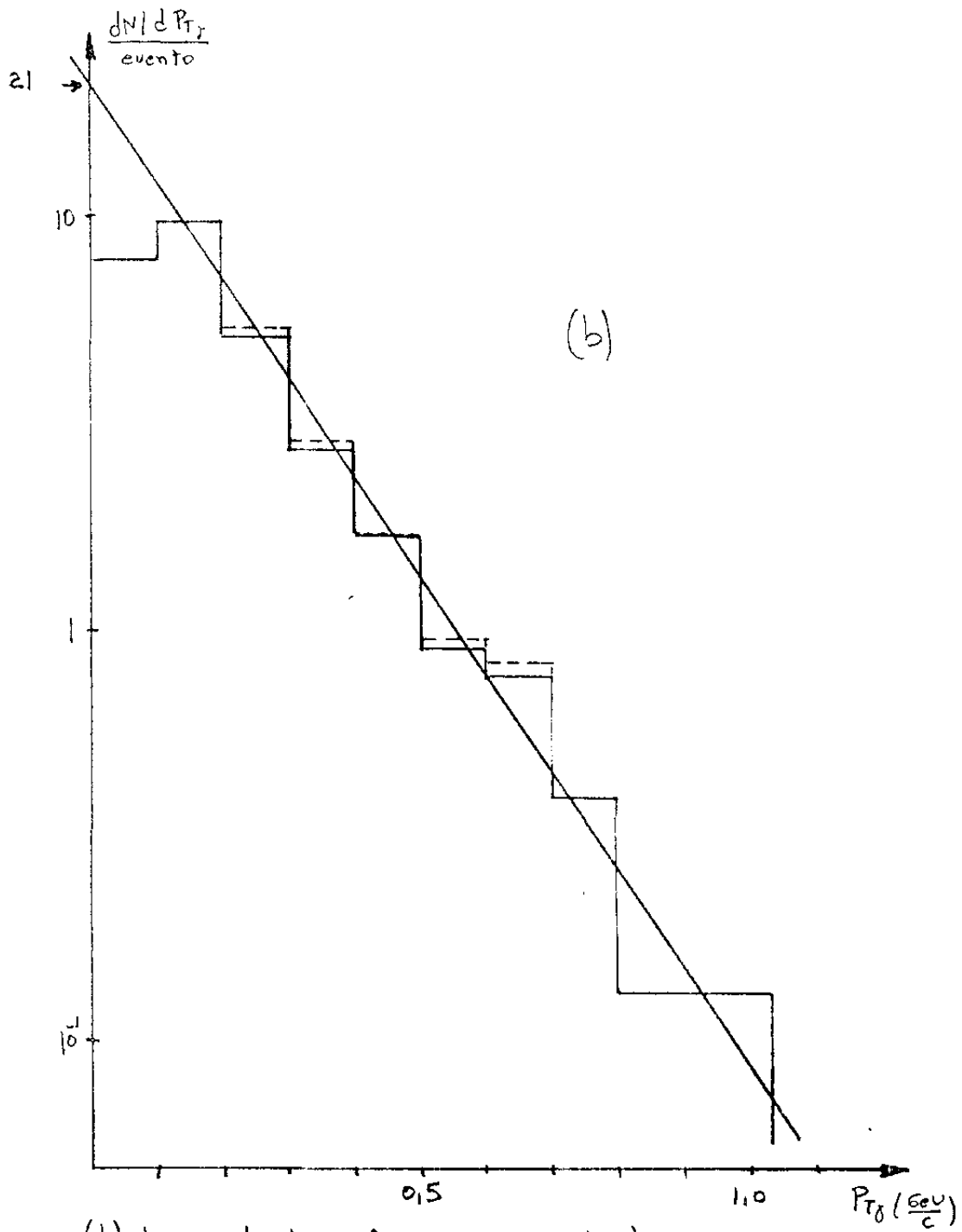
Fig. 6-12) Distribuição diferencial do momento transversal dos π 's

$$\text{De } N = N_T e^{-Pr_T / \langle Pr_T \rangle} \rightarrow \frac{dN/dPr_T}{\text{evento}} = \frac{N_T / \text{evento}}{\langle Pr_T \rangle} e^{-Pr_T / \langle Pr_T \rangle} \dots$$

Para $Pr_T = 0 \rightarrow \frac{N_T}{\text{evento}} = \frac{dN/dPr_T}{\text{evento}} \times \langle Pr_T \rangle$. No cálculo de N_T / evento utilizou-se $\langle Pr_T \rangle$ obtido das distribuições integrais de Pr_T (figura anterior).

Os retângulos tracejados correspondem à distribuição obtida com os π 's excluídos dos eventos 17-164-1 e 17-140-1.

(a) dados do tipo mirim (26 eventos)



(b) Jetos do tipo Açú (13 eventos)

A NR integral de λ 's
evento

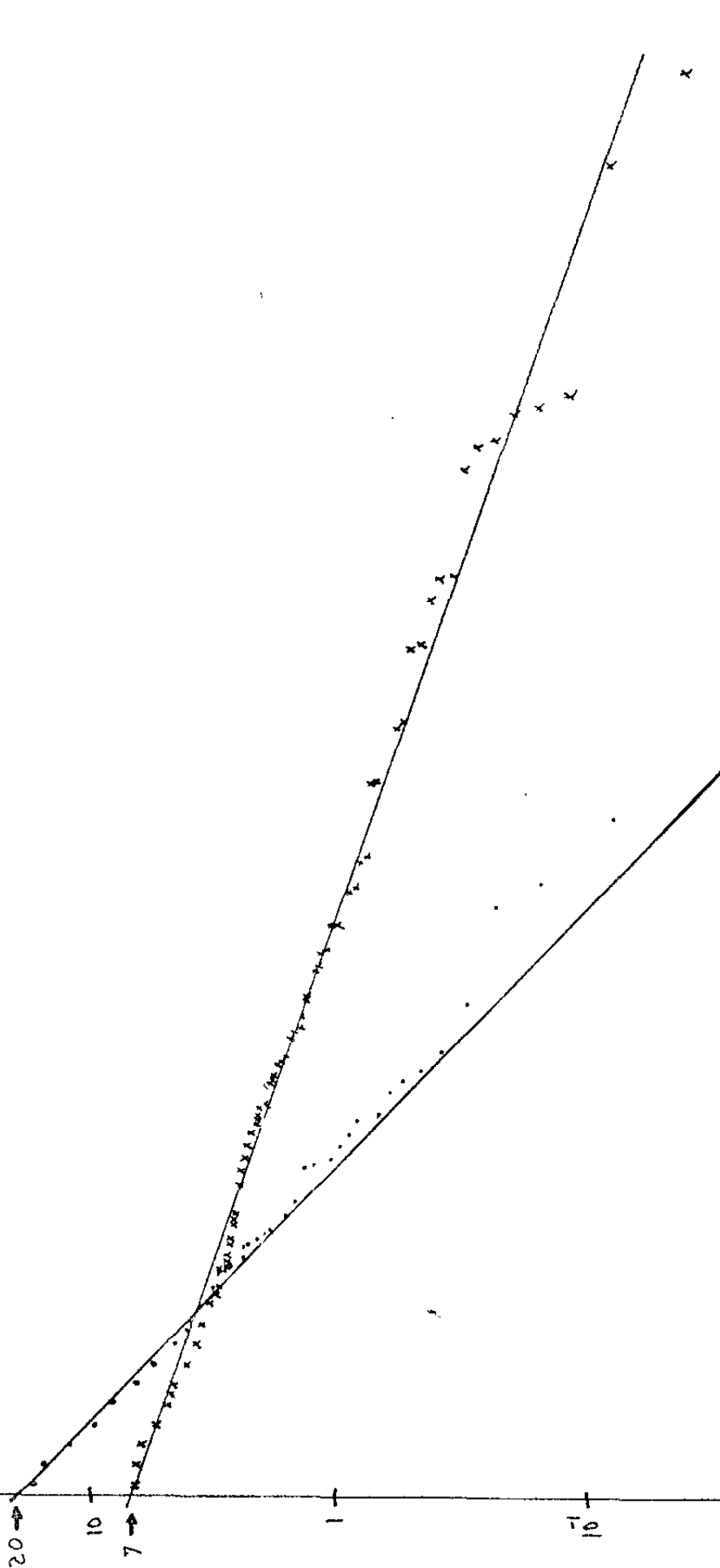


Fig. 6-13) Distribuição integral de energia fracionária do λ 's (39 eventos "limpos")

- 13 eventos do tipo Aço
- x 26 eventos do tipo Mirim

$$f_r = E_r / \Sigma E_T$$

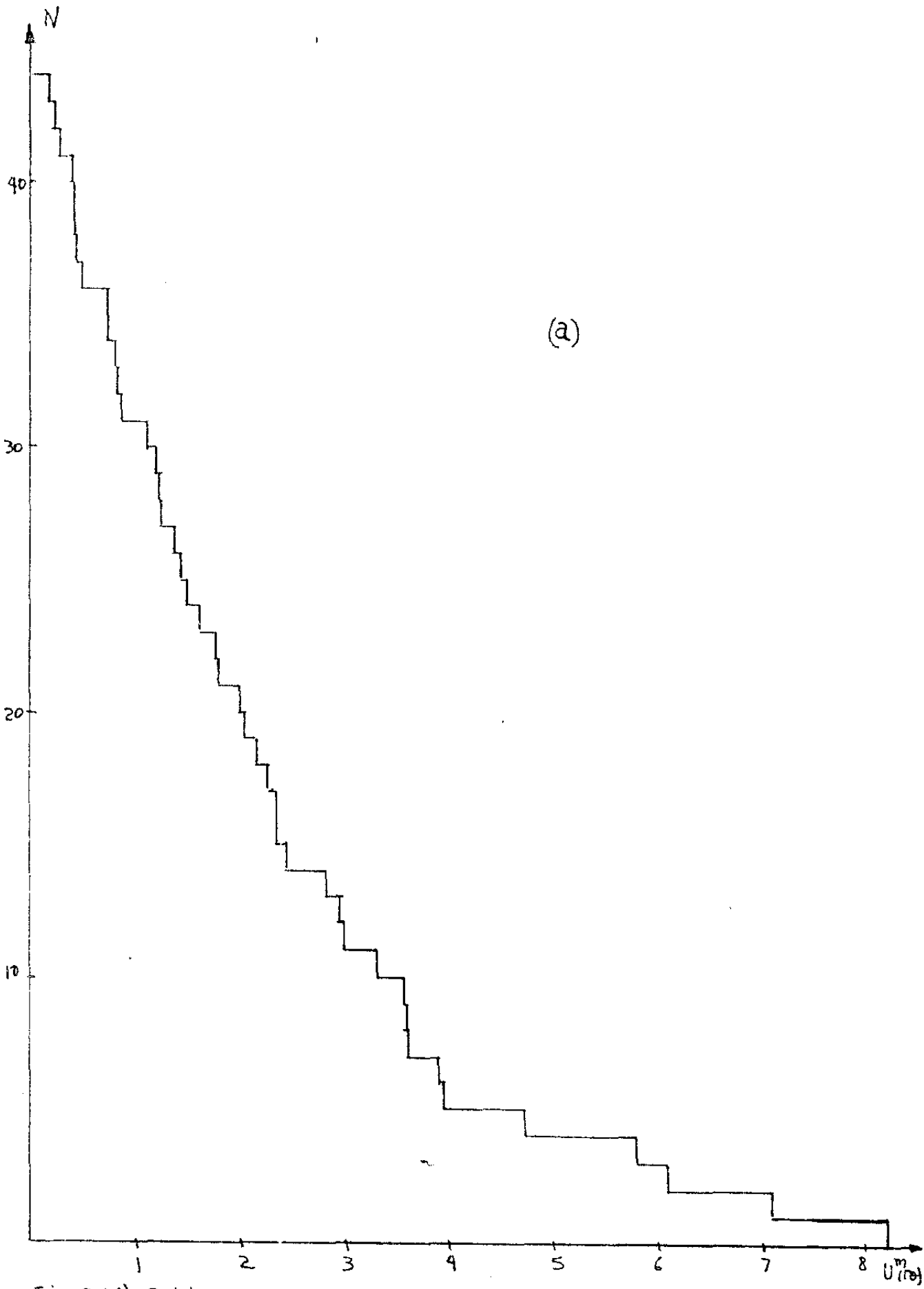
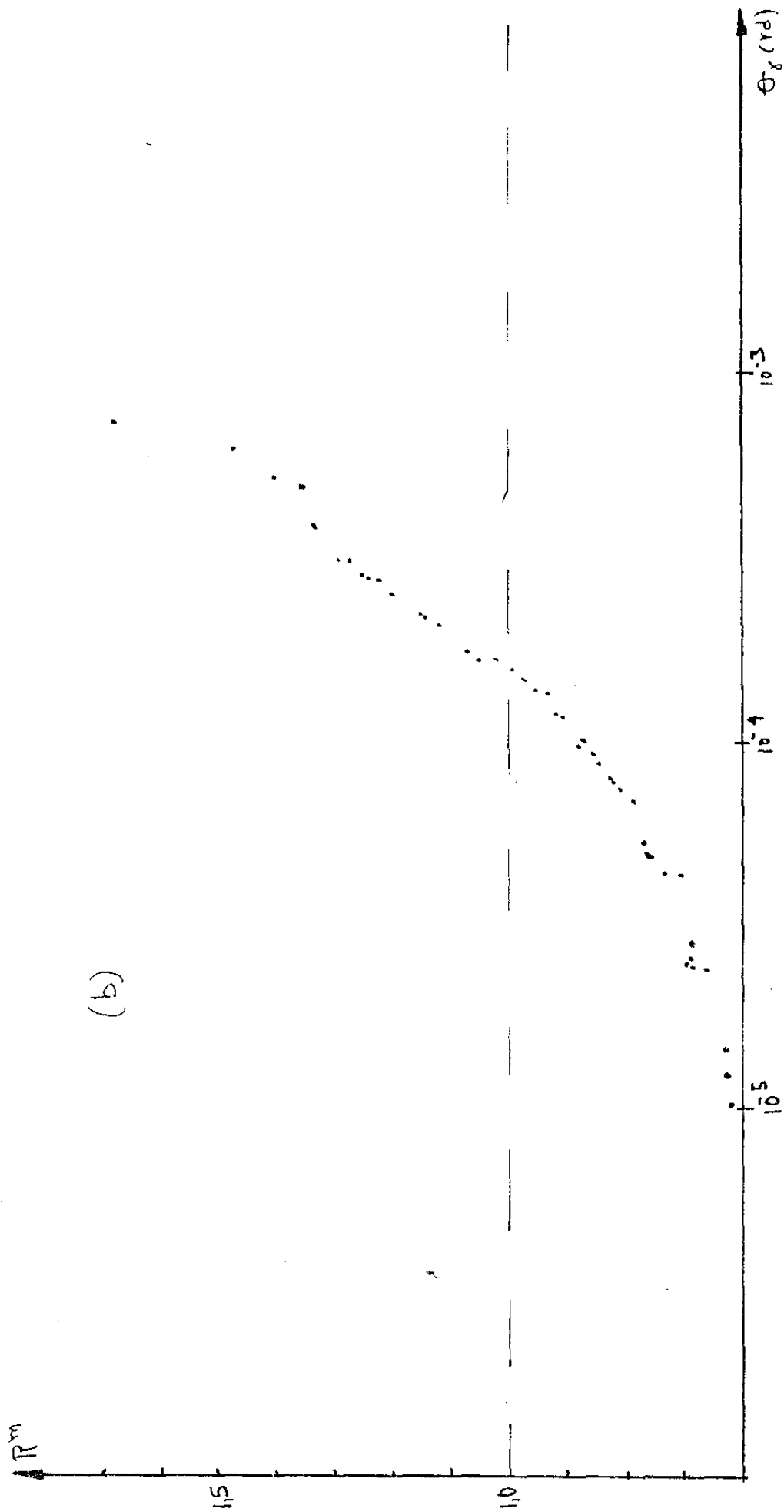


Fig. 6-14) Distribuições para o evento 17-164-1 original (448's)
 (a) Distribuição de $U^m(ro)$.



(b)

(b) Distribuição de R^m (re)

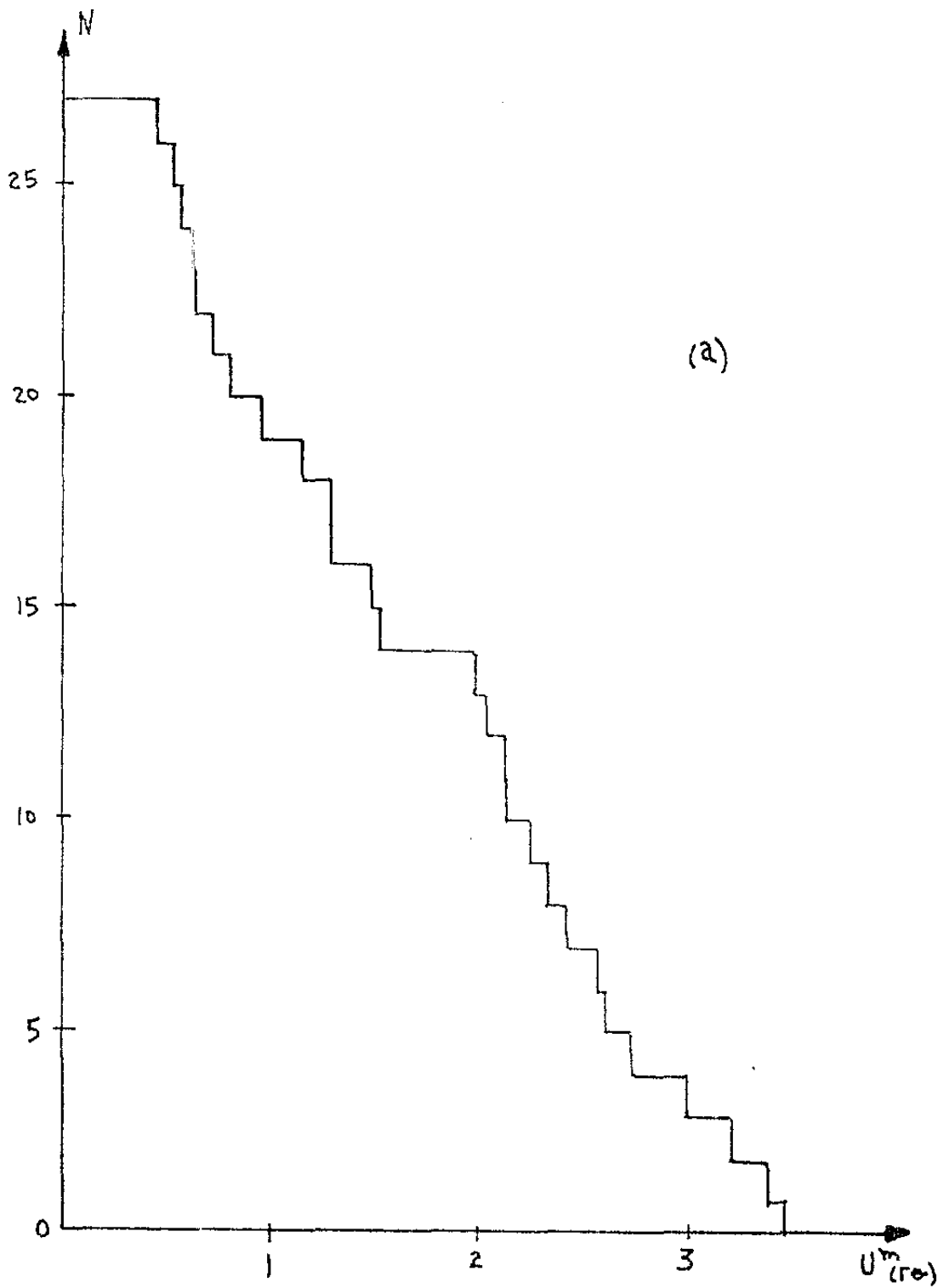
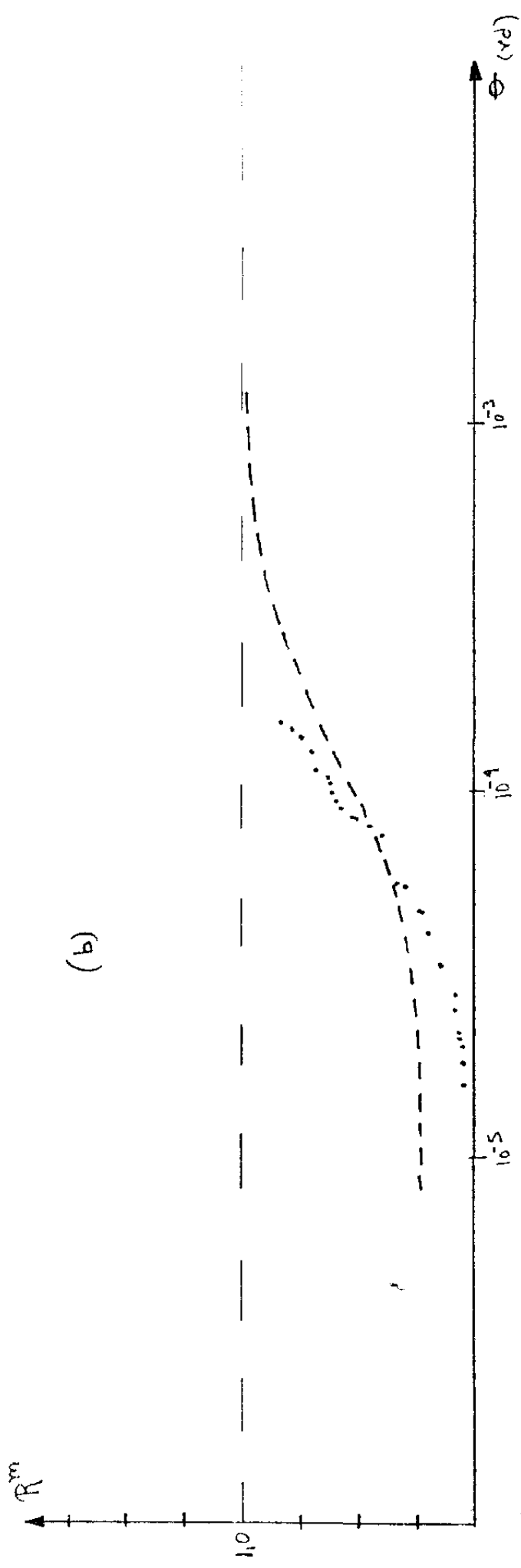


Fig 6-15) Distribuições para o evento 17-164-1 sem 17 8's de maior ângulo.

(a) Distribuição de $U_m(ro)$



(b)

(b) Distribuição de R^m

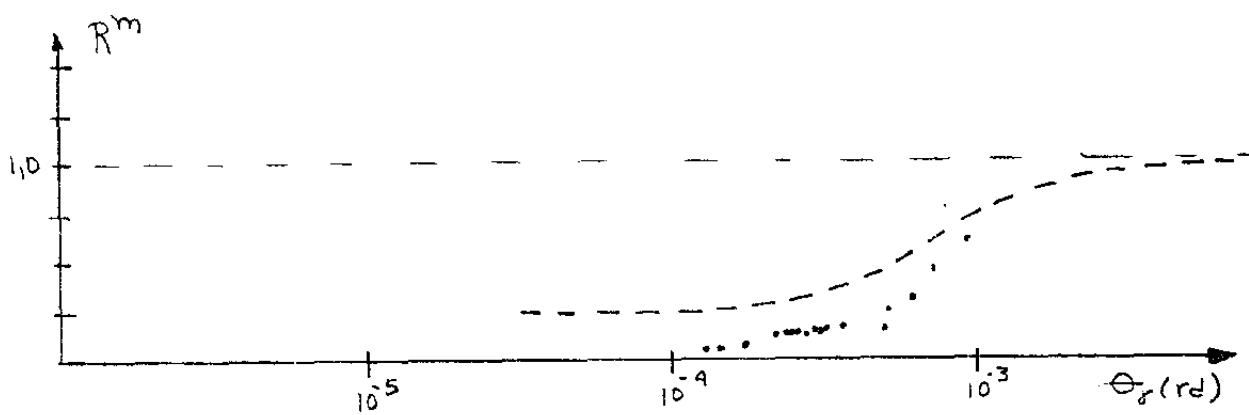
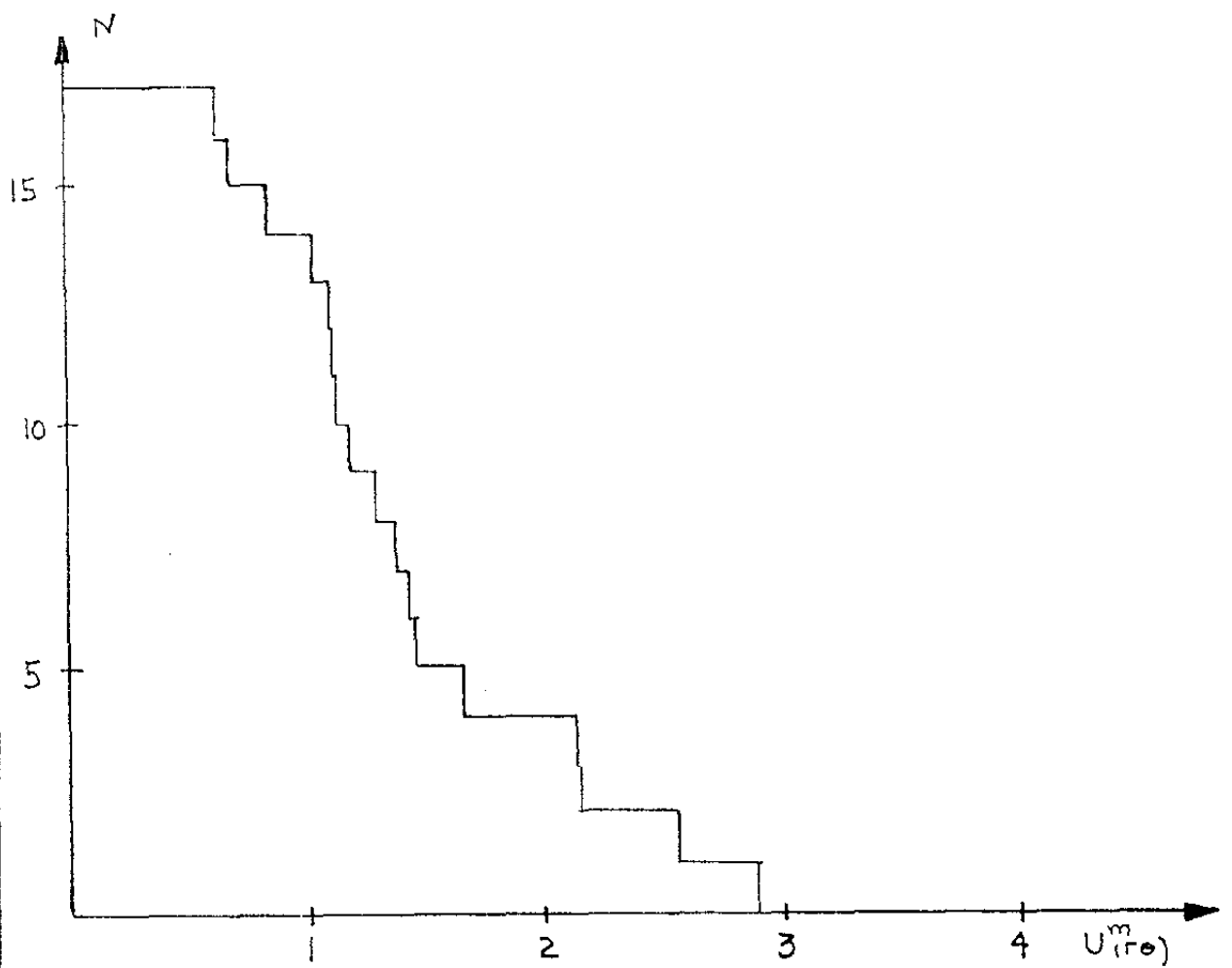


Fig 6-16) Distribuições de U^m e R^m para os 17 γ 's de maior ângulo excluídos do evento 17-164-1

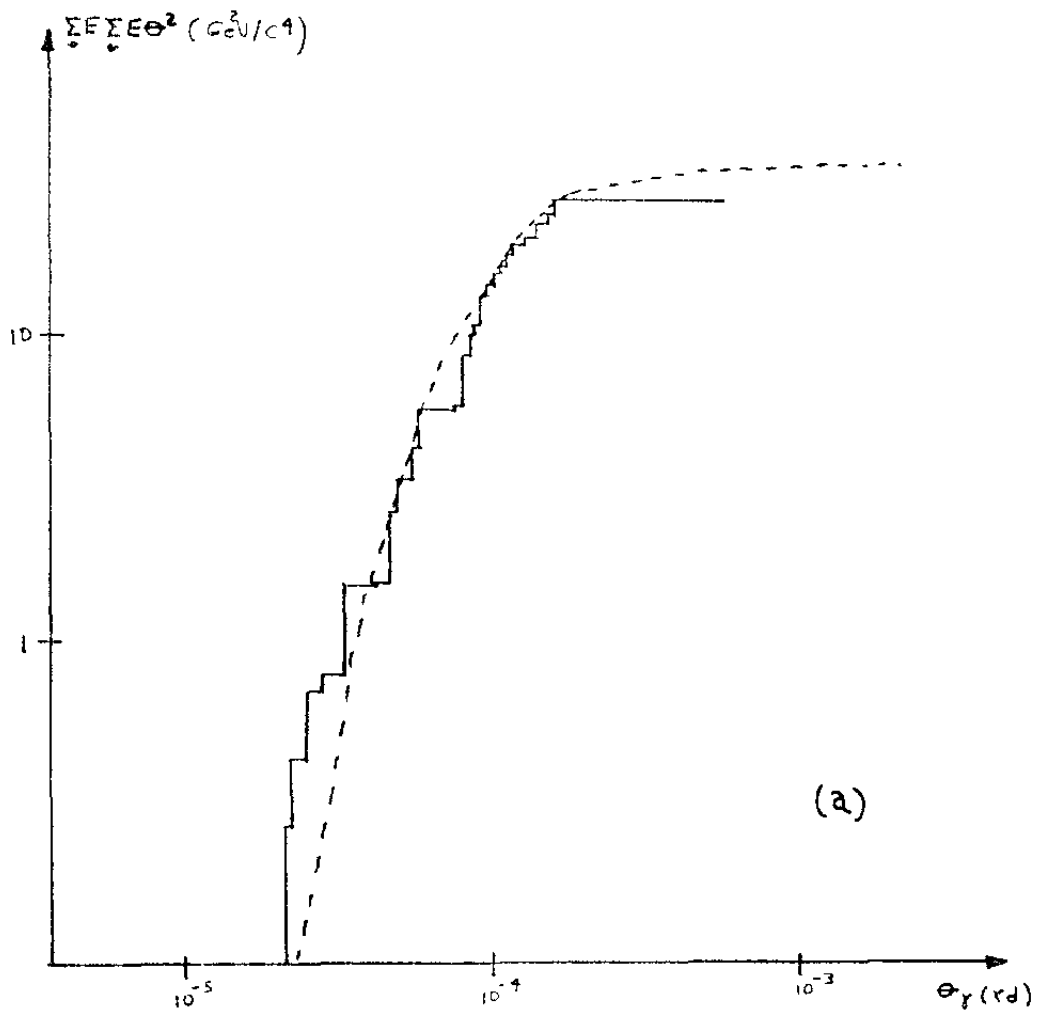
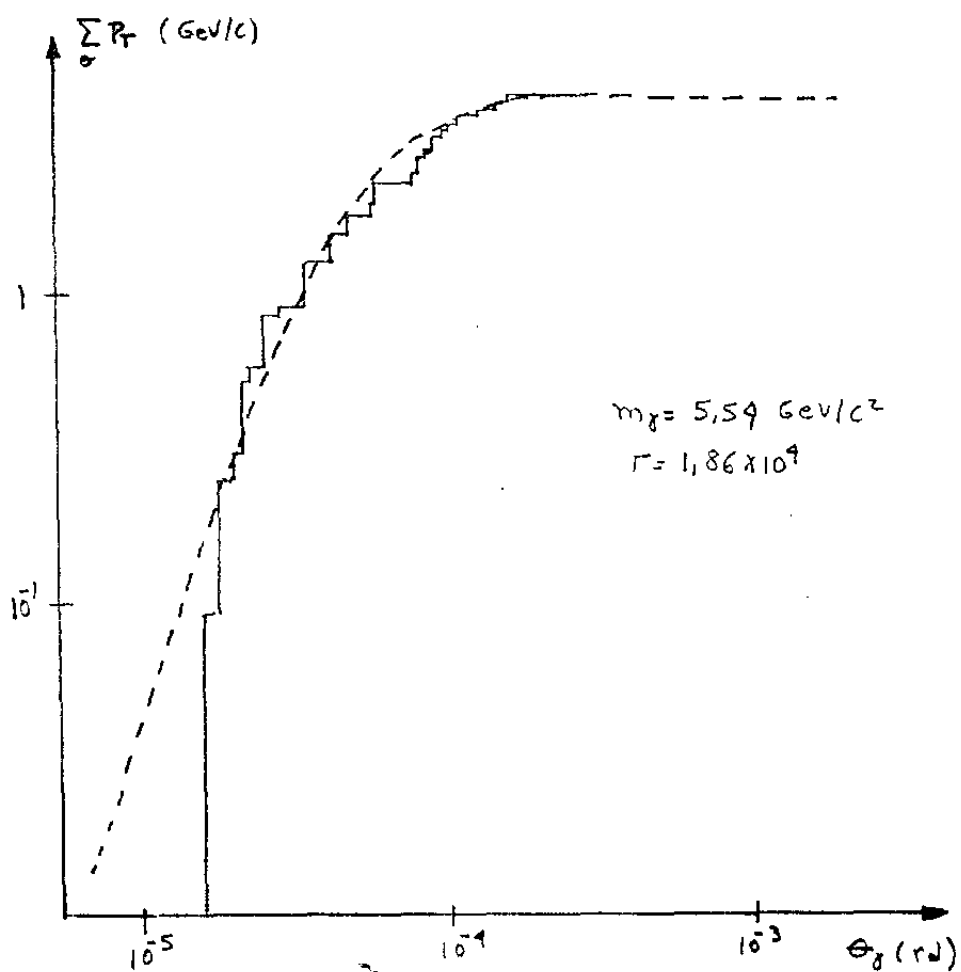
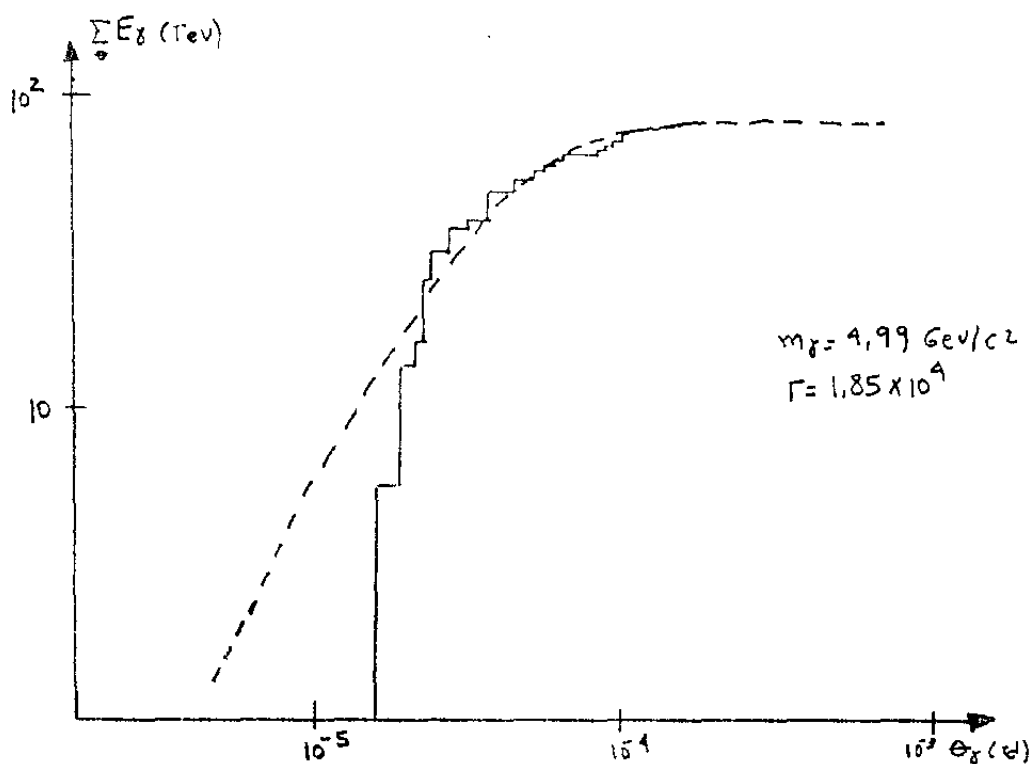


Fig 6-17) Cálculo de m_γ para o evento 17-164-1, sem os 17 γ 's de maior ângulo

(a) método do $\Sigma E \Sigma E \theta^2$

$$m_\gamma = 6,1 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma \approx 1,6 \times 10^{\dagger}$$



(b) método de Shibata

$$\langle m_{\delta} \rangle = 5,3 \text{ GeV}/c^2$$

$$\langle \Gamma \rangle = 1,86 \times 10^4$$

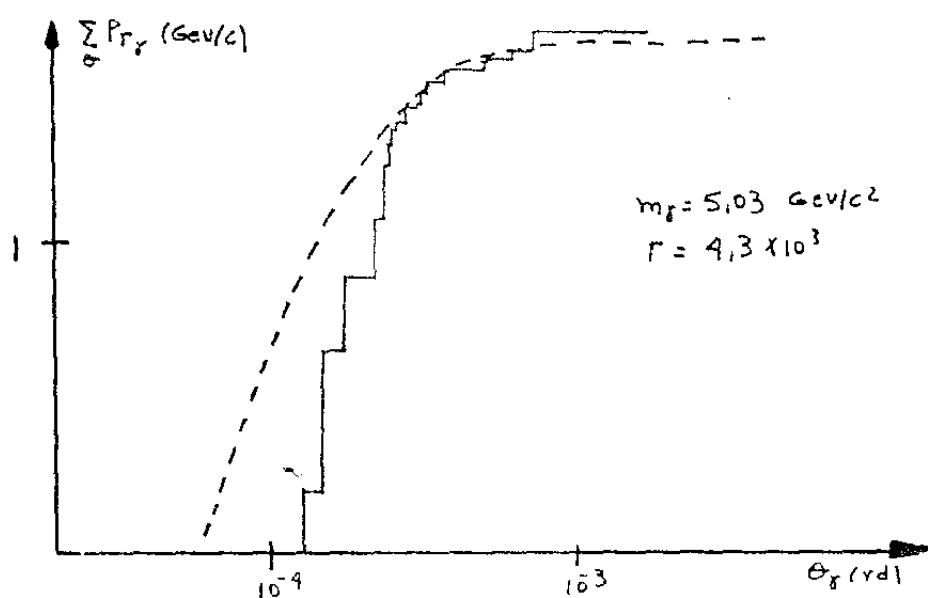
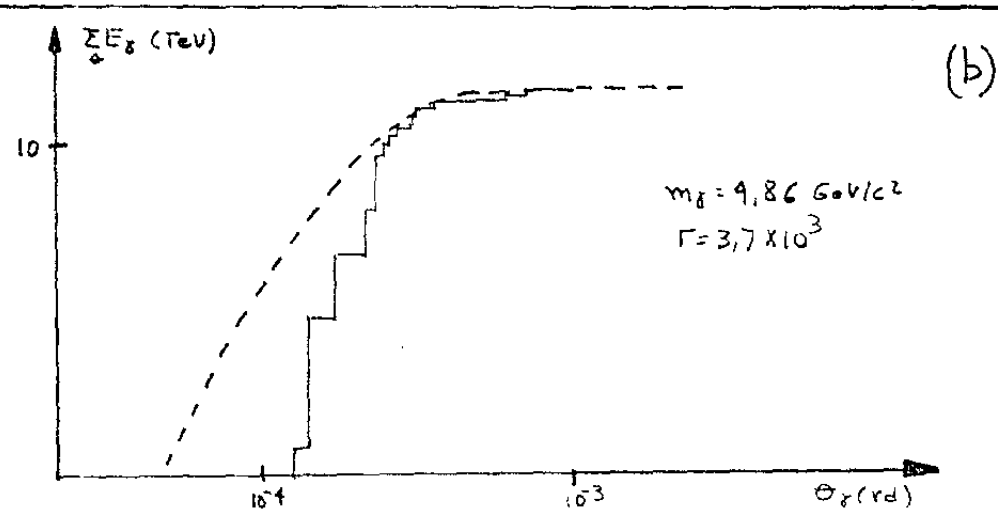
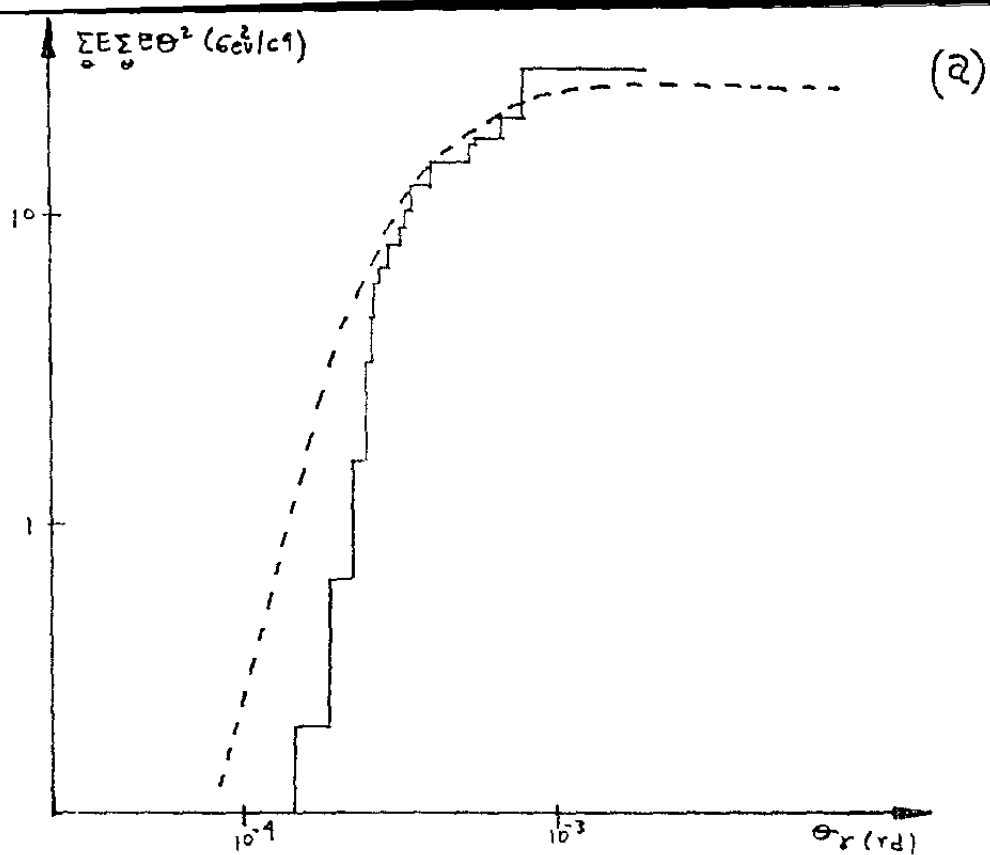


Fig 6-18) Cálculo de m_γ para os 17 γ 's de maior ângulo excluídos do evento 17-169-1

a) Método de $\Sigma E \Sigma E \theta^2$: $m_\gamma = 5,06 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 4,7 \times 10^3$

b) Método de Shibata: $\langle m_\gamma \rangle = 4,9 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 4,0 \times 10^3$

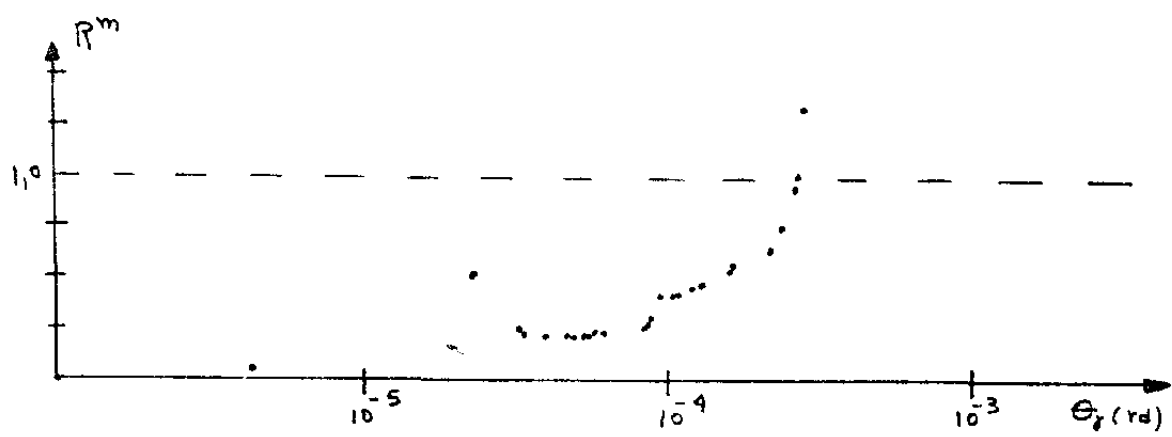
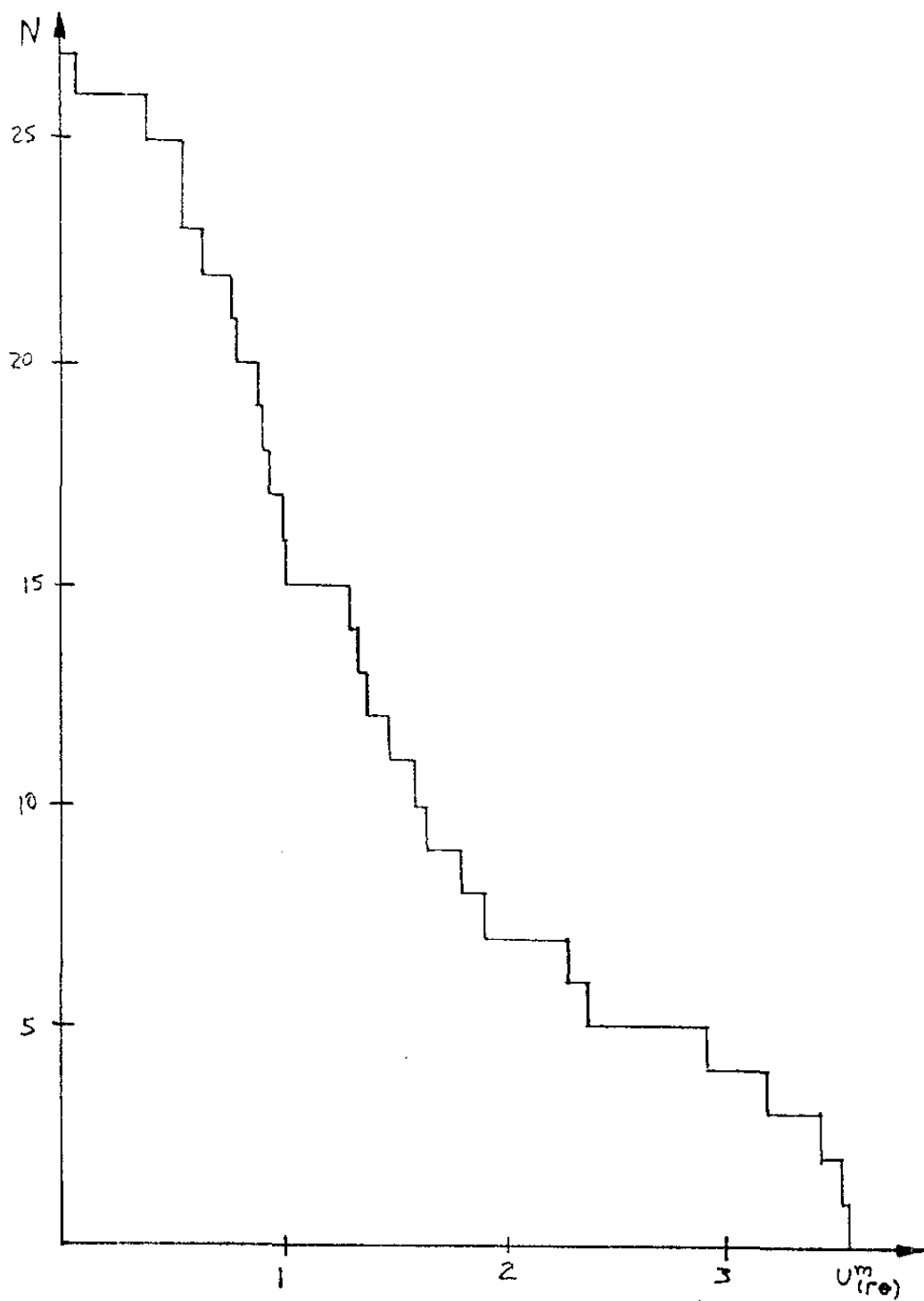


Fig. 6-19) Distribuições de U^m e R^m para o evento 17-140-1, original (27 8's)

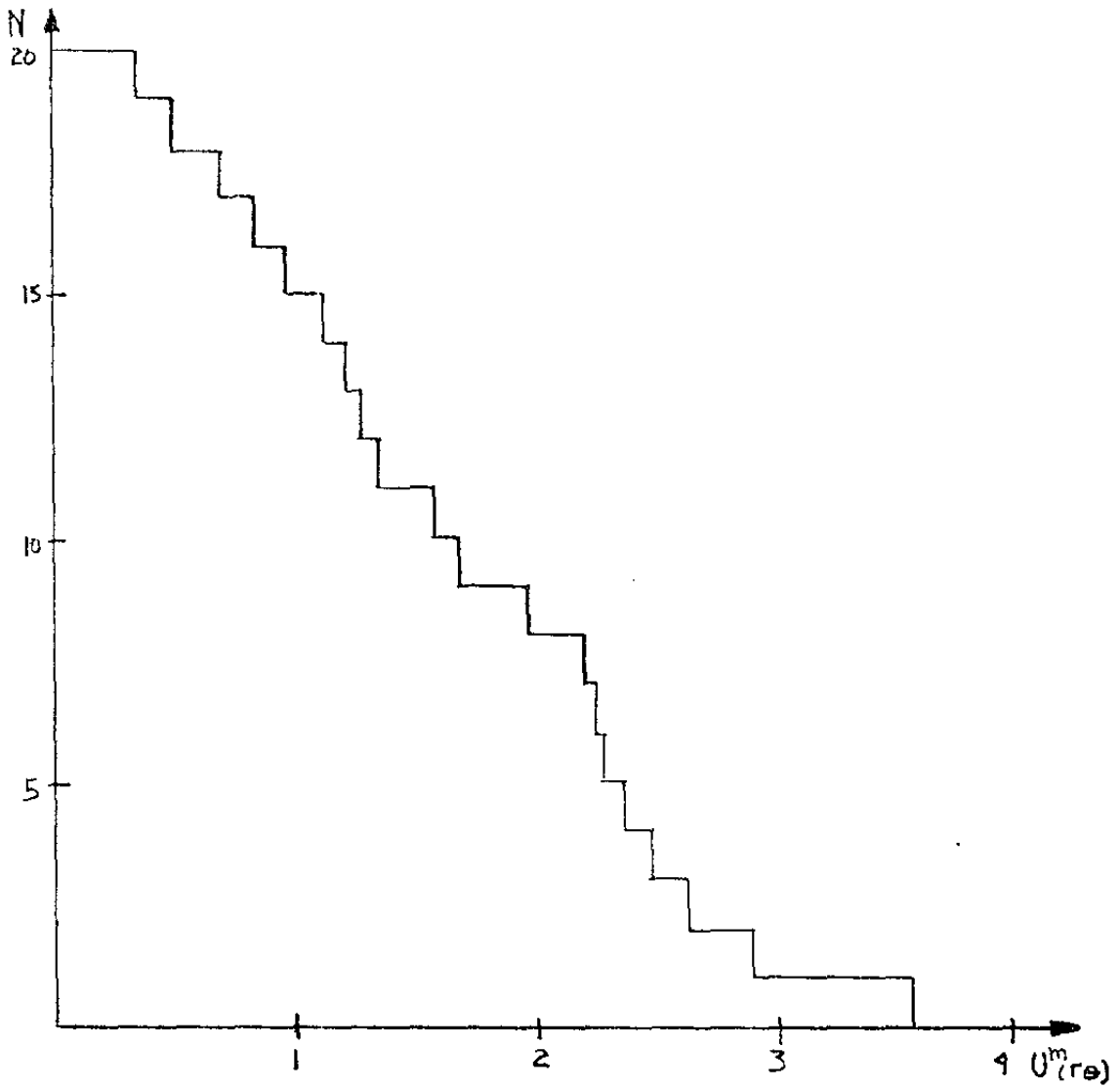
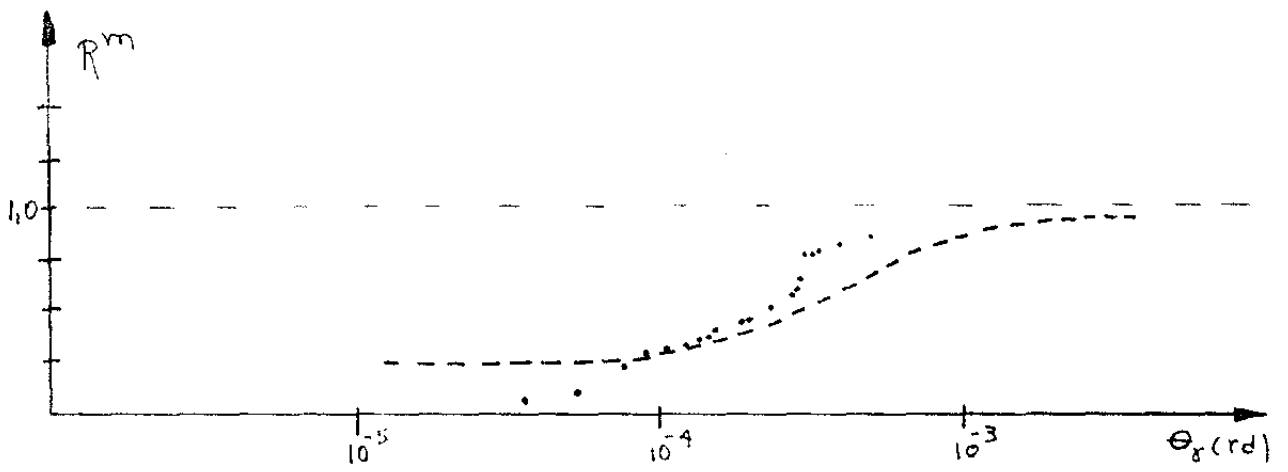


Fig. 6-20) Distribuições de U^m e R^m para o evento 17-140-1 com 7 δ 's excluídos (5 últimos e 2 primeiros).

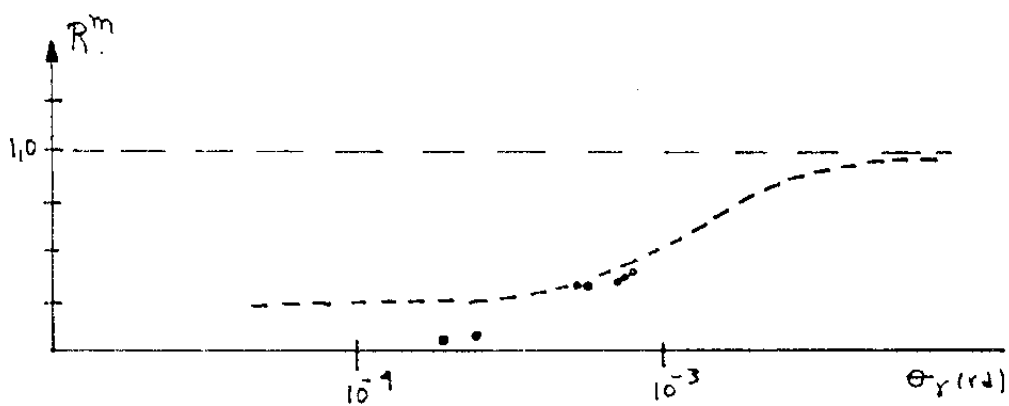
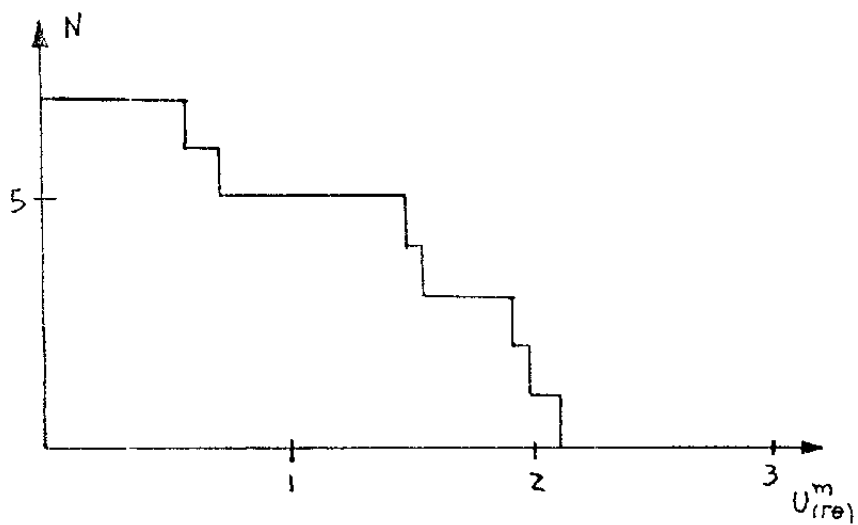


Fig. 6-21) Distribuições de U^m e R^m para os 7 δ 's excluídos do evento 17-140-1

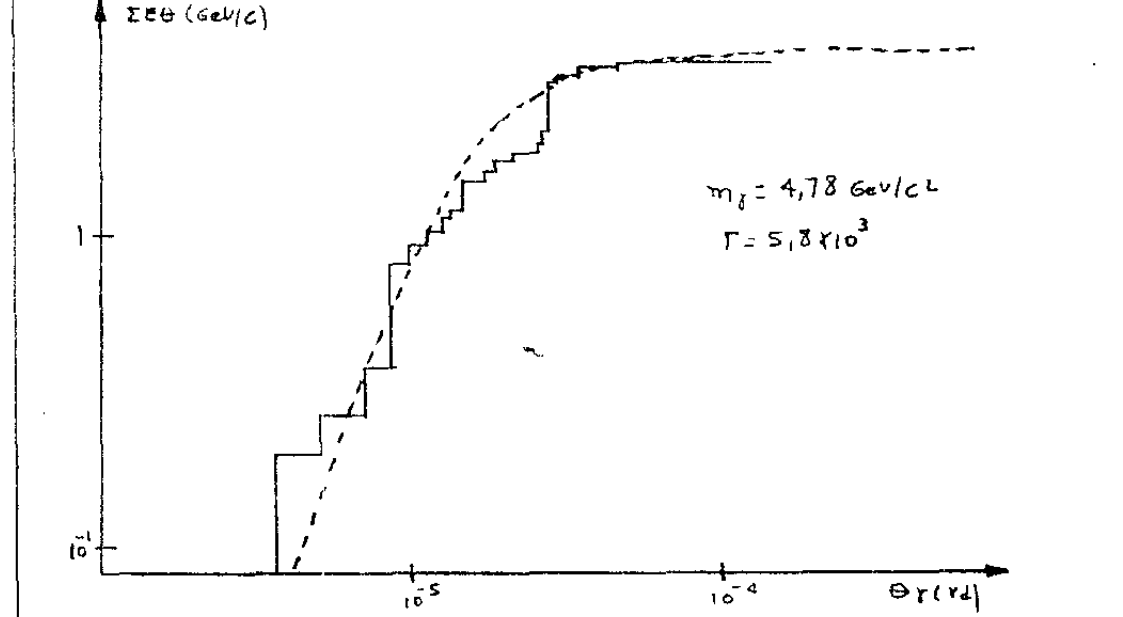
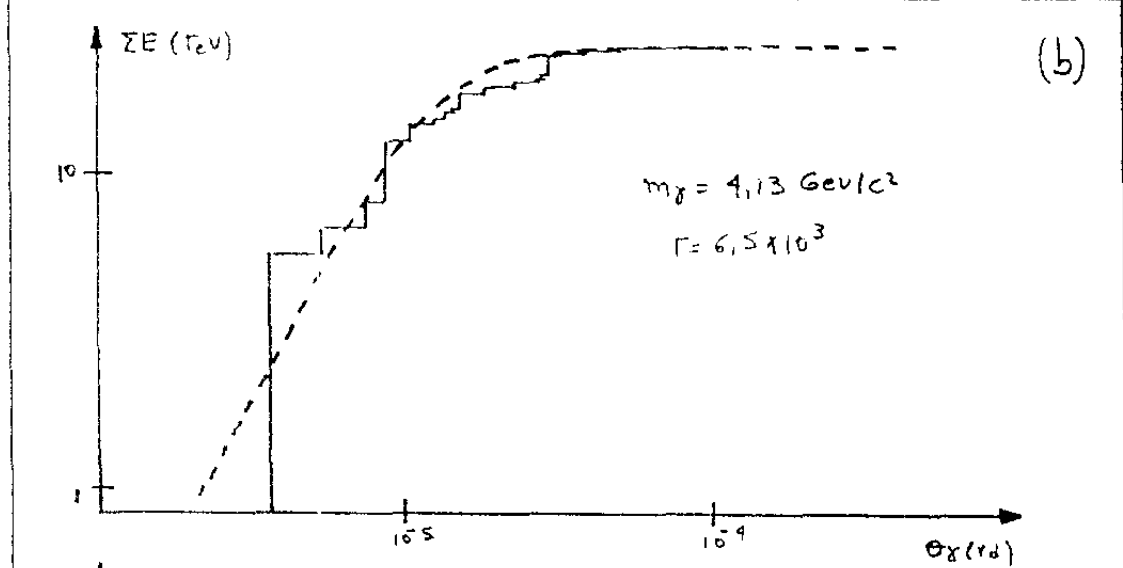
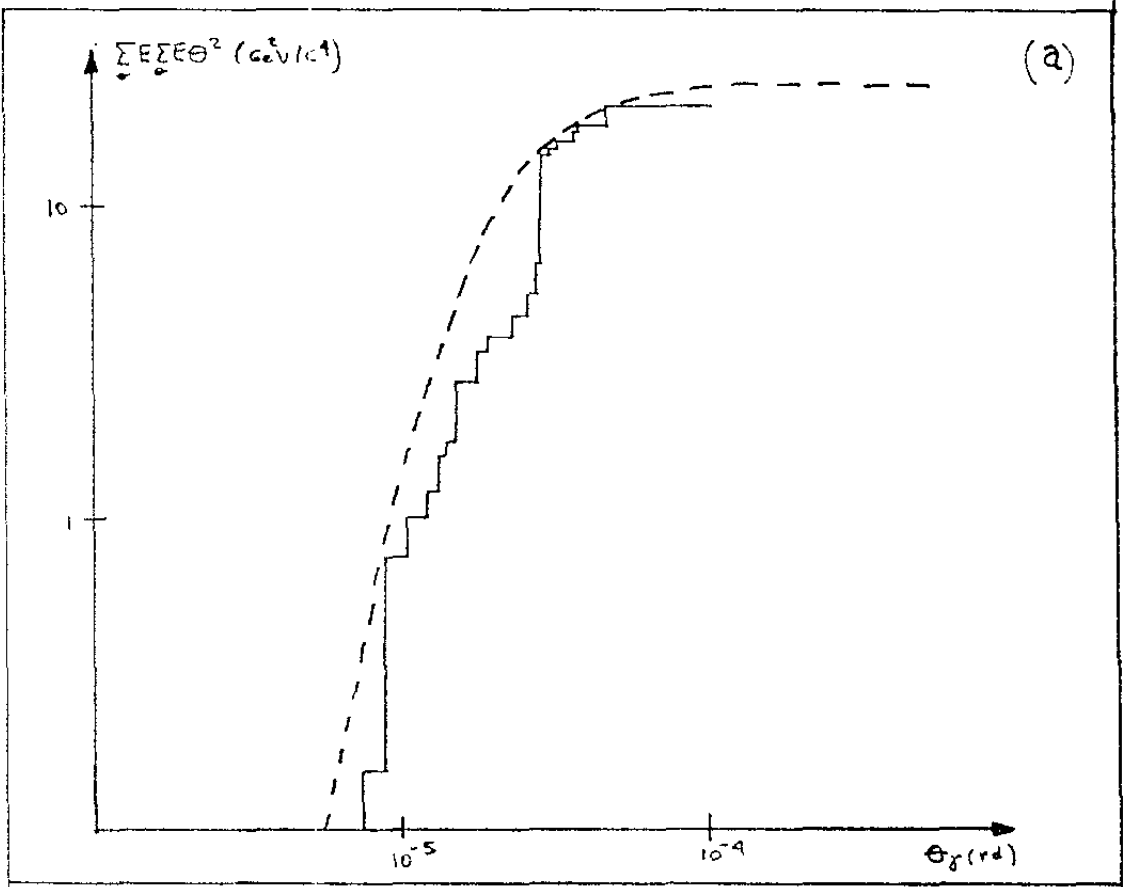


Fig 6-22) Cálculo de m_γ para o evento 17-140-1 sem 7 x's
 a) método de $\Sigma E \Sigma E \theta^2$: $m_\gamma = 4,8 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 6,4 \times 10^3$
 b) Método de Shibata: $\langle m_\gamma \rangle = 4,5 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 6,1 \times 10^3$

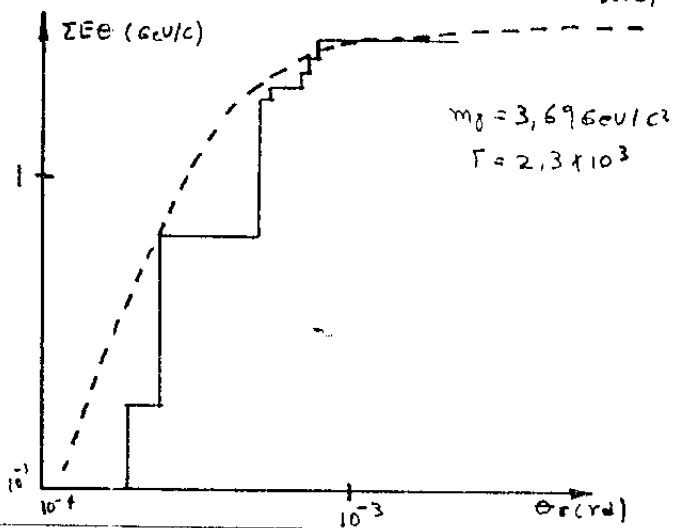
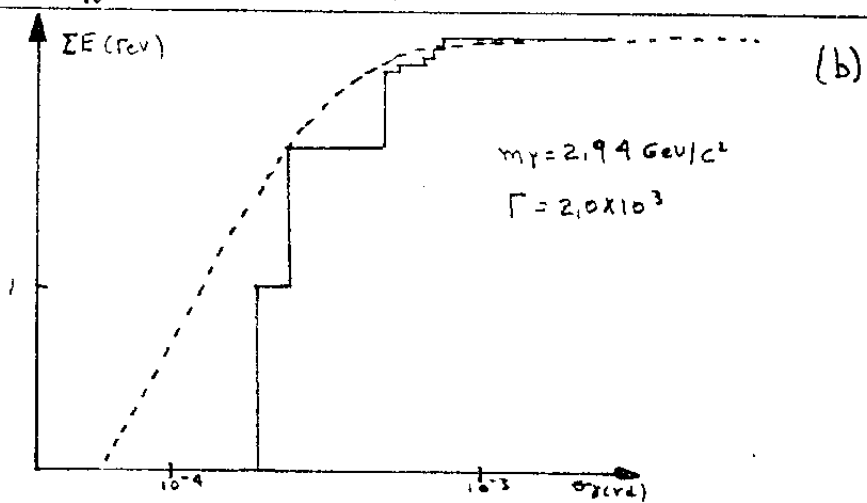
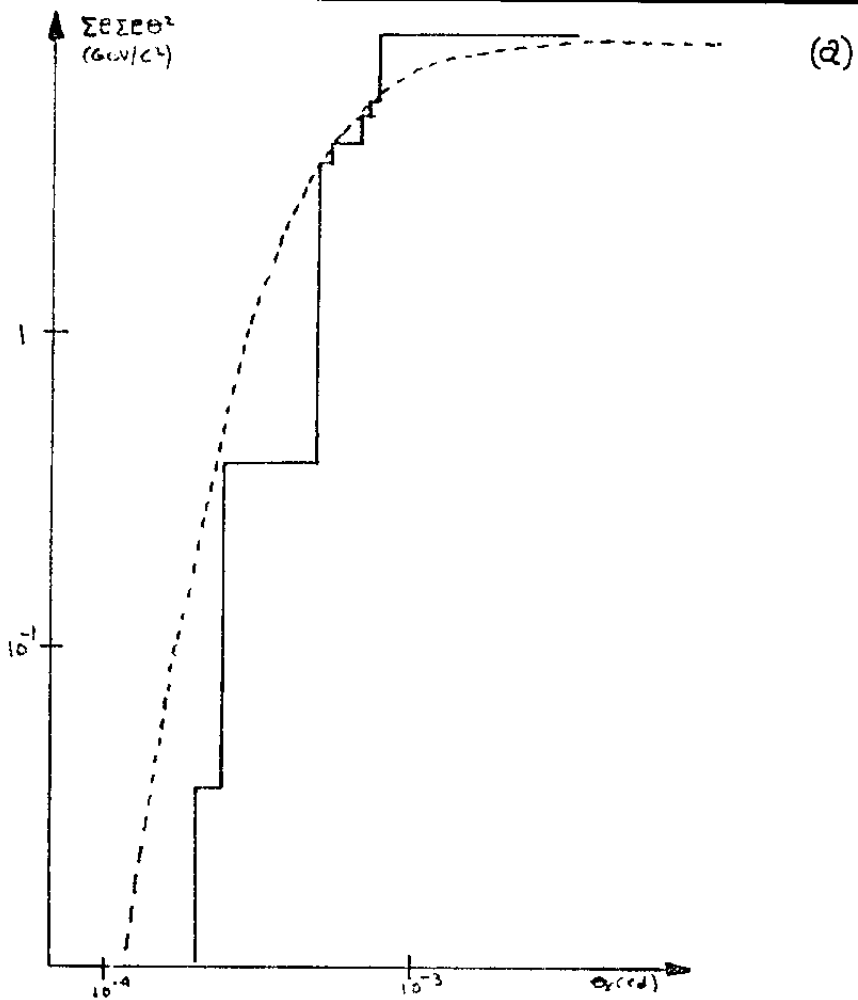


Fig. 6-23) Cálculo de m_γ para os 7 δ 's excluídos do evento 17-140-1

a) método de $\Sigma E \Sigma E \theta^2$: $m_\gamma = 3,0 \text{ GeV}/c^2$, $\Gamma = 2,7 \times 10^3$

b) método de Shibata: $\langle m_\gamma \rangle = 3,3 \text{ GeV}/c^2$, $\langle \Gamma \rangle = 2,2 \times 10^3$

7 - Conclusões

No capítulo 5 foi proposto um método de identificação de eventos contaminados, baseado na hipótese de decaimento isotrópico, no qual se utiliza a razão de $R^m(\Gamma\theta)$ e a distribuição uniforme $U^m(\Gamma\theta)$. Aplicado a 74 C-jatos da câmara nº 17, essas distribuições permitiram a identificação de três grupos:

- I) altamente discrepantes: 23 eventos (31%)
- II) discrepantes: 21 eventos (28%)
- III) próximos às previsões: 30 eventos (41%)

Entre os eventos do grupo III, 8 foram interpretados como consistentes com a emissão de um EI. O resultado então é que num lote de 74 C-jatos, foram observados 66 eventos contaminados (89%). Por outro lado, de acordo com o método comumente utilizado, somente os eventos do grupo I estariam contaminados, ou seja, a contaminação no lote estudado seria de somente 23 eventos (31%). Podemos concluir que o método proposto permite uma melhor identificação de eventos contaminados.

No capítulo 6, foi proposto um procedimento para se discriminar, em cada evento, os γ 's devidos a contaminações. Num conjunto de 56 C-jatos com energia entre 9 e 113 Tev 31 puderam ser limpos (55%). A análise individual e em conjunto desses eventos mostrou-se de acordo com os resultados obtidos até o presente pela C.B.J. Dentre os 31 eventos limpos, foram observados dois eventos para os quais o conjunto de γ 's excluídos são consistentes, segundo o método proposto no capítulo 5 com a emissão de EI's. Um deles foi classificado como Mi-

rim e outro como Açú. Acredita-se que a aplicação deste procedimento a um maior número de eventos fornecerá mais informações sobre as contaminações e possibilitará uma melhor compreensão dos fenômenos ocorridos em cada caso.

No apêndice C, apresenta-se um novo método de estimativa de massa invariante através da distribuição $\Sigma E E \theta^2$ e das informações fornecidas pelos gráficos de $U^m(\Gamma\theta)$ e $R^m(\Gamma\theta)$. Comparados os resultados com os obtidos por outros métodos obtêm-se uma compatibilidade bastante boa. A vantagem desse método é que se faz um único ajuste, o qual é determinado principalmente por uma distribuição uniforme ($U^m(\Gamma\theta)$).

Um resultado que se deve destacar neste trabalho é a evidência de dois picos nos espectros de M_γ , obtidos por vários métodos, para os eventos limpos. Muitos grupos de físicos têm questionado a ideia do decaimento através de EI's discretos. Dentre as hipóteses e aproximações feitas na elaboração dos métodos apresentados, nenhuma diz respeito ao caráter discreto ou contínuo desses estados. Os resultados evidenciam assim, uma característica intrínseca das interações nucleares na região $\Sigma E_\gamma = (10 \sim 10^2) \text{TeV}$.

Apêndice A) Relação entre o ângulo de emissão dos γ 's no SL e no SCM (1),(2).

Considerando-se que o sistema de repouso do E I, SCM se move com velocidade $B = 1/ (1-v^2)^{1/2}$ em relação ao SL (fig A-1), as coordenadas de momento de uma partícula nos dois sistemas estão relacionadas por

$$P^*_x = P_x \quad A(1)$$

$$P^*_y = P_y \quad A(2)$$

$$P^*_z = \Gamma (P_z - \frac{B}{C} E) \quad A(3)$$

$$E^* = \Gamma (E - B C P_z) .$$

onde Γ é o fator de Lorentz do E I no SL.

Introduzindo-se o momento transversal e longitudinal da partícula em relação ao CPE (eixo $z \equiv z$), como indicado na fig A-2

$$P^*_T = P_T \quad A(4)$$

$$P^*_L = \Gamma (P_L - \frac{B}{C} E) \quad A(5)$$

$$E^* = \Gamma (E - B C P_L) \quad A(6)$$

ou

$$P^* \text{sen} \theta^* = P \text{sen} \theta \quad A(7)$$

$$P^* \text{cos} \theta^* = \Gamma (P \text{cos} \theta - \frac{B}{C} E) \quad A(8)$$

$$E^* = \Gamma (E - B C P \text{cos} \theta) \quad A(9)$$

θ é o ângulo de emissão da partícula no SL e θ^* é o ângulo de emissão da partícula no SCM. A energia relativística de uma partícula de massa de repouso m e momento P é

$$E^2 = (PC)^2 + (mC^2)^2. \quad A(10)$$

Para o caso de γ 's, $E = PC$ e para $B=1$ (da experiência sabe-se que $\Gamma = 10^4$) as relações anteriores ficam:

$$E \text{sen} \theta = E^* \text{sen} \theta^* \quad A(11)$$

$$E \text{cos} \theta = \Gamma E^* (\text{cos} \theta^* + 1) \quad A(12)$$

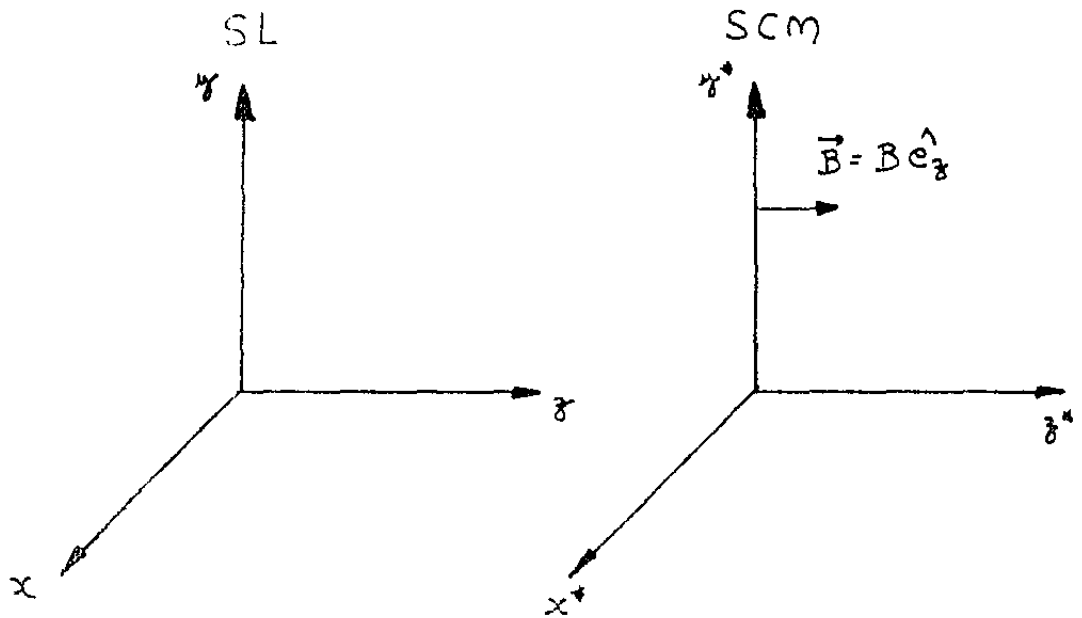


Fig A-1) Considera-se que a direção de emissão do EI ($z \equiv z'$) coincide com a direção de movimento do CPE.

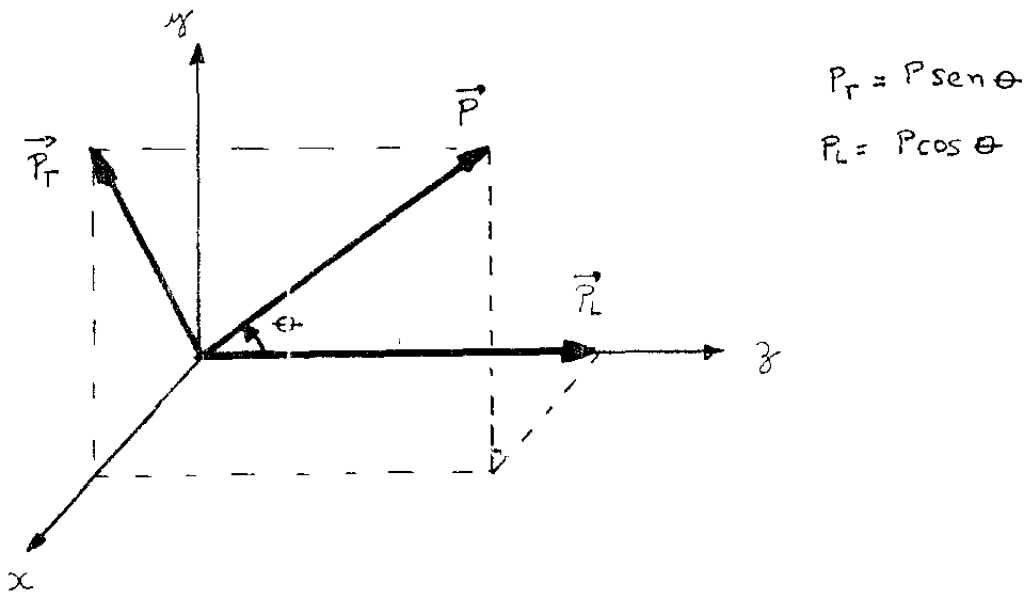


Fig A-2) Momento transversal e momento longitudinal

$$E = \Gamma (1 + B \cos\theta^*) \quad A(13)$$

De $\tan\theta = \frac{\text{sen}\theta}{\text{cos}\theta} = \frac{E\text{sen}\theta}{E\text{cos}\theta}$, as relações (11) e (12) fornecem

$$\tan\theta = \frac{1}{\Gamma} \tan\frac{\theta^*}{2} .$$

Como da experiência $\theta_Y = 10^{-4}$ rd:

$$\Gamma\theta = \tan\theta^*/2 \quad A(14)$$

e dessa relação

$$\cos\theta^* = \frac{1 - \Gamma^2\theta^2}{1 + \Gamma^2\theta^2} \quad A(15)$$

$$\text{sen}\theta^* = \frac{2\Gamma\theta}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^{3/2}} \quad A(16)$$

Apêndice B) Curvas Analíticas de ΣE x $\Gamma \Theta$,
 $\Sigma E \Theta$ x $\Gamma \Theta$ e massa invariante.
 Θ

As curvas analíticas de ΣE e $\Sigma E \Theta$ foram deduzidas por Shibata¹. Supondo-se uma emissão isotrópica dos γ 's no SCM do EI:

$$dN = - \frac{1}{2} g(E^*) dE^* d(\cos \theta^*) \quad \text{B-1}$$

$$\int_0^\infty g(E^*) dE^* = N_\gamma \quad \text{B-2}$$

$$\int_0^\infty E^* g(E^*) dE^* = m_\gamma c^2 \quad \text{B-3}$$

onde $g(E^*)$ é a distribuição de energia dos γ 's no SCM, N_γ o n.º de gamas produzidos e m_γ a massa na forma de γ 's. No SL:

$$dN = - \frac{1}{2} h(E, \cos \theta) dE d(\cos \theta) \quad \text{B-4}$$

onde $h(e, \cos \theta)$ é a distribuição energética angular dos γ 's.

As funções analíticas de ΣE e ΣP_T são obtidas pelas integrais:

$$\Sigma_{\Theta} E_{\gamma} = \int E dN \quad \Sigma_{\Theta} P_T = \int P_T dN$$

Como no SL tem-se uma correlação entre E e θ ; que em princípio não é conhecido, além de não se ter informações sobre todos os γ 's e portanto, sobre o limite de integra-

(1) Shibata, T., Tese de Doutorado, Universidade de Waseda (1969).

ção, o cálculo da integral será feito com as variáveis no SCM. As relações de transformação entre o SL e o SCM estão calculadas no Apêndice A.

Energia:

$$\begin{aligned}
 \sum_0^{\infty} E &= \int E dN = \int E \left(-\frac{1}{2} h(E, \cos\theta) dE d(\cos\theta) \right)^{B-1} = \\
 &= \int_0^{\infty} \int_1^{\cos\theta^*} \Gamma E^* (1 + B \cos\theta^*) \left\{ -\frac{1}{2} g(E^*) d(\cos\theta^*) dE^* \right\} = \\
 &= -\frac{\Gamma}{2} \int_0^{\infty} E^* d(E^*) dE^* \int_1^{\cos\theta^*} \cos\theta^* (1 + B \cos\theta^*) d(\cos\theta^*) = \\
 &= -\frac{m_Y c^2}{2} \int_1^{\cos\theta^*} \cos\theta^* (1 + B \cos\theta^*) d(\cos\theta^*) = \\
 &= -\frac{m_Y c^2 \Gamma}{2} \left\{ \cos\theta^* + \frac{B}{2} (\cos^2\theta^* - 3) \right\}
 \end{aligned}$$

Como $\theta \ll 1$, de A-11, $\cos\theta^* = \frac{1 - \Gamma^2\theta^2}{1 + \Gamma^2\theta^2}$ e para

$B=1$:

$$\sum_0^{\infty} E_Y = m_Y c^2 \Gamma \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2} \right\} \quad B-5$$

Momento Transversal:

Do Apêndice A, para γ 's, $P_T = \frac{E}{c} \sin\theta$. Então:

$$\begin{aligned}
 \sum_0^{\infty} P_{T_Y} &= \int \frac{E}{c} \sin\theta \left(-\frac{1}{2} h(E, \theta) dE d(\cos\theta) \right)^{A-3} = \\
 &= \int_0^{\infty} \int_1^{\cos\theta^*} \frac{E^*}{c} \sin\theta^* \left\{ -\frac{1}{2} d(E^*) d(\cos\theta^*) dE^* \right\} = \\
 &= -\frac{1}{2c} \int_0^{\infty} E^* g(E^*) dE^* \int_1^{\cos\theta^*} \sin\theta^* d(\cos\theta^*) =
 \end{aligned}$$

$$= - \frac{m_Y c^2}{2c} \int_1^{\cos\theta^*} \text{sen}\theta^* d(\cos\theta^*) = \frac{m_Y c}{4} \{\theta^* - \text{sen}\theta^* \cos\theta^*\}$$

Para $\theta \ll 1$, usando as expressões A-10, A-11, A-12:

$$\Sigma_{\theta} E\theta = \frac{m_Y c}{2} \left\{ \tan^{-1} \Gamma\theta - \frac{\Gamma\theta(1 - \Gamma^2\theta^2)}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2} \right\} \quad \text{B-6}$$

A figura 5-1 mostra as curvas obtidas dessas expressões. Os valores assintóticos dessas curvas para θ grande são:

$$\lim_{\Gamma\theta \rightarrow \infty} \Sigma_{\theta} E = \Gamma m_Y \quad \text{e} \quad \lim_{\Gamma\theta \rightarrow \infty} \Sigma_{\theta} E\theta = \frac{\pi}{4} m_Y c$$

e o ângulo $\theta_{1/2}$ para o qual $\Gamma\theta = 1$ fornece $\Gamma = \frac{1}{\theta_{1/2}}$

Se a soma se estender a todos os γ 's provenientes de um EI, a massa desse estado \bar{c} é dada pela quantidade

$$m_Y c = \frac{4n}{\pi} \Sigma E\theta \quad \text{B-7}$$

Massa Invariante:

Para duas partículas com energias E_1, E_2 e momentos \vec{P}_1, \vec{P}_2 a massa de repouso \bar{c} ($c=1$):

$$m_Y^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2$$

Em termos das componentes transversal e longi

tudinal (Apêndice A):

$$(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = (\vec{p}_{L1} + \vec{p}_{L2})^2 + (\vec{p}_{T1} + \vec{p}_{T2})^2$$

e usando $\Sigma \vec{p}_T = 0$, $P_L = E \cos \theta$:

$$m_\gamma^2 = E_1^2 \text{sen}^2 \theta_1 + E_2^2 \text{sen}^2 \theta_2 + 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_1 \cos \theta_2)$$

Como $\theta \approx 10^{-4}$ rd, $\text{sen} \theta \approx \theta$ e $\cos \theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$ e ob-
têm-se depois de rearranjar os termos:

$$m_\gamma^2 = (E_1 + E_2)(E_1 \theta_1^2 + E_2 \theta_2^2)$$

Para 3,4,...,n γ 's o processo é o mesmo, ou se
já,

$$m_\gamma = \left(\sum_{i=1}^n E_i \sum_{i=1}^n E_i \theta_i^2 \right)^{1/2}$$

B-8

Apêndice C) Método de estimativa da massa de es-
tados intermediários através da dis-
tribuição de $\sum_{\theta} \Gamma \theta^2$

Neste apêndice apresenta-se um método alternati-
vo de determinação da massa de EI, utilizando-se a distribuição
de $\sum_{\theta} \Gamma \theta^2$ e as informações sobre cada agrupamento de γ 's forne-
cidos pelos gráficos de R^m e U^m . No capítulo 6, o espectro de
 m_{γ} obtido pela aplicação deste método em 39 eventos "limpos" é
utilizado como critério de classificação dos jatos em tipo Mi-
rém e Açu.

O procedimento é o seguinte:

Inicialmente segue-se os passos descritos no fi-
nal da seção 5-2 para aplicação do método de discriminação de e-
ventos contaminados. A seguir constroem-se, para os dados experi-
mentais, a distribuição de $\sum_{\theta} \Gamma \theta^2$ em função de θ . A massa pode
ser estimada ajustando-se a curva analítica da equação 5-3:

$$\frac{m_{\gamma}^2(\Gamma\theta)}{(m_{\gamma}c^2)^2} = \left\{ 1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2\theta^2)^2} \right\} \left\{ \frac{\Gamma^2\theta^2}{1 + \Gamma^2\theta^2} \right\}^2$$

aos pontos experimentais. O valor assintótico dessa curva forne-
ce m_{γ}^2 e para $\Gamma\theta = 1$ obtém-se $\Gamma = 1/\theta$. Para tornar o ajuste menos
subjetivo, recorre-se aos gráficos de U^m e R^m . Nesses gráficos
assinala-se os pontos que se apresentam mais compatíveis com as
previsões analíticas. No caso de U^m , essa comparação é feita
com uma reta; no gráfico de R^m , desprezando-se os primeiros 2
ou 3 pontos (dependendo do número de γ 's), observa-se a disposi-
ção crescente dos pontos. Os pontos assinalados são considera-

dos os mais significativos no ajuste da curva analítica na distribuição de $\frac{\Sigma E}{\Theta} \frac{\Sigma P}{\Theta} T$.

Na figura C-1 apresenta-se os gráficos de U^m e R^m para o evento 17-111-1/A com os pontos considerados mais significativos. Na figura C-2, o ajuste é feito na distribuição de $\frac{\Sigma E}{\Theta} \frac{\Sigma P}{\Theta} T$ para esses pontos. A figura C-3 mostra os resultados obtidos pelo método de Shibata. Outro exemplo é descrito nas figuras C-4, C-5, C-6.

No método de Shibata, a distribuição de $\frac{\Sigma E}{\Theta}$ fornece informações sobre a parte energética e a de $\frac{\Sigma P}{\Theta} T$, leva em conta a parte angular. Essas distribuições são ajustadas separadamente e comparadas. No método proposto, as informações sobre a parte angular é fornecida por U^m e a parte energética e angular por R^m ; na distribuição de $\frac{\Sigma E}{\Theta} \frac{\Sigma P}{\Theta} T$, mistura-se informações com mesmo peso em energia e ângulo e obtém-se, a partir de um único ajuste, as estimativas de Γ e m_Y .

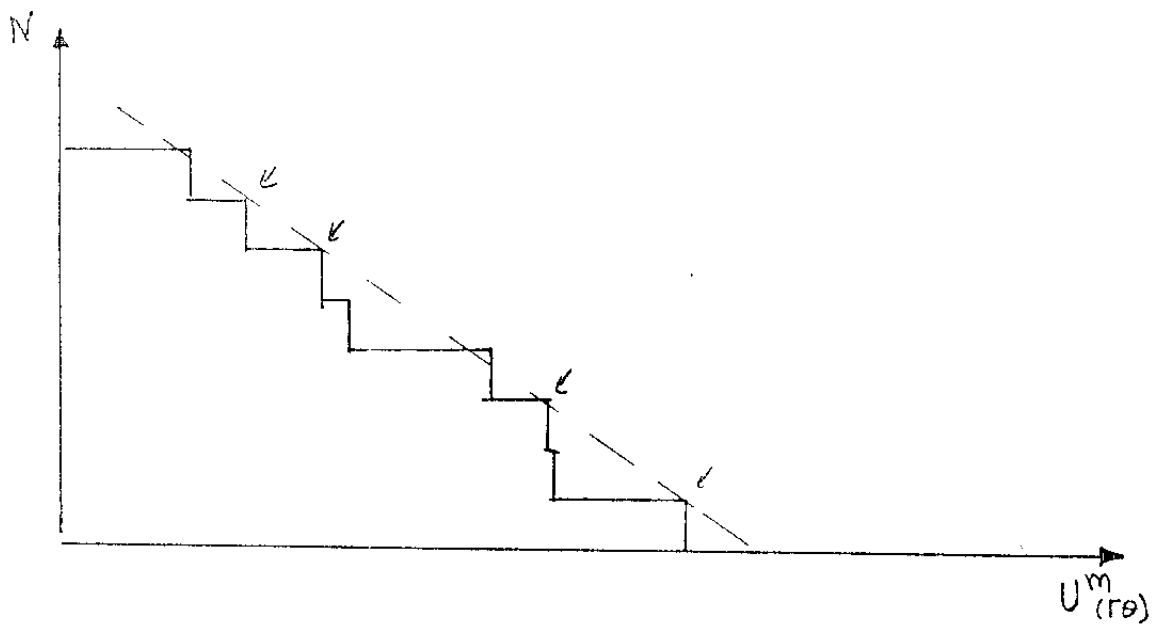
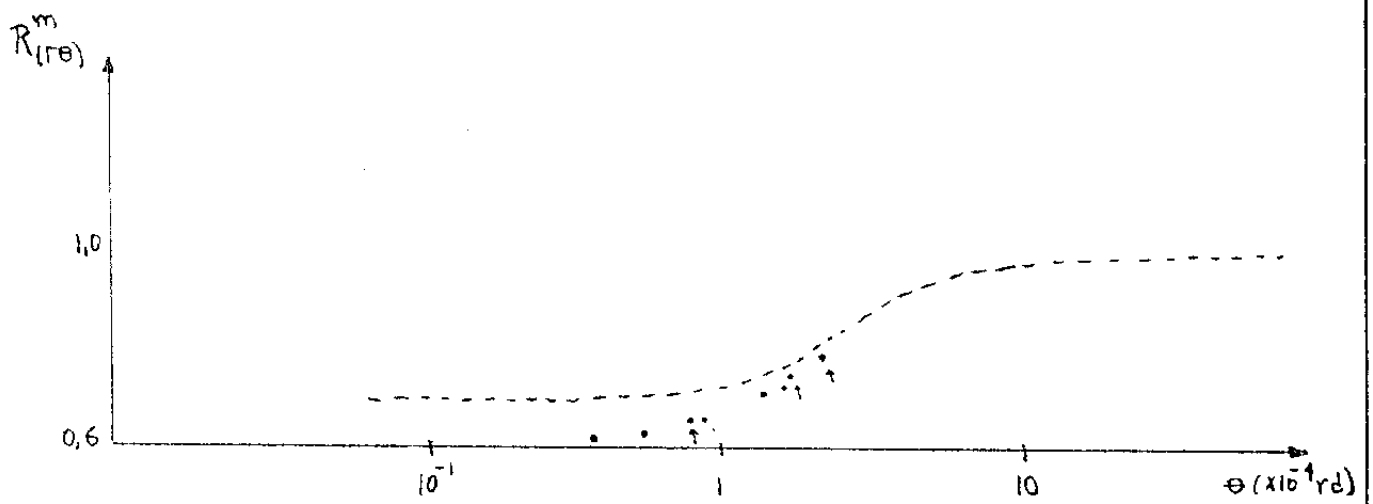


Fig C-1) Evento 17-III-1/A : as setas indicem os pontos mais significativos para o ajuste de $\Sigma E \Sigma E \theta^2$ (fig C-2)

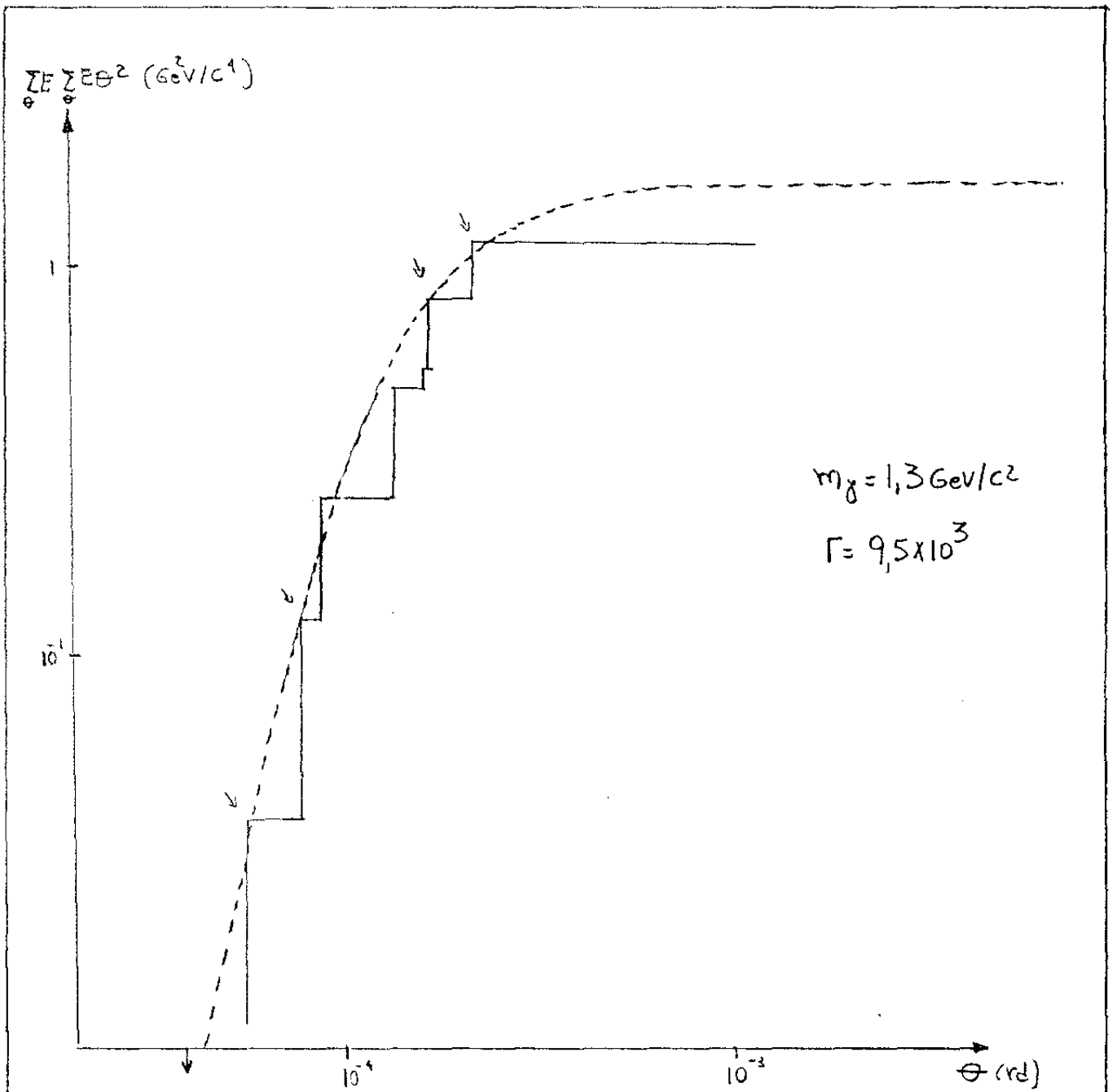


Fig C-2) Evento 17-III-1/A: ajuste de $\Sigma E \Sigma E \Theta^2$ pelos pontos mais significativos

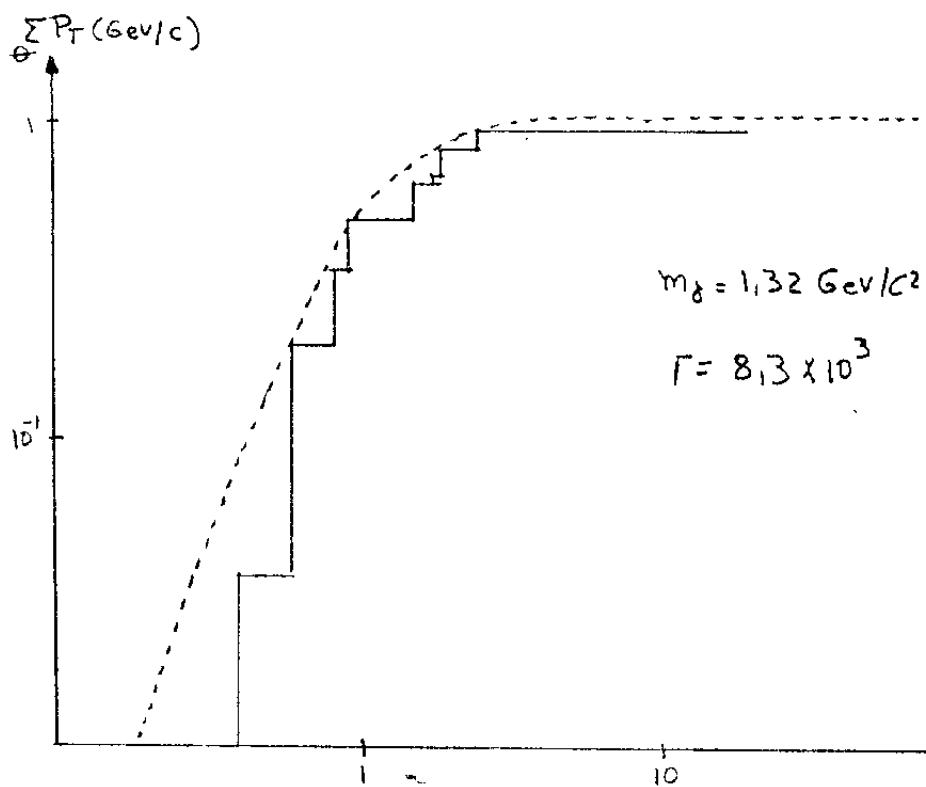
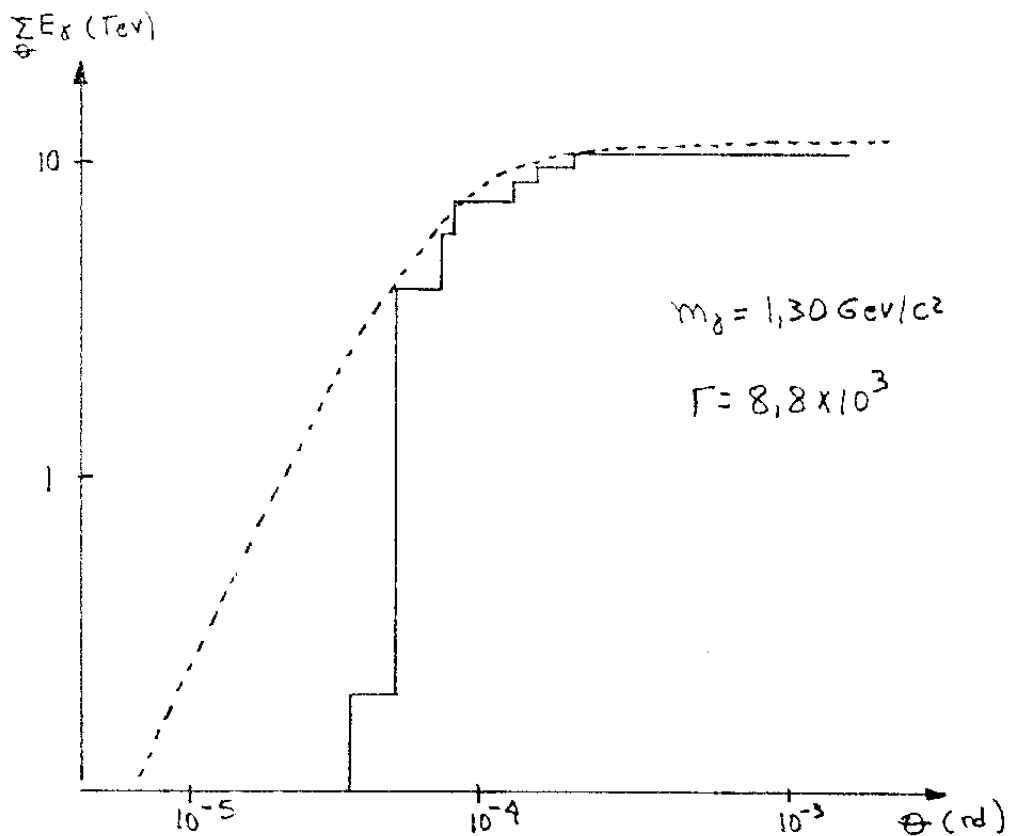


Fig C-3) EV. 17-III-1/A: Método de Shibata
 $\langle m_{\gamma} \rangle = 1,31 \text{ GeV}/c^2$, $\langle \Gamma \rangle = 8,6 \times 10^3$

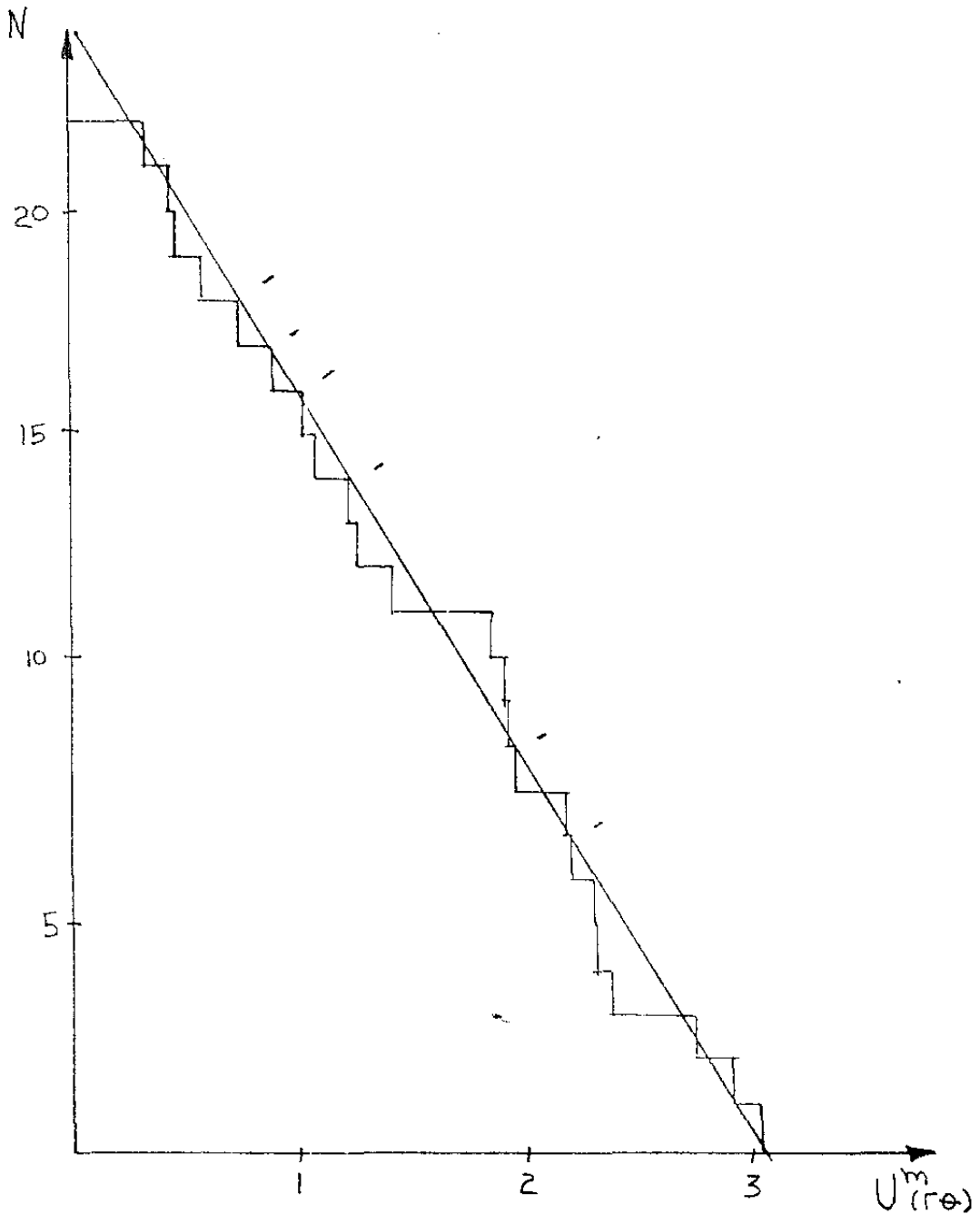
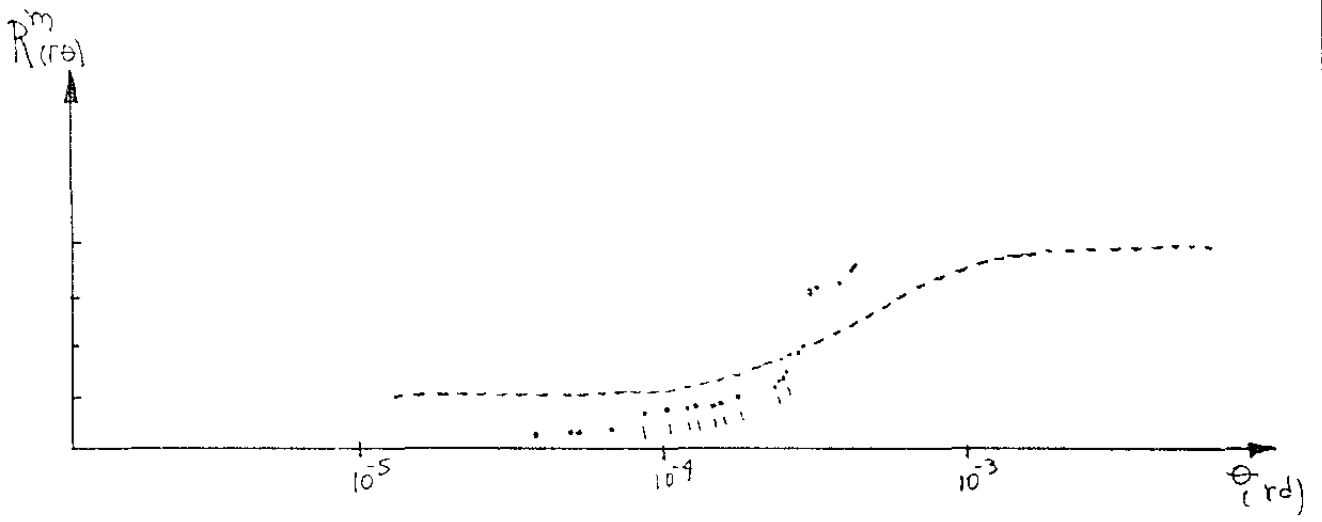
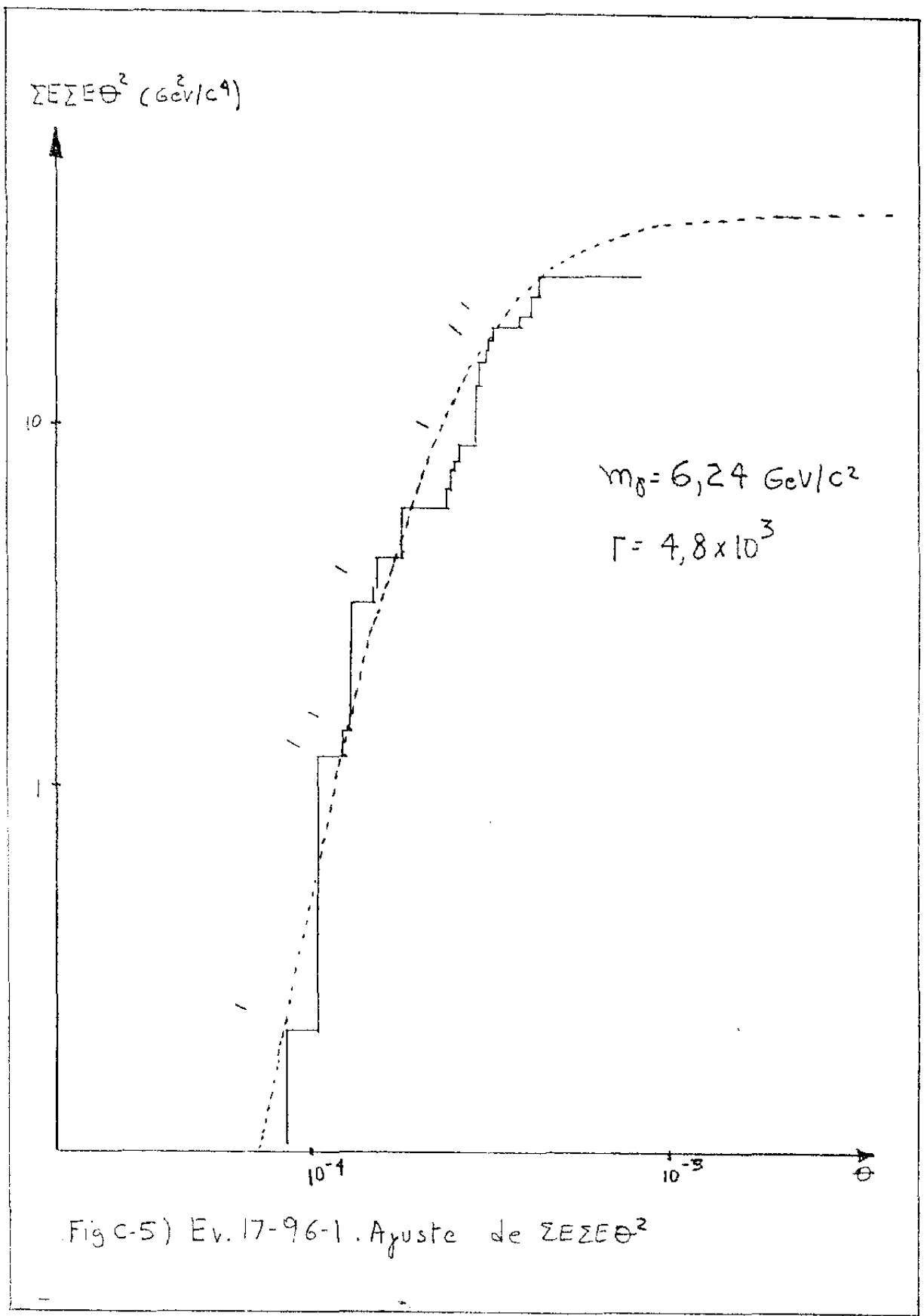


Fig. C-4) 17-96-1/B - pontos mais significativos



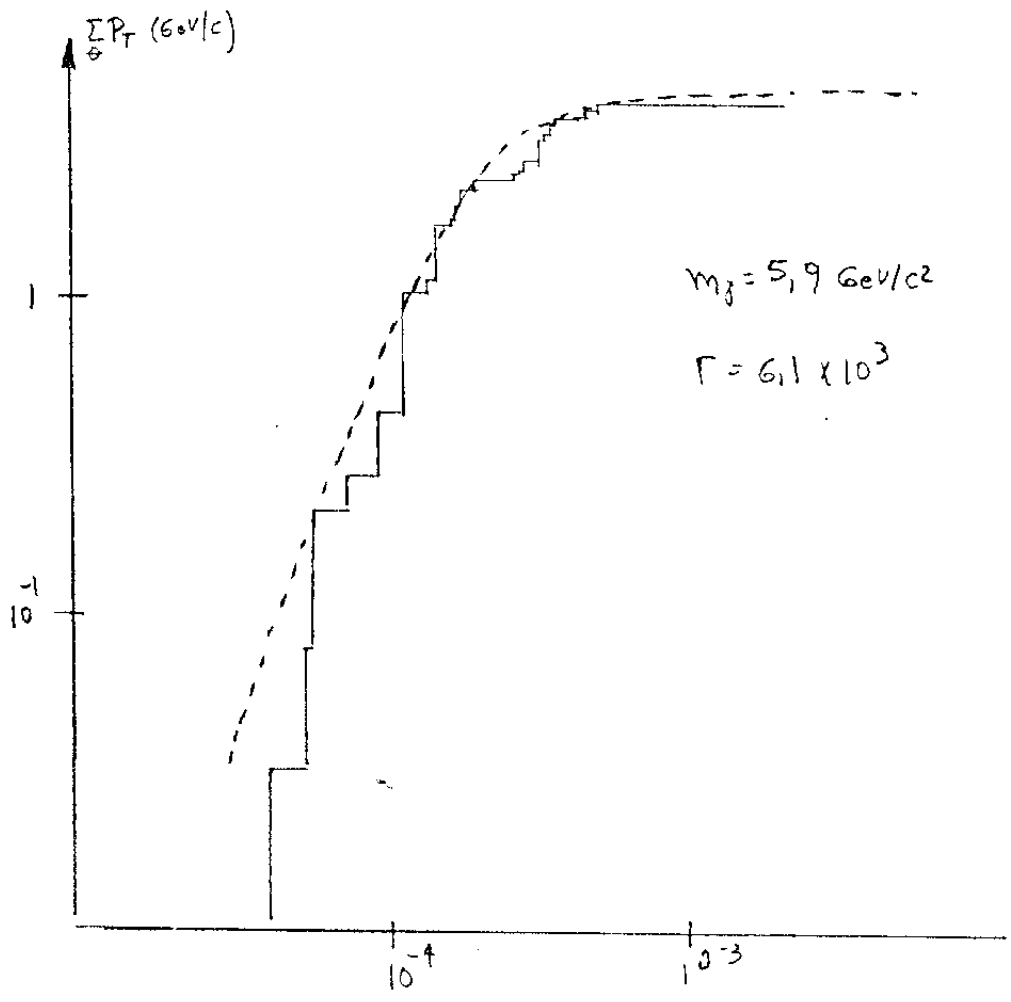
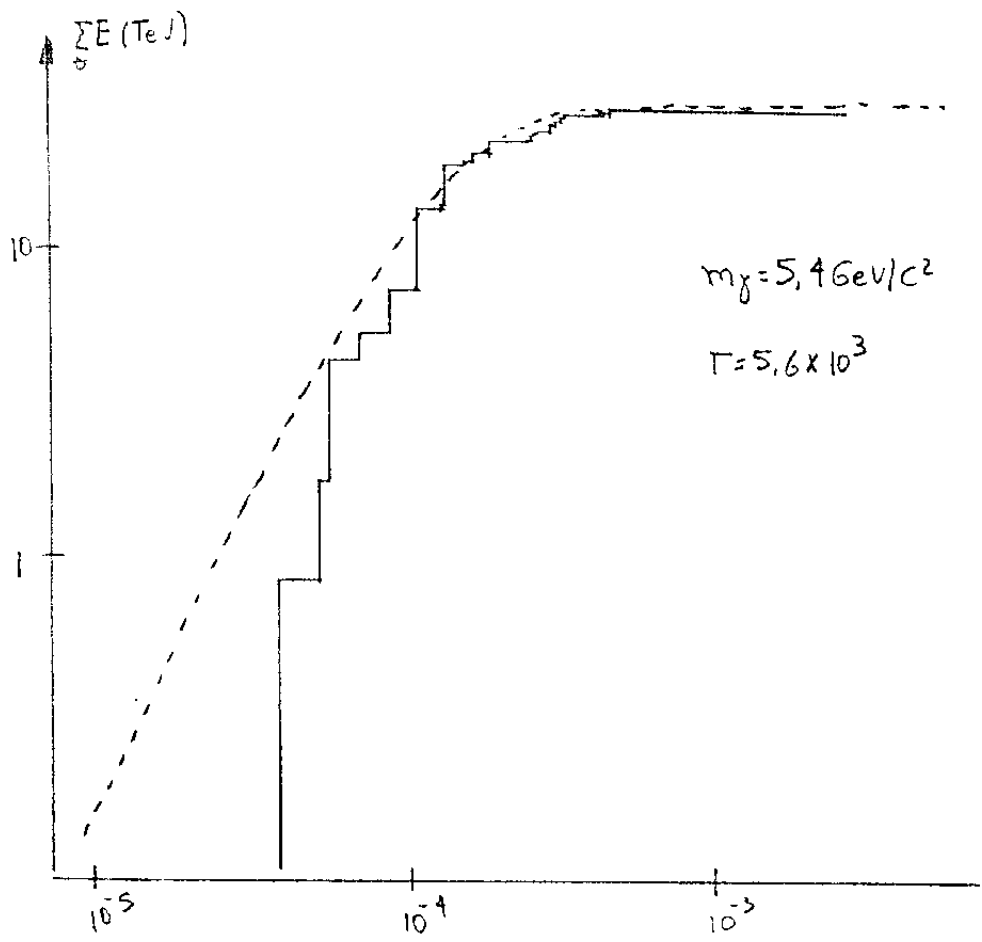


Fig C-6) Ev. 17-96-1 . Metodo de Shibata
 $\langle m_\gamma \rangle = 5.6 \frac{GeV}{c^2}$, $\langle \Gamma \rangle = 5.8 \times 10^3$

Referências

- 1) Elster, J. Physikal zeits., 2 ,560 (1900)
- 2) Gletel,H. Physikal Zeitz., 2 ,116 (1900)
- 3) Wilson, C.T.R., Proc.Cambrig. Phil.Soc., 11 ,52 (1900).
- 4) Wilson, C.T.R., Proc. Royal Soc. A 68 ,151 (1901), A 69 277 (1901).
- 5) Hess, V.F., Physikal Zeits., 12 998 (1911)
- 6) Wataghin, G., Comptes Rendues, 207 , 358 (1938)
- 7) Wataghin, G., Phys.Rev. 56, 1245 (1939)
- 8) Wataghin,G., Souza Santos,M.D., Pompeia,P.A., Phys.Rev. 57,61 (1940)
- 9) Kaplan,M.F., Peters,B., Reynolds,H.L. Ritson, D.M. Phys Rev. 85, 295,(1952)
- 10) Shibuya, E.H., Tese de Doutorado, IF-UNICAMP,1977
- 11) Turtelli Jr.,A., Tese de Doutorado, IF UNICAMP 1974
- 12) Nishimura, U., Sup.Prog.Theor.Phys.32 ,72 (1964)
- 13) Lattes C.M.G., Fujimoto,Y., Hasegawa,S., Phys.Rep.65 N°3(1980)
- 14) Lewis,H.W., Oppenheimer,J.R.,WOuthuysen, S.A. Phys.Rev. 73, 127 (1948)
- 15) Takagi,S., Prog. Theor.Phys.7, 123 (1952)
- 16) Kraushaar,W.L., Marks,L.U., Phys.Rev.93, 326 (1954)
- 17) Heisenberg, W.,Vårtrage über Kosmiche Strahlung,Springer Verlag, Berlin, 148,(1953)
- 18) Belenki,S.S., Landau,L.D., Sup.Nuovo Cimento 3,15(1956)
- 19)
- 20) Nishimura,J., Soryushiron Kenkyu, 12,24 (1956)
- 21) Duller,N.M., Welker,W.D. Sorrels, Phys.Rev. 86,865(1952)
- 22) Duller, N.M., Welker,W.D., Phys Rev,93, 1 (1954)
- 23) Miu,K., N.Cimento A 6, 994 (1958)

- 24) Ciok, P. et al. N.Cimento 8 1966 (1958)
- 25) Ciok, P. et al. N.Cimento 10 741 (1958)
- 26) Cocconi, G., Phys.Rev. 3 1699 (1958)
- 27) Hasegawa, S. Prog.Theor.Phys, 26 150 (1961)
- 28) Lattes, C.M.G., e outros, Prog.Theor.Phys 47,1(1971)
- 29) Shibata, T, Tese de Doutorado Univ. Waseda(1969).
- 30) Hayakawa, S., Cosmic Ray Physics, John Wiley & Sons, (1969)
- 31) Kaplan, M.F., Yamanouchi, T., Nuovo Cim., 15, 519, (1960)

Agradecimentos

- Ao Prof. Lattes pelo apoio profissional e humano;
- Ao José Augusto pelas conversas e discussões que tivemos nestes seis anos, as quais muito contribuíram para minha formação
- Ao Edson, Armando e Margarita pela orientação;
- À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior e à Directoria do Instituto de Física Gleb Wataghin pela concessão das bolsas e auxílios
- À Maria de Lourdes pelo auxílio nos cálculos referentes aos Capítulos 5 e 6, pela datilografia deste trabalho e pelas sugestões;
- Ao Bellandi, Edmundo, Marilena e José Augusto pelo apoio.