Busca de mésons η

Sérgio Luiz Carmelo Barroso

Orientador:Prof. Dr. Edison Hiroyuki Shibuya

Dissertação apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin como parte dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Física.

Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia
Universidade Estadual de Campinas - SP, 26 de fevereiro de 1996

Este exemplar corresponde a versão final da tese de Mestrado defendida pelo Sr. Sérgio Luiz Carmelo Barroso e aprovado pela banca examinadora.

Campinas, 11 de Junho de 1996

aos meus pais Valter e Rivanilde
aos meus irmãos Marcos e Sandra

Agradecimentos

Ao Edison não só pela orientação, mas também pela paciência e pela amizade ao longo destes anos. Metade (ou mais) deste trabalho é dele.

A todos os amigos que de uma forma ou de outra colaboraram comigo. São muitos, não é possível citar todos! Desculpem!

Aos professores do departamento, pelas discussões e ensinamentos.

A Rosângela, a Maria Divanilde e a Analzira.

A Sandra, a Teresa e a Marilena.

A CBJ, pelos dados e a alguns de seus membros por uma das simulações que eu usei.

Ao CNPq, pela bolsa e auxílios financeiros.

À FAPESP e à FINEP, também pelos auxílios financeiros.

Conteúdo

Resumo

Neste trabalho será utilizado um conjunto de dados obtido por detectores de Interações Hadrônicas da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos (CBJ), localizado no Monte Chacaltaya - La Paz. As Interações Hadrônicas deste conjunto de dados serão então caracterizadas (através dos secundários detectados) usando grandezas como o Fator de Lorentz, Momento Transversal Médio dos fótons, Massa Invariante etc.

Mostrar-se-á então que, de acordo com esta caracterização, as Interações Hadrônicas podem ser classificadas em pelo menos dois tipos diferentes. A este fato associa-se a formação de Estados Intermediários Discretos entre a colisão hadrônica e a produção dos secundários. Os dados são então divididos em subconjuntos diferentes, de acordo com o Estado Intermediário a eles associado. Em cada um destes conjuntos é feita a busca de sinais de mésons η e observa-se que a produção é seletiva, pois um sinal estatisticamente significante foi encontrado somente em um tipo de Estado Intermediário.

Abstract

The data set here is from the detector of Hadronic Interactions used by Brazil-Japan Collaboration on Cosmic Rays, located at Mt. Chacaltaya - La Paz. The Hadronic Interactions of this set will be characterized (through their secondaries) using observables as Lorentz factor, photons Mean Transverse Momentum, Invariant Mass, etc.

This characterization will show that Hadronic Interactions can be separated into (at least) two different kinds. This result is associated to the formation of a Discreet Intermediate State between the hadronic collision and the production of secondaries. Then, the data are separeted into different subsets, each one containing data of only one kind of Intermediate State. In each one of these subsets, the search for η meson signal is done and it is observed that the η meson production is selective, since statistically significant signal is found only in one kind of Intermediate State.

Capítulo 1

Descrição do Detector

Neste capítulo apresenta-se uma descrição do detector utilizado pela CBJ bem como uma descrição da maneira pela qual ele permite o estudo das Interações Hadrônicas, usando como fonte de hádrons a Radiação Cósmica.

1.1 Detector

O detector[1] utilizado pela CBJ é montado no Monte Chacaltaya (5200 m de altitude), à cerca de 20 Km de La Paz - Bolívia (figura 1.1).

É composto de duas unidades semelhantes, a câmara superior e a inferior. A câmara superior está localizada sobre a inferior estando separadas por uma placa de material rico em carbono (piche, por exemplo) e por um vão livre de cerca de 1,7 m. A câmara superior tem área maior que a inferior e ambas estão dispostas de maneira a garantir que a maioria das partículas observadas na câmara inferior tenham passado pela superior e pelo alvo de carbono (figuras 1.2 e 1.3). Cada câmara é composta por um arranjo (tipo matriz) de blocos, e cada bloco é formado por uma pilha de envelopes contendo material fotossensível, envelopes estes separados entre si por placas de chumbo. Cada envelope contém geralmente dois filmes de Raio-X e uma placa de Emulsão Nuclear (figura 1.4).

Os filmes de Raio-X e as placas de Emulsão Nuclear apresentam características diferentes (ver tabela 1.1). Isto faz com que as partículas sejam observadas com aspectos diferentes em cada um dos tipos de material fotossensível, conforme será descrito na próxima seção e no próximo capítulo.

Tipo	Fabricante	Diâmetro do Grão (μm)	Espessura		Material da Base	Densidade (g/cm^2)	Comprimento de Radiação (cm)
			Película Fotossensível* (μm)	Base			
N	Sakura	1.38	25	175	Polyester	$\simeq$ 3.70	$\simeq$ 3.09
100	Fuji	0.48	20	175	Polyester	$\simeq$ 3.70	$\simeq$ 3.09
E7B	Fuji	0.26	50	1500	Lucite	3.73	3.09

Tabela 1.1: Características dos filmes de Raio-X (N e 100) e das placas de Emulsão Nuclear (ET7B). Os filmes de Raio-X e placas de Emulsão Nuclear medem 40 cm x 50 cm e têm espessura conforme a tabela. * Os filmes de Raio-X têm película fotossensível em ambas as faces. As placas de Emulsão Nuclear têm película fotossensível somente numa das faces.

1.2 Detecção dos secundários

Uma Interação Hadrônica é uma interação entre dois ou mais hádrons, como sugere o nome, envolvendo a força forte. Tais interações são estudadas através dos seus produtos (os secundários). Em experiências de raios cósmicos que tem por finalidade estudar estas interações, observa-se os secundários de interações de hádrons da Radiação Cósmica com outros hádrons. No caso específico da CBJ, o detector utilizado permite observar a parte eletromagnética dos secundários produzidos, quando hádrons da Radiação Cósmica (os primários) interagem com hádrons da atmosfera, do alvo de carbono ou das placas de chumbo. No primeiro caso, os secundários produzidos são chamados de A - Jatos, no segundo de C - Jatos e no terceiro de Pb - Jatos.

A produção dos secundários de primeira geração (os primeiros a serem produzidos pela interação hadrônica) ocorre geralmente através do fenômeno conhecido como Produção Múltipla de Mésons. Os mésons com maior multiplicidade são os píons, que, pelo princípio da simetria de carga, são produzidos nos três tipos existentes (π^0, π^+ e π^-) com multiplicidades iguais. Outros mésons podem ser produzidos também (o η é um deles), porém com menor multiplicidade. Em geral os mésons podem (direta ou indiretamente, e com *branching ratios* variando muito) produzir γ's (ou fótons). Estes fótons (ouγ's), ao interagirem eletromagneticamente com o meio por onde passam darão início a cascatas eletromagnéticas, principalmente através dos efeitos de criação de par e *Bremsstrahlung*.

É a parte carregada (e^+ e e^-) destas cascatas eletromagnéticas que o detector é capaz de perceber. As placas de chumbo tem por finalidade forçar os γ's a produzirem os pares (e^+ e^-) que serão, por sua vez, detectados nos filmes de Raio-X (na forma de manchas) e nas placas de Emulsão Nuclear (na forma de conjuntos de traços) (figuras 1.5 e 1.6).

Figura 1.1: *Observatorio de Fisica Cosmica* (da *Universidade de San Andres* - LaPaz) - Monte Chacaltaya. A seta branca indica a casa onde está montado o detector.

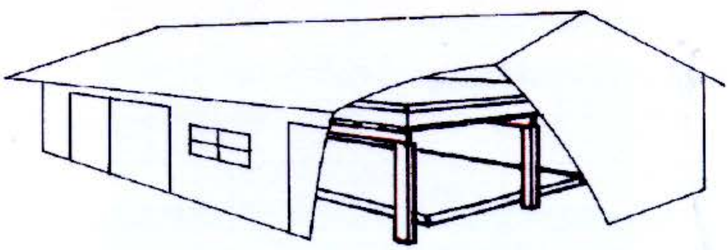


Figura 1.2: Desenho da casa onde está montado o detector (mostrada na figura 1.1) juntamente com vista parcial do mesmo.

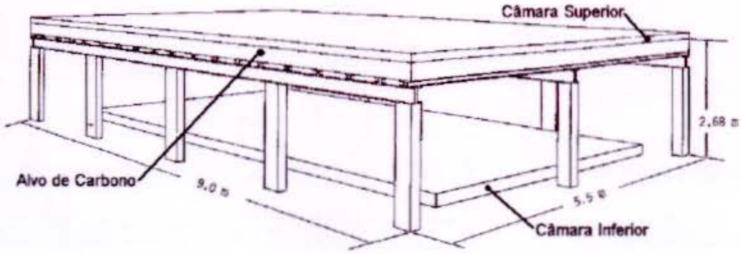


Figura 1.3: Desenho do detector. Notar a diferença de área entre a câmara superior e a inferior.

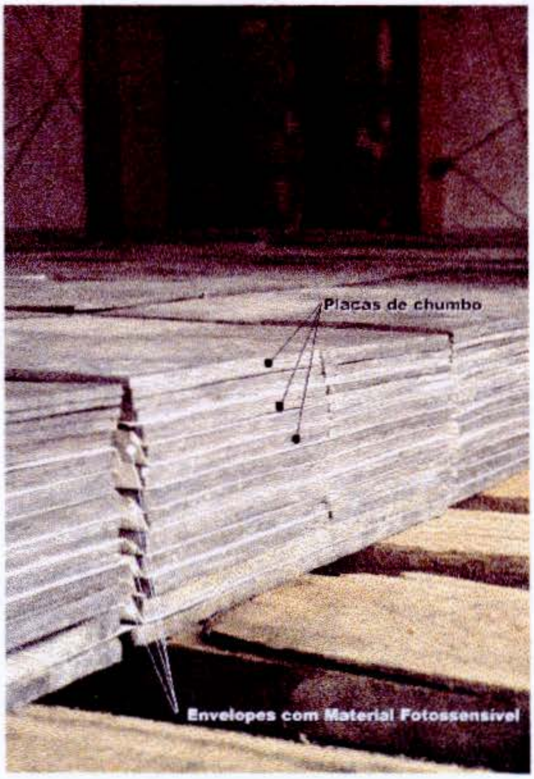


Figura 1.4: Foto parcial dos blocos de uma câmara inferior. Notar o arranjo tipo "pilha" de placas de Pb e envelopes (com material fotossensível) que é usado para formar um bloco.

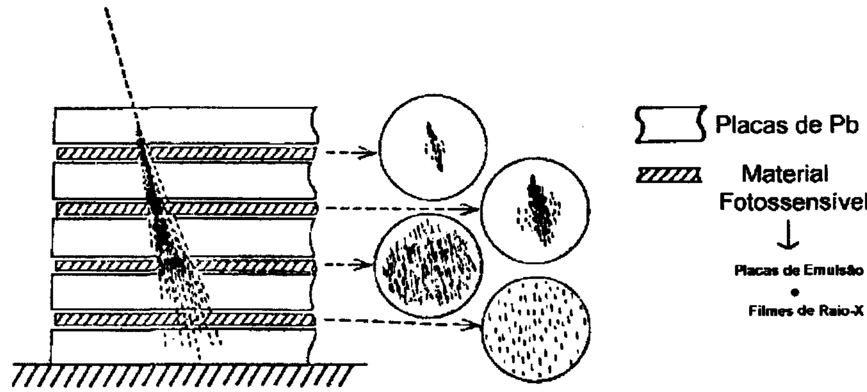


Figura 1.5: A cascata eletromagnética no detector.

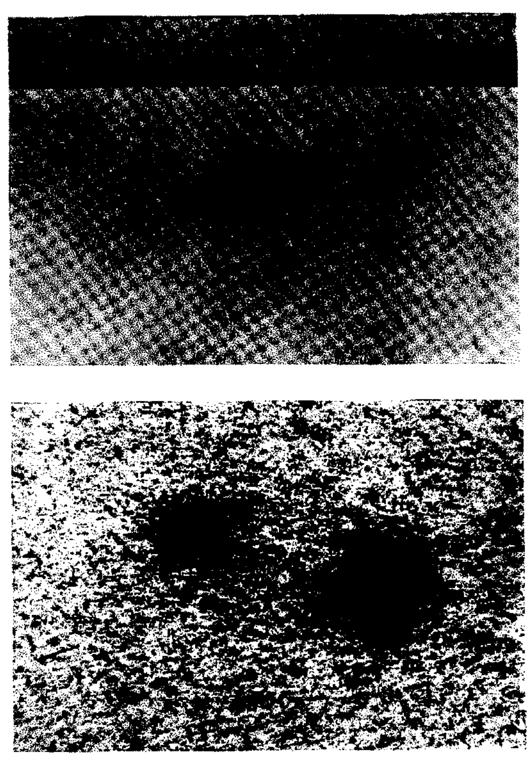


Figura 1.6: Foto de uma mancha num filme de Raio-X (foto superior) e de um conjunto de traços numa placa de Emulsão Nuclear (foto inferior).

Capítulo 2

Descrição dos Métodos de Análise

Neste capítulo são descritos os métodos usados para analisar os dados como obtidos no detector.

2.1 Determinação da posição dos fótons

A posição relativa (x,y) dos fótons nos vários planos de detecção (associa-se um plano, ou camada, para cada envelope) pode ser determinada de duas maneiras:

- Nos filmes de Raio-X, usando-se micro-fotodensitômetro para determinar o ponto (x_o, y_o) de maior opacidade da mancha produzida pelo grupo de e^+'s e e^-'s (chamado de *shower* ou chuveiro) associado ao γ. A posição (na camada correspondente) do fóton que produziu este chuveiro é então dada por (x_o, y_o).

- Quando a opacidade da mancha não é suficientemente alta para permitir o uso de um micro-fotodensitômetro, a posição do fóton no plano da camada é determinada pelo centro geométrico do conjunto de traços deixado pelo chuveiro na placa de Emulsão Nuclear. Este centro geométrico é determinado usando-se microscópio óptico equipado com micrômetros.

O primeiro método é executado atualmente por um micro-fotodensitômetro Mitaka NGD 20x20 com resolução de 1 μm, o qual é controlado por um microcomputador PS2/30 286 IBM via interface serial. Os programas de controle são escritos em Basic.

O segundo método usa um microscópio óptico e é feito manualmente.

2.2 Busca dos fótons e construção dos mapas

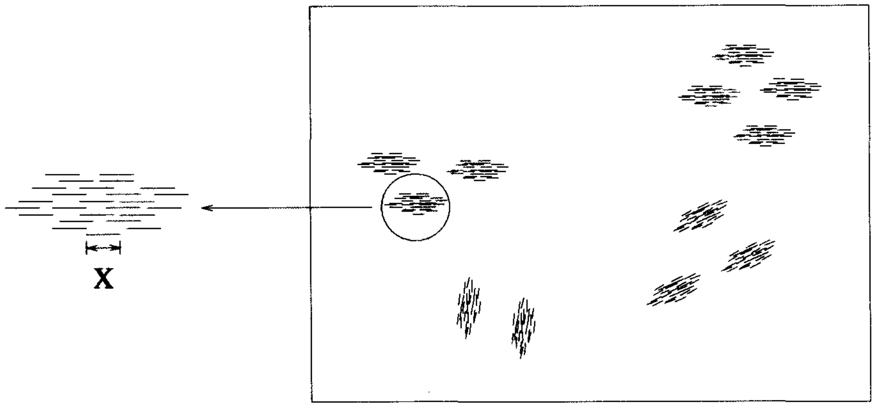
O primeiro passo do processo de análise consiste no mapeamento dos γ's. Para cada bloco é feito um mapa das projeções no plano de detecção, das posições de todos os chuveiros do bloco correspondente. Tal mapa é feito transpondo-se as localizações de todos os chuveiros em todas as camadas para um mesmo plano (sobrepondo os filmes de Raio - X). Assim, a "distância" medida no mapa entre chuveiros de um mesmo γ de camadas diferentes (d_{cd}), corresponde à projeção no plano de detecção da distância real entre os chuveiros.

2.3 Identificação das famílias

Definimos família ao conjunto de todos os chuveiros provenientes de uma mesma interação hadrônica.

Primeiramente, é necessário identificar os chuveiros da cascata eletromagnética de cada γ. Isto é feito no mapa, verificando as sequências de chuveiros (em camadas diferentes, naturalmente) que apresentam d_{cd} iguais. Cada uma das sequências que atende este critério é considerada a cascata eletromagnética de um γ.

A seguir os filmes de Raio-X são sobrepostos e deslocados, até que os chuveiros de um conjunto de γ's estejam sobrepostos. Cada um destes conjuntos é identificado como uma família.



Placa de Emulsao Nuclear

Figura 2.1: Determinação de θ_f usando a placa de Emulsão Nuclear. A divisão da distância X pela espessura da emulsão fornecerá a tangente do ângulo zenital θ_f.

2.4 Determinação do ângulo zenital das famílias (θ_f)

O ângulo zenital da família pode ser determinado de três maneiras diferentes.

- O primeiro método usa as placas de Emulsão Nuclear para tal fim. Os chuveiros deixam traços na placa de Emulsão Nuclear ao passarem por ela. É possível, usando-se microscópio óptico equipado com micrômetros, determinar o comprimento da projeção destes traços no plano de detecção (basta observar as placas com o microscopio e medir o comprimento dos traços). A divisão deste comprimento pela espessura da Emulsão Nuclear vai fornecer a tangente do ângulo zenital da família[1]. Este método, apesar de mais preciso e de ser o único que funciona sempre, é o mais trabalhoso e demorado (figura 2.1).

[1]Na realidade este método fornece o ângulo zenital do γ que gerou o conjunto de e^+'s e e^-'s. Porém a diferença entre este ângulo e θ_f é tão pequena que provoca diferenças no comprimento da projeção menores que 1 μm, tornando-a imperceptível por este método

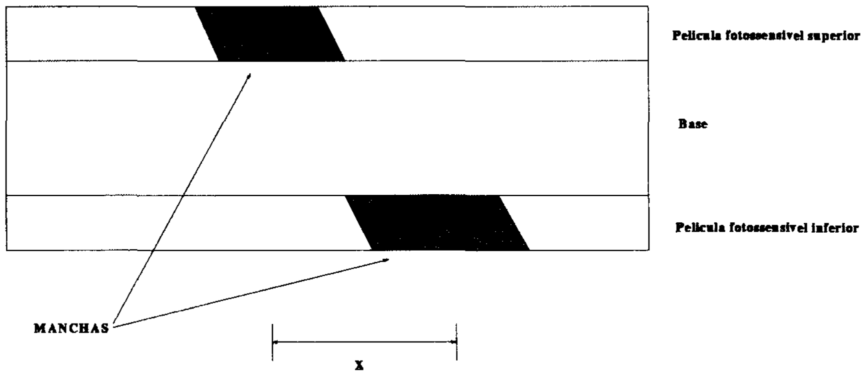


Figura 2.2: Determinação de θ_f usando o filme de Raio-X. A divisão de x pela distância entre as duas películas fotossensíveis fornecerá a tangente de θ_f.

- O segundo método utiliza os filmes de Raios-X. Os chuveiros, ao passarem pelos filmes de Raio-X, deixam manchas. Se θ_f for suficientemente grande, as manchas (de um mesmo chuveiro, naturalmente) nas duas faces do filme não estarão superpostas (já que os filmes de Raio-X apresentam duas faces fotossensíveis separadas por uma base de material não fotossensível, ao contrário da Emulsão Nuclear que tem somente uma face fotossensível). Mede-se então a projeção no plano de detecção da distância entre os pontos de maior opacidade (determinação descrita em 2.1) de ambas manchas. A divisão desta distância pela espessura do filme vai fornecer a tangente de θ_f. Para encontrar a medida desta projeção basta medir com o micro-fotodensitômetro a distância entre as manchas no plano do filme. Este método, apesar de mais rápido que o primeiro, nem sempre pode ser aplicado, pois não é sempre que o micro-fotodensitômetro é capaz de distinguir as duas manchas (figura 2.2).

- O terceiro método utiliza os mapas. A razão entre d_{cd} e a distância entre as camadas, conhecida quando da montagem do detector, fornece a tangente de θ_f da família ao qual este γ pertence. Notar que tanto faz qual γ da família cuja d_{cd} é medida, já que, como θ_f é praticamente igual para todas os γ's de uma mesma família (ver nota 1 da página 8), o valor de d_{cd} será o mesmo para todos os γ's de uma mesma família.

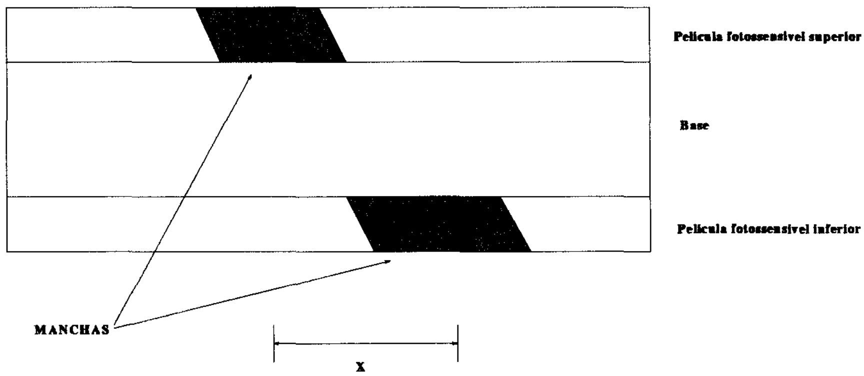


Figura 2.2: Determinação de θ_f usando o filme de Raio-X. A divisão de x pela distância entre as duas películas fotossensíveis fornecerá a tangente de θ_f.

- O segundo método utiliza os filmes de Raios-X. Os chuveiros, ao passarem pelos filmes de Raio-X, deixam manchas. Se θ_f for suficientemente grande, as manchas (de um mesmo chuveiro, naturalmente) nas duas faces do filme não estarão superpostas (já que os filmes de Raio-X apresentam duas faces fotossensíveis separadas por uma base de material não fotossensível, ao contrário da Emulsão Nuclear que tem somente uma face fotossensível). Mede-se então a projeção no plano de detecção da distância entre os pontos de maior opacidade (determinação descrita em 2.1) de ambas manchas. A divisão desta distância pela espessura do filme vai fornecer a tangente de θ_f. Para encontrar a medida desta projeção basta medir com o micro-fotodensitômetro a distância entre as manchas no plano do filme. Este método, apesar de mais rápido que o primeiro, nem sempre pode ser aplicado, pois não é sempre que o micro-fotodensitômetro é capaz de distinguir as duas manchas (figura 2.2).

- O terceiro método utiliza os mapas. A razão entre d_{cd} e a distância entre as camadas, conhecida quando da montagem do detector, fornece a tangente de θ_f da família ao qual este γ pertence. Notar que tanto faz qual γ da família cuja d_{cd} é medida, já que, como θ_f é praticamente igual para todas os γ's de uma mesma família (ver nota 1 da página 8), o valor de d_{cd} será o mesmo para todos os γ's de uma mesma família.

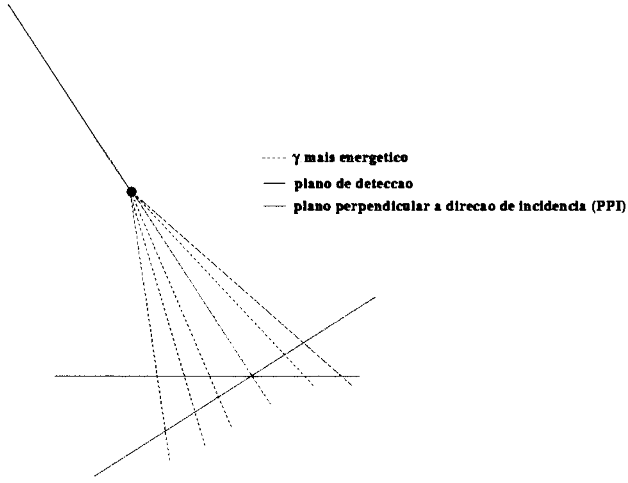


Figura 2.3: Correção do plano de detecção. A linha azul forma um ângulo reto com a vermelha.

Tal método pode ser usado sempre (os mapas são elaborados para todos os blocos e contém todos os chuveiros detectados), porém é o de menor precisão.

2.5 Correção do plano de detecção

Como é raro o caso de duas ou mais famílias terem o mesmo ângulo zenital, para que se possa analisá-las em conjunto é necessário fazer uma correção das posições (x,y) dos γ's no plano da camada (PD) para um plano perpendicular a direção de incidência (PPI). O plano escolhido é aquele que contém o γ mais energético. Tal correção não é exata, já que o correto seria escolher o PPI que passe pelo ponto em que o hádron primário (que deu origem à família em questão) atingiu o PD. Como é praticamente impossível identificar este ponto, usa-se como referência o ponto do γ mais energético. Isto porque o γ mais energético é aquele emitido com menor ângulo de emissão θ_γ em relação a direção de incidência do hádron primário (figura 2.3).

descrevem N_e em função da profundidade na câmara. Na realidade, as curvas N_e(uc) analíticas não permitem obter E_γ diretamente. O valor que está diretamente relacionado com E_γ é a grandeza $N_{máx}$, definida como o valor máximo que a densidade N_e assume para o γ. Esta relação entre $N_{máx}$ e E_γ é obtida também através da teoria das cascatas eletromagnéticas.

Assim, conhecendo-se a densidade N_e em cada camada[2], e a profundidade desta camada em uc, as curvas analíticas são ajustadas aos dados experimentais, usando como parâmetro de ajuste o θ_f. Tal ajuste é feito atualmente por um pacote de programas de computador que permitem corrigir as curvas padrão[3] para a geometria do detector, e ajustar as curvas. Feito o ajuste, determina-se o ponto de máximo da curva N_e(uc) ajustada. Conhecendo-se $N_{máx}$ determina-se E_γ, usando as curvas que relacionam as duas grandezas.

2.6.2 O método da opacidade

É natural supor que as funções N_e(uc) e D(uc) (opacidade D em função da profundidade na câmara) estejam relacionadas de alguma forma. De fato, tal relação pode ser obtida usando-se a teoria das cascatas eletromagnéticas[3], porém fatores relacionados com o tipo do filme, tempo de revelação, etc, devem ser considerados também. Para contornar-se este problema, são construidas curvas de calibração, relacionando $D_{máx}$ (que é definida como o valor máximo que D assume para o fóton) com E_γ.

Para construir estas curvas de calibração, é necessário escolher um conjunto de fótons. A seguir, aplica-se o método da contagem para determinar E_γ de cada um dos fótons do conjunto. Ajustando-se as curvas analíticas D(uc) (corrigidas para a geometria do detector[4], porém não corrigidas para as características do processamento químico do filme) aos pontos experimentais D x uc, obtém-se $D_{máx}$ para cada um dos fótons do conjunto. Com os valores de $D_{máx}$ assim obtidos e os de E_γ obtidos pelo método da contagem,

---

[2]Naturalmente, esta contagem é feita numa área igual em todas as camadas. Esta área de contagem também é levada em conta quando do cálculo das curvas analíticas

[3]Na verdade as curvas analíticas são calculadas para uma geometria padrão. Para se fazer o ajuste aos dados experimentais $N_e(uc)$ é necessário corrigir as curvas para a geometria do detector. O processo é feito desta maneira, porque o cálculo das curvas analíticas para cada geometria exige muito tempo de computação, enquanto que a correção das curvas é feita muito mais rapidamente. Isto naturalmente implica em uma pequena imprecisão na determinação de E_γ, que é porém compensada pela grande economia de tempo.

são construídas as curvas de calibração $D_{máx}$ x E_γ, parametrizadas para o ângulo zenital θ_f.

Obtidas as curvas de calibração, a energia dos outros γ's pode ser determinada usando-se somente os $D_{máx}$ obtidos por ajuste para cada um destes γ's e a curva de calibração.

Todo este processo está também automatizado e usa-se o mesmo pacote de programas citado em 2.6.1.

2.7 Determinação do Centro Ponderado por Energia (CPE)

Estando as posições (x_i, y_i) dos γ's de cada família corrigidas de acordo com a seção 2.5, uma mudança de referencial faz-se agora necessária nas posições (x_i, y_i), para que as famílias possam ser analisadas em conjunto. Tal correção consiste em transformar as coordenadas (x_i, y_i) do referencial original para as coordenadas no referencial do CPE. Sendo (x_{ci}, y_{ci}) as coordenadas no referencial do CPE e (x_{CPE}, y_{CPE}) as coordenadas do CPE no referencial original, tem-se para cada família:

$$x_{CPE} = \frac{\sum_{i=1}^{N_\gamma} x_i E_{\gamma_i}}{\sum_{i=1}^{N_\gamma} E_{\gamma_i}} \tag{2.2}$$

$$y_{CPE} = \frac{\sum_{i=1}^{N_\gamma} y_i E_{\gamma_i}}{\sum_{i=1}^{N_\gamma} E_{\gamma_i}} \tag{2.3}$$

$$x_{ci} = x_i - x_{CPE} \tag{2.4}$$

$$y_{ci} = y_i - y_{CPE} \tag{2.5}$$

Consideram-se as coordenadas do CPE como sendo da posição em que o hádron primário atingiria o plano PPI.

Em todas as análises que seguem, todas as coordenadas usadas foram corrigidas usando as expressões 2.2, 2.3, 2.4, 2.5 e a correção de plano descrita na seção 2.5.

2.8 Classificação da Interação segundo o alvo

As Interações Hadrônicas (e os seus secundários), de acordo com a região do detector onde ocorreu a interação, podem ser classificadas como A - Jatos, C - Jatos ou Pb - Jatos.

2.8.1 A - Jatos

As famílias que aparecem na câmara superior são identificadas como A - Jatos, já que as Interações Hadrônicas que as produziram só podem ter ocorrido na atmosfera.

2.8.2 C - Jatos

A família que aparece somente na câmara inferior e cuja direção de incidência é tal que passa pela câmara superior, é identificada como C - Jato.

2.8.3 Pb - Jatos

Quando uma interação ocorre numa placa de chumbo ela é classificada como Pb - Jato. As cascatas eletromagnéticas que começam a ser visualizadas na parte mais profunda das câmaras são consideradas Pb - Jatos. Isto porque é muito pequena a chance de um γ produzido sobre a câmara, atravessar 8 a 10 uc de Pb sem interagir só sendo observado na parte mais profunda das câmaras. Se isso acontece, é razoável supor que o "γ" que deu início a esta cascata eletromagnética foi produzido por um hádron que interagiu na placa de chumbo. Na realidade este "γ" é um conjunto de γ's que, devido ao fato dos ângulos de emissão serem pequenos e portanto não propiciarem separação mensurável entre eles, foi identificado como um só.

2.9 Determinação da altura de interação (H_I) e θ_γ

Conforme descrito em 1.2, considerando-se a região onde ocorreu a Interação Hadrônica, os secundários por ela produzidos podem ser classificadas em A - Jatos, C - Jatos ou Pb-Jatos. Para cada um destes tipos existe uma maneira de se determinar o ponto onde ocorreu a interação, geralmente denominado ponto da interação (na terminologia usada em Raios Cósmicos costuma-se chamar este processo de determinação da altura de interação). O conhecimento da altura de interação é necessário para que se possa determinar o ângulo zenital de emissão do γ (θ_γ) em relação a direção de incidência do hádron primário.

2.9.1 Acoplamento

Relações cinemáticas relativísticas envolvendo conservação de momento e energia aplicadas a um decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$ permitem obter a relação (ver apêndice A):

$$d_{12} = \frac{\sqrt{E_1 E_2}\; R_{12}}{M_{\pi^0}} \tag{2.6}$$

onde:

R_{12} é a distância entre γ_1 e γ_2 (medida no PPI).

d_{12} é a distância do ponto em que ocorreu a interação ao CPE (obviamente esta distância é medida perpendicularmente ao PPI).

E_i é a energia do i-ésimo γ.

M_{π^0} é a massa de repouso (ou massa invariante) do π^0.

O processo de combinar γ_i e γ_j para obter a distância d_{ij} do CPE ao ponto de interação é chamado de *acoplamento*. Se o acoplamento $\gamma_i\gamma_j$ é verdadeiro, isto é, se γ_i e γ_j realmente vieram do mesmo π^0, a altura H_{ij} do ponto onde o π^0 decai nos dois γ's é dada por $H_{ij} = d_{ij}\cos(\theta_f)$. A altura da Interação Hadrônica pode ser aproximada por H_{ij}, pois o tempo de vida do π^0 é muito pequeno (da ordem de 10^{-16} s no sistema de repouso do π^0 [7]), fazendo com que ele percorra uma distância muito pequena antes de decair.

2.9.2 A - Jatos

A determinação da altura de interação nos A - Jatos é um processo complicado. O que se faz basicamente é procurar o conjunto de acoplamentos

$\gamma_i\gamma_j$ (com i$\neq$j, e sem repetir os γ's em acoplamentos diferentes) que tenha a distribuição de H_{ij} de menor desvio padrão. A altura média da distribuição assim escolhida é considerada a altura de interação do A - Jato.

2.9.3 C - Jatos

Aqui, tenta-se determinar quais pares de γ's decairam de π^0's usando o seguinte procedimento:

- calcula-se, usando a expressão 2.6, a altura H_{ij} associada a todas as combinações 2 a 2 possíveis dos γ's pertencentes ao C - Jato cuja altura se quer determinar.

- como, no caso dos C - Jatos, sabe-se que a interação ocorreu no alvo de carbono, pode-se restringir os valores de H_{ij} possíveis a uma faixa que coloque a interação dentro do alvo de carbono.

- assim, os pares $\gamma_i\gamma_j$ cuja H_{ij} estão nesta faixa, são considerados como acoplamentos $\gamma_i\gamma_j$ legítimos, isto é, cada um desses pares é considerado como tendo sido produzido por um π^0.

A altura de interação do C - Jato sob análise é então a média das alturas H_{ij} dos acoplamentos legítimos.

Em geral nem todos os fótons detectados são identificados como provenientes de π^0. Isto pode acontecer por várias razões, como por exemplo:

- O par do fóton não ter sido detectado por ter energia inferior ao limiar de detecção.

- O fóton ter sido produzido por um méson que não foi o π^0.

- O fóton ter sido produzido diretamente na Interação Hadrônica.

Todo este processo (incluindo a transformação para o sistema de coordenadas do CPE) é feito por um programa de computador desenvolvido especialmente para esta finalidade.

2.10 A Relação $\mathcal{R}$

Verifica-se experimentalmente que a emissão de partículas (sejam elas mésons, fótons, elétrons, etc) ocorre isotropicamente no referencial de laboratório (isotropia no ângulo azimutal) e de centro de massa (isotropia nos ângulos azimutal e zenital). Os modelos existentes para Interações Hadrônicas supõem a formação de um estado intermediário entre a colisão dos hádrons e o decaimento nos secundários de primeira geração. A CBJ procura classificar estes estados usando grandezas como a massa invariante $\mathcal{M}$, o momento transversal médio $\langle P_t \rangle$, fator de Lorentz médio $\langle \Gamma \rangle$, etc.

Baseado em trabalho original de [5], onde foram calculadas expressões (supondo emissão isotrópica e uma só interação) para as grandezas $\sum E_\gamma$ (energia total do estado intermediário em forma de γ's) e $\sum (E_\gamma \theta_\gamma)$ (momento transversal total na forma de γ's), os termos de ordem maior em θ_γ foram calculados, $\sum \left(E_\gamma \theta_\gamma^2\right)$ e $\sum \left(E_\gamma \theta_\gamma^3\right)$. Os somatórios são feitos para todos os γ's produzidos pela Interação. As expressões explícitas são (apêndice B):

$$\sum E_\gamma = \Gamma \mathcal{M} \left[1 - \frac{1}{\left(1+\Gamma^2\theta_\gamma^2\right)^2} \right] \tag{2.7}$$

$$\sum (E_\gamma \theta_\gamma) = \frac{\mathcal{M}}{2} \left[\arctan(\Gamma\theta_\gamma) - \frac{1-\Gamma^2\theta_\gamma^2}{\left(1+\Gamma^2\theta_\gamma^2\right)^2} \Gamma\theta_\gamma \right] \tag{2.8}$$

$$\sum \left(E_\gamma \theta_\gamma^2\right) = \frac{\mathcal{M}}{\Gamma} \left[\frac{\Gamma^2\theta_\gamma^2}{1+\Gamma^2\theta_\gamma^2} \right]^2 \tag{2.9}$$

$$\sum \left(E_\gamma \theta_\gamma^3\right) = \frac{\mathcal{M}}{2\Gamma^2} \left[3\arctan(\Gamma\theta_\gamma) - \frac{3+5\Gamma^2\theta_\gamma^2}{\left(1+\Gamma^2\theta_\gamma^2\right)^2} \right] \tag{2.10}$$

Verificou-se que combinando tais grandezas da seguinte forma:

$$\mathcal{R}_j = \frac{\sum\limits_{i=1}^{j} E_{\gamma_i} \sum\limits_{i=1}^{j} E_{\gamma_i}\theta_{\gamma_i}^2}{\left(\frac{4}{\pi}\sum\limits_{i=1}^{j} E_{\gamma_i}\theta_{\gamma_i}\right)^2} \quad , \ \theta_{\gamma_i} \leq \theta_{\gamma_{i+1}} \tag{2.11}$$

obtém-se (usando as expressões 2.7 à 2.10) a expressão:

$$\mathcal{R}(\Gamma\theta) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{(\Gamma^2\theta^2 + 2)\Gamma^6\theta^6}{[(1+\Gamma^2\theta^2)^2 \arctan(\Gamma\theta) - (1-\Gamma^2\theta^2)\Gamma\theta]^2} \tag{2.12}$$

a qual é expressão de uma curva universal (não depende da massa $\mathcal{M}$ do estado intermediário e pode ser escrita como função de $x = \Gamma\theta$, figura 2.4). A expressão 2.11 define a grandeza denominada $\mathcal{R}$ cuja expressão analítica (obtida de 2.11 supondo emissão isotrópica e uma só interação) é dada por 2.12.Assim, o ajuste da expressão 2.12 aos pontos obtidos usando os dados experimentais $(\theta_\gamma, E_\gamma)$ na expressão 2.11, usando Γ como parâmetro de ajuste, permite obter o valor de Γ para cada família, bem como avaliar o "grau de isotropia" da família através da qualidade do ajuste.

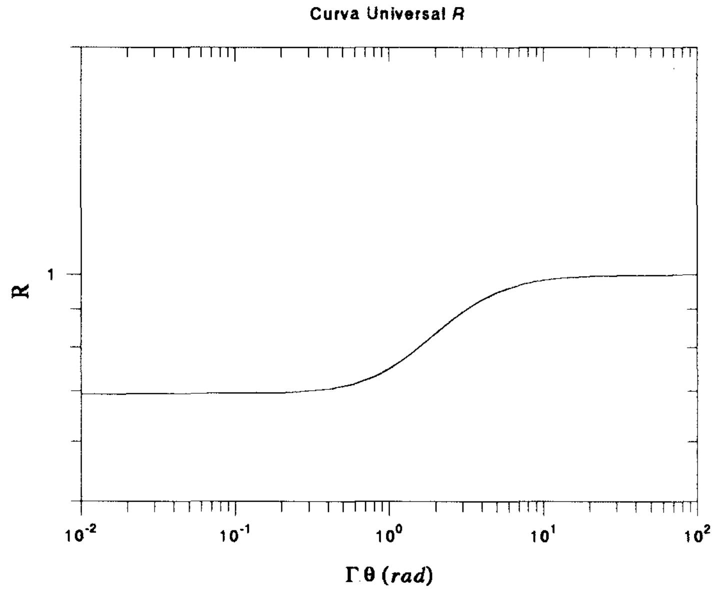


Figura 2.4: Curva universal $\mathcal{R}(\Gamma\theta)$ conforme expressão 2.12.

Pode acontecer que, o hádron primário interaja mais de uma vez, produzindo uma ou mais famílias que seriam identificadas como uma só. O ajuste da relação $\mathcal{R}$ também permite identificar estes casos, novamente através da avaliação da qualidade do ajuste. Isto porque a expressão 2.12 é obtida partindo da hipótese de uma única interação com emissão isotrópica. Assim, dados provenientes de situações diferentes (emissão não isotrópica e/ou mais de uma interação) não se ajustarão bem a curva 2.12.

2.11 O método modificado de Duller-Walker (mDW)

Conforme citado anteriormente, é interesse da CBJ identificar e quantificar grandezas características do estado intermediário que se supõe formar entre a colisão de hádrons e a produção dos secundários de primeira geração. Portanto, é necessário de alguma forma identificar os tipos de estados intermediários e separar as famílias produzidas por cada um destes estados.

Existem algumas maneiras de se fazer isto. Uma delas é utilizar o método de Duller-Walker[6]. Neste método usa-se uma grandeza $\mathcal{F}$ definida como a razão entre o número de fótons com θ_γ menor que um determinado θ e o número total de fótons. O fato é que este número total de fótons raramente é conhecido nos dados experimentais, pois o detector tem um limiar de detecção (cerca de 200 GeV, em casos ótimos), um ou mais fótons podem não ter atingido o dectetor, etc. Assim pensou-se em um método que não necessita conhecer o número total de fótons a priori.

Nota-se (apêndice B) que as expressões 2.7 à 2.10 convergem assintoticamente para um valor constante quando θ_γ tende a $+\infty$. Nota-se ainda que, combinando-se algebricamente as grandezas[4] $\sum E_\gamma$, $\sum E_\gamma\theta_\gamma$, $\sum\left(E_\gamma\theta_\gamma^2\right)$ e $\sum\left(E_\gamma\theta_\gamma^3\right)$ na forma:

$$mDW_j = \frac{1}{4\mathcal{M}\Gamma}\left[\sum_{i=1}^{j} E_{\gamma_i} + \frac{4}{\pi}\sum_{i=1}^{j} E_{\gamma_i}\Gamma\theta_{\gamma_i} + \sum_{i=1}^{j} E_{\gamma_i}\left(\Gamma\theta_{\gamma_i}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{4}{3\pi}\sum_{i=1}^{j} E_{\gamma_i}\left(\Gamma\theta_{\gamma_i}\right)^3\right], \quad \theta_i \leq \theta_{i+1} \qquad (2.13)$$

[4]Os coeficientes que multiplicam cada um dos termos (1, $4/\pi$, 1 e $4/3\pi$) servem somente para normalizar cada um dos termos de forma que todos convirjam para 1.

obtém-se (usando novamente 2.7 à 2.10):

$$mDW(\theta_\gamma) = \frac{1}{\mathcal{M}\Gamma}\left\{\frac{1}{\left(1+\Gamma^2\theta_\gamma^2\right)^2}\left[\frac{\Gamma^4\theta_\gamma^4}{2} - \frac{1}{3\pi}\Gamma^3\theta_\gamma^3 + \frac{\Gamma^2\theta_\gamma^2}{2} - \frac{1}{\pi}\Gamma\theta_\gamma\right] + \frac{1}{\pi}\arctan(\Gamma\theta_\gamma)\right\} \quad (2.14)$$

A expressão 2.14 possui coeficiente angular 2 (em um gráfico dilog, figura 2.5) em decorrência da hipótese sobre isotropia. É chamada de mDW em alusão a *modified Duller-Walker*, pois similarmente ao Duller-Walker original, ela é composta de somatórios de grandezas até um determinado θ_γ (a diferença é que ela não necessita do conhecimento prévio do número total de γ's).

2.12 Identificação dos η's

São dois os métodos de identificação de η's usados nesta tese. O estatístico (C - Jatos e A - Jatos) e o individual (A - Jatos). Segue a descrição dos dois métodos.

2.12.1 Estatístico

Neste método, os γ's que não foram selecionados como provenientes de π^0's, (seja através do método descrito em 2.9.3 para C - Jatos ou no descrito em 2.9.2 para A - Jatos) também chamados de γ's não acoplados, são combinados dois a dois (permitindo a repetição de um mesmo γ em combinações diferentes) [5]. A seguir, uma expressão derivada da equação 2.6 é usada para obter o valor de $M_{\gamma_i\gamma_j}$ (ou, simplificando a notação, $M_{\gamma\gamma}$) associado a cada uma das combinações:

$$M_{\gamma_i\gamma_j} = \frac{\sqrt{E_iE_j}\ R_{ij}}{H_I}\cos\theta_f \quad (2.15)$$

onde:

[5] Estes acoplamentos são feitos somente entre os fótons de uma mesma família

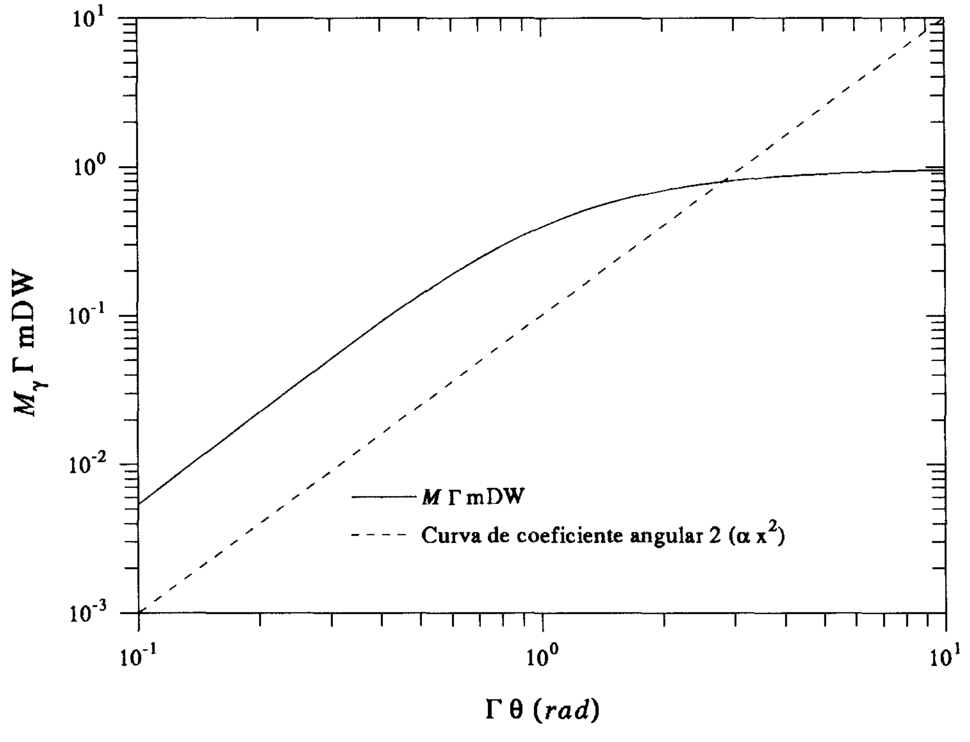


Figura 2.5: Curva da função $mDW(\theta_\gamma)$ (equação 2.14). Notar o coeficiente angular 2 da "parte reta" da mesma. A curva foi normalizada por $\Gamma \mathcal{M}_\gamma$.

R_{ij} é a distância entre os γ_i e γ_j (medida no PPI).

E_i é a energia do γ_i.

E_j é a energia do γ_j.

H_I é altura de interação da família à qual γ_i e γ_j pertencem.

$M_{\gamma_i\gamma_j}$ é a massa invariante do méson que teria produzido o par $\gamma_i\gamma_j$ decaindo na altura H_I.

A distribuição de $M_{\gamma\gamma}$ assim obtida é comparada com uma distribuição $M_{\gamma\gamma}$ obtida de uma simulação que não prevê a produção de mésons η, e com uma simulação da distribuição $M_{\gamma\gamma}$ de acoplamentos ilegítimos ou falsos (esta última é geralmente chamada de *background*). No apêndice C encontram-se as descrições das duas simulações. Verifica-se então se existe algum sinal estatisticamente relevante de diferença entre as distribuições em valores de $M_{\gamma\gamma}$ próximos á massa do η.

2.12.2 Individual

Usando a expressão 2.15, busca-se em cada família entre os γ's não acoplados, aqueles acoplamentos com $M_{\gamma_i\gamma_j}$ compatíveis com a massa conhecida do η. São usados então, os seguintes critérios para selecionar entre estes acoplamentos aqueles que serão considerados como acoplamentos legítimos em η's:

- é razoável supor que os γ's com energias razoáveis estejam acoplados. Assim tais γ's devem ser acoplados.
- tenta-se, na medida do possível, selecionar acoplamentos que mantenham a isotropia azimutal na produção dos mésons (π^0 e η), já que há isotropia na produção dos fótons, de acordo com a análise feita usando a relação $\mathcal{R}$.
- dois γ's com energias razoáveis e separados do conjunto de γ's acoplados em π^0's, devem ser provenientes de um decaimento $\eta \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$.
- os γ's não podem se repetir em acoplamentos diferentes.

Este método não é aplicado em C - Jatos, porque nestas famílias os fótons estão muito próximos um dos outros, impossibilitando o uso principlamente do terceiro critério e dos dois primeiros também.

Seria possível, a princípio, buscar entre os acoplamentos de fótons não acoplados em π^0, aqueles cujo valor de $M_{\gamma_i\gamma_j}$ estivesse dentro de uma faixa de valores próximos á massa do η. Entretanto, a baixa estatística da amostra de A - Jatos utilizada não permite definir esta faixa de uma forma razoável.

Capítulo 3

Análise e Resultados

3.1 Determinação do fator de Lorentz (Γ)

O fator de Lorentz de cada família é determinado através de ajuste de curva (conforme seção 2.10). Foram escritos basicamente dois programas para fazer este ajuste, um que permite ao operador acompanhar (através de gráficos) o ajuste e um outro que faz o ajuste sem permitir o acompanhamento. Ambos os programas utilizam o método de Mínimos Quadrados para realizar o ajuste. A qualidade do ajuste é medida usando-se o teste de χ^2. Nas figuras 3.1 a 3.4 são apresentados alguns exemplos.

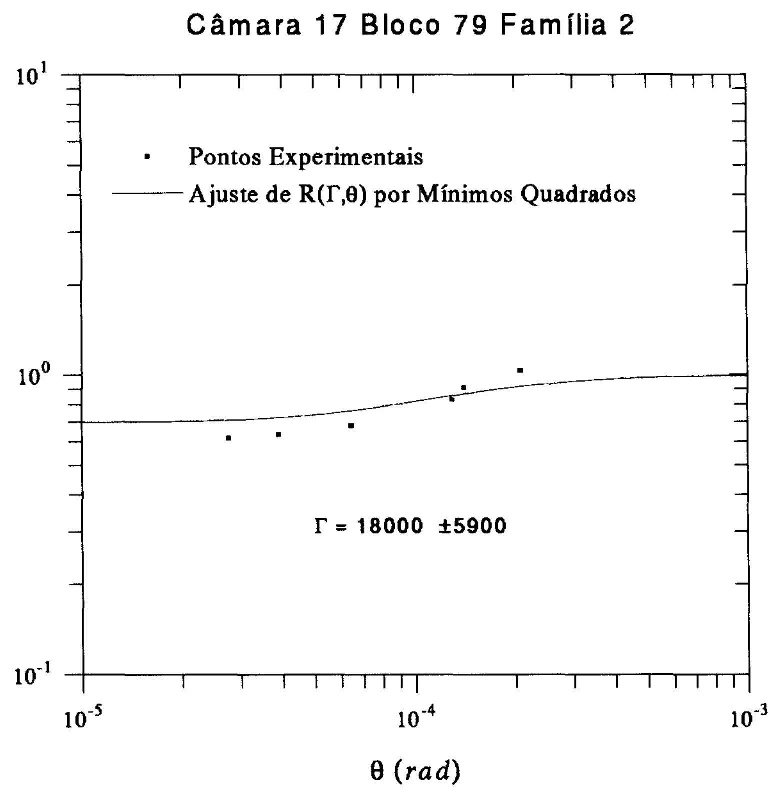

Câmara 17 Bloco 79 Família 2
Pontos Experimentais
Ajuste de R(Γ,θ) por Mínimos Quadrados
Γ = 18000 ±5900
10^1
10^0
10^{-1}
R
10^{-5}
10^{-4}
10^{-3}
θ (rad)

Figura 3.1:

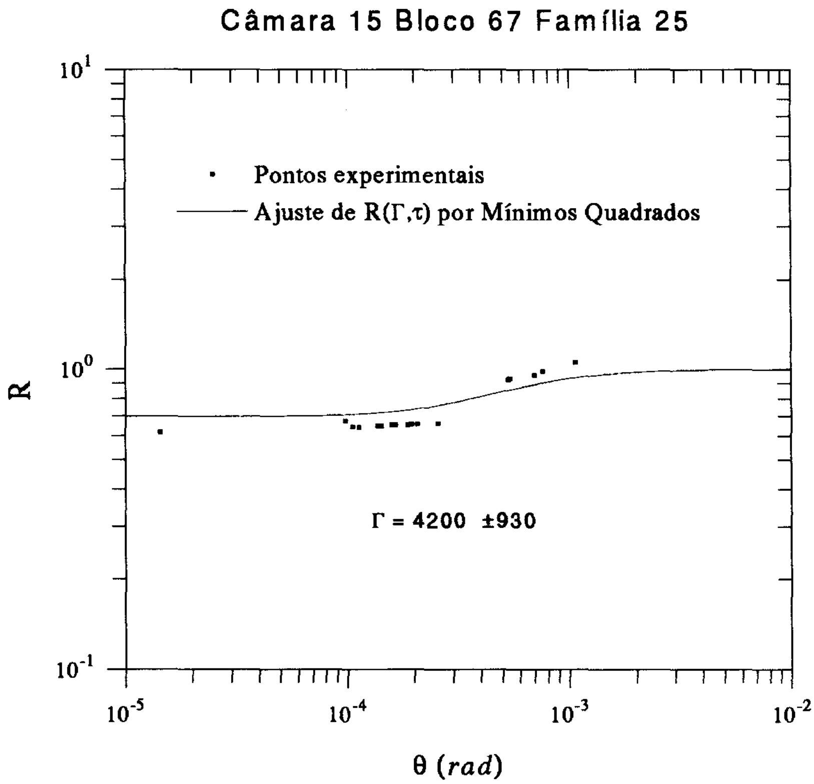

Câmara 15 Bloco 67 Família 25
Pontos experimentais
Ajuste de R(Γ,τ) por Mínimos Quadrados
Γ = 4200 ±930
R
θ (rad)
10^1
10^0
10^-1
10^-5
10^-4
10^-3
10^-2

Figura 3.2:

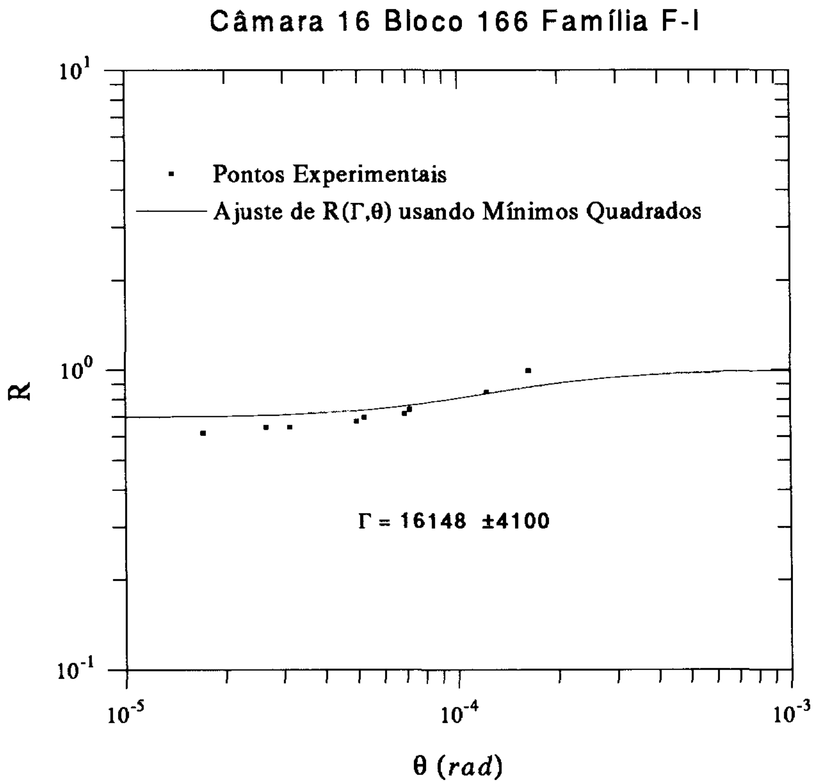

Câmara 16 Bloco 166 Família F-I
Pontos Experimentais
Ajuste de R(Γ,θ) usando Mínimos Quadrados
Γ = 16148 ±4100
R
θ (rad)
10^1
10^0
10^-1
10^-5
10^-4
10^-3

Figura 3.3:

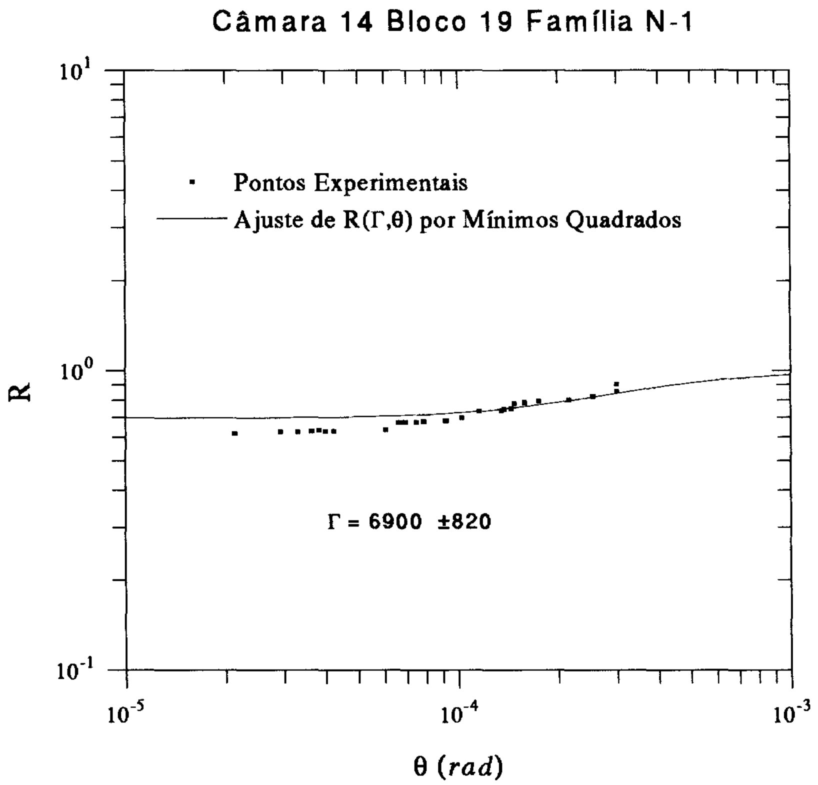


Figura 3.4:

3.2 Análise mDW

Tendo sido determinado Γ para todas as famílias, o próximo passo é realizar a análise usando o mDW (como mostrado na seção 2.11). O cálculo do mDW para os γ's de cada família é feito pelo mesmo programa que calcula Γ (o segundo citado em 3.1) por uma questão de comodidade. Na figura 3.5 vê-se o gráfico do mDW por $\theta_\gamma \sum E_\gamma$. Conforme se nota claramente no gráfico, as várias famílias se apresentam em grupos, quando representadas através do mDW de seus secundários. Isto sugere que as famílias se apresentam em, pelo menos, 4 tipos diferentes, como mostra o gráfico de mDW. Atribui-se este comportamento das famílias, à existência de tipos diferentes de Estados Intermediários (EI). Pela figura 3.5, são identificados 4 tipos de EI. São eles o *Mirim*,o *Açú*,o *Guaçú* e o *Centauro*, em ordem crescente de $\mathcal{M}_\gamma$, como se nota pelo gráfico e pela forma explícita do mDW mostrada na expressão 2.14[1].

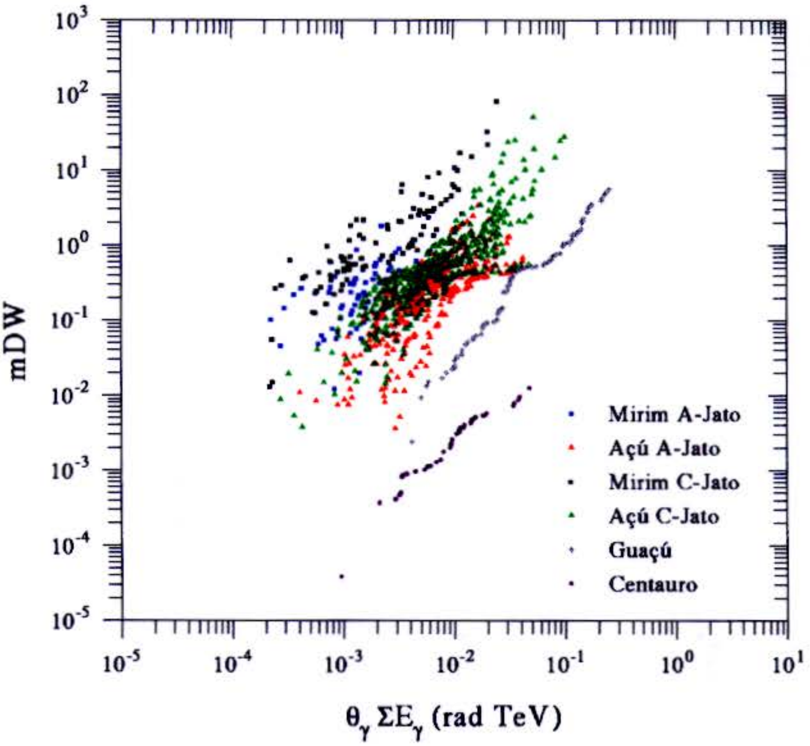


Figura 3.5: Gráfico do mDW

Nota-se na figura 3.5 que a estatística para famílias do tipo Centauro e Guaçú é ainda muito baixa. É por isto que nas análises feitas neste trabalho,

[1]Pela expressão 2.14, famílias cujos EI's tem $\mathcal{M}_\gamma$ maiores devem apresentar valores menores de mDW.

somente foram usados as famílias do tipo Mirim e Açú.

3.3 Busca dos η's

Tendo sido identificadas as famílias com respeito ao tipo de EI (Mirim ou Açú), o próximo passo da análise é buscar os η's. As distribuições $M_{\gamma\gamma}$ resultantes da busca estatística, comparadas com as simuladas (seção 2.12.1), são mostradas nos gráficos das figura 3.6 a 3.9.

Nas figuras 3.10 a 3.13 são mostrados os gráficos das distribuições $M_{\gamma\gamma}$ obtidas da busca estatística comparadas com a distribuição de fundo.

Nota-se uma diferença significativa entre as distribuições experimentais e as de comparação na região de M do η ($\simeq$ 549 MeV)[7] nas famílias do tipo Açú, enquanto que nas famílias do tipo Mirim não se nota tal diferença. Isto sugere que a produção de η's pode ocorrer quando da formação de EI do tipo Açú, o mesmo não sendo possível para EI's do tipo Mirim. Notar que não se pode afirmar que os η's são sempre produzidos nos Açú porque a busca individual identificou η's em 13 das 28 famílias do tipo Açú (de A - Jatos, naturalmente).

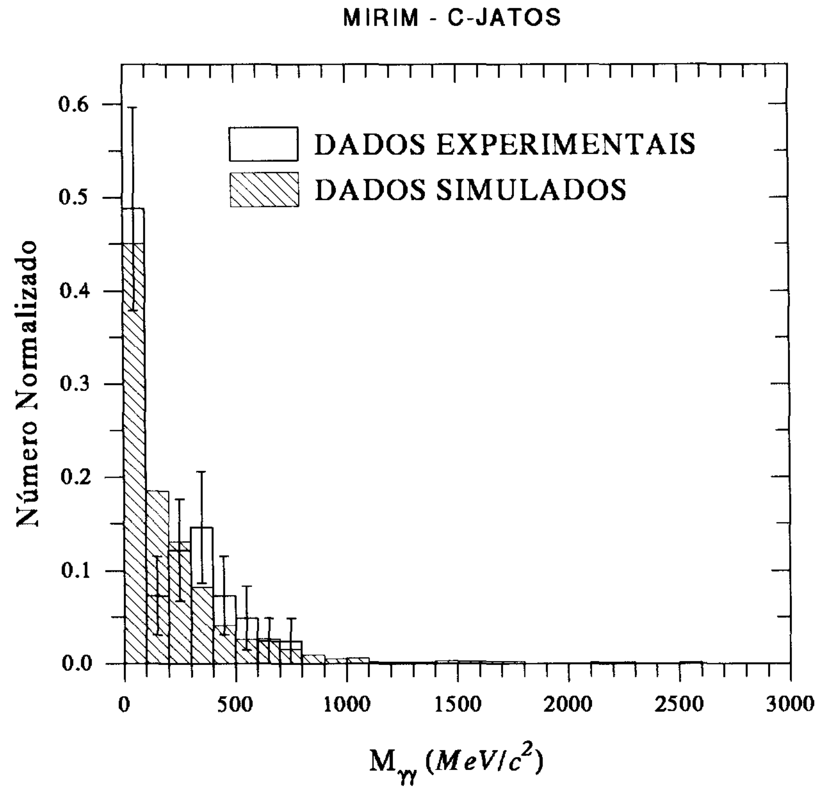


Figura 3.6: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e simulado para Mirim - C - Jatos.

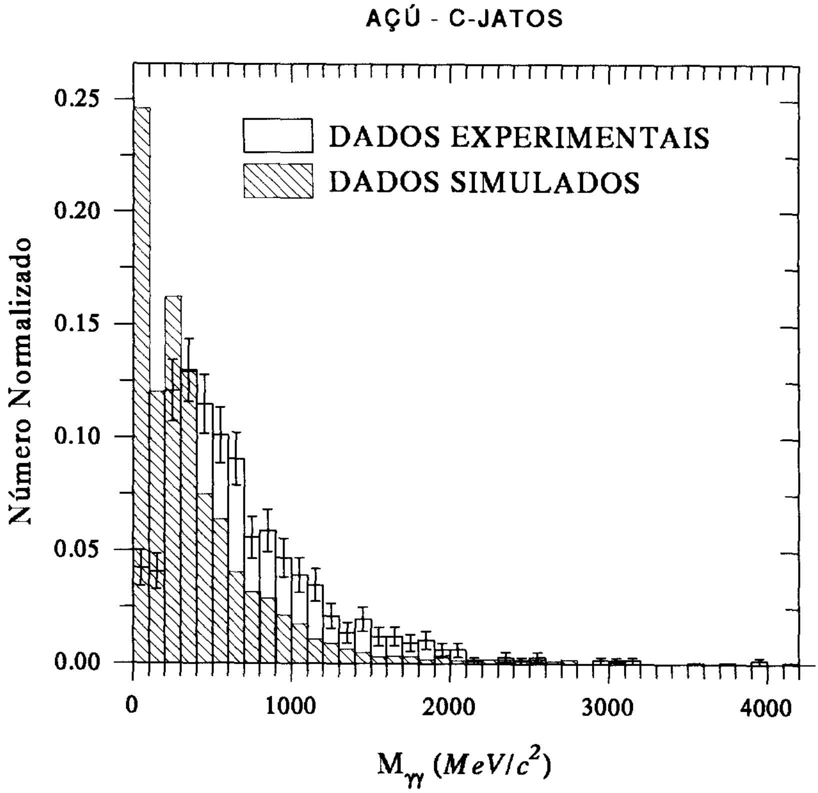


Figura 3.7: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e simulado para Açú - C - Jatos.

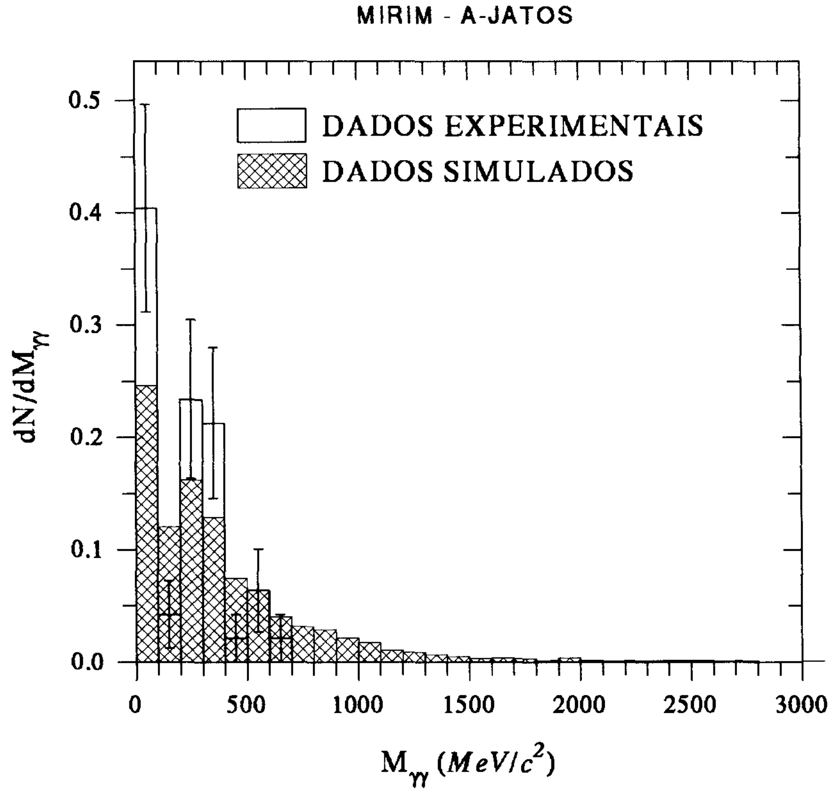


Figura 3.8: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e simulado para Mirim - A - Jatos.

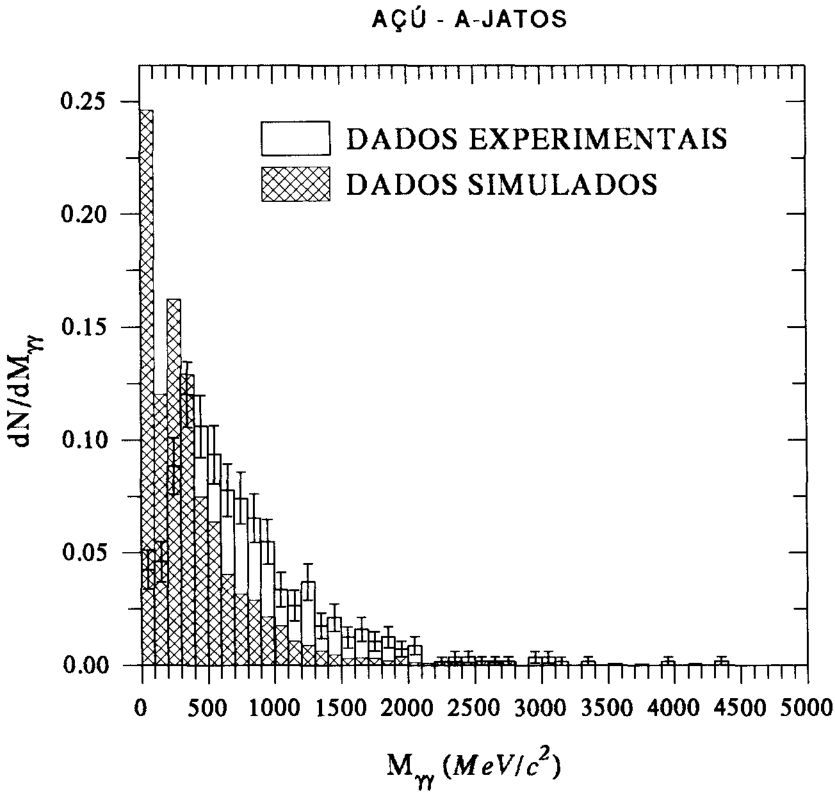


Figura 3.9: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e simulado para Açú - A - Jatos.

3.4 Distribuições de energia

Nas figuras 3.14 a 3.17 são mostradas as distribuições de energia fracionária ($E_\gamma / \sum E_\gamma$) obtidas dos dados experimentais. Os estimadores $\langle f \rangle$ foram obtidos usando o Método da Máxima Verossimilhança[8]. A multiplicidade média por evento (entenda-se por "um evento" um C - Jato ou um A - Jato) N_γ foi obtida usando o Método dos Mínimos Quadrados[8].

3.5 Distribuições de momento transversal

Nas figuras 3.18 a 3.26 são apresentadas as distribuições integrais de momento transversal dos fótons, dos π^0's e dos η's. Novamente, a multiplicidade média (N_γ, N_{π^0} ou N_η, conforme o caso) foi obtida usando-se o Método dos Mínimos Quadrados e os estimadores $\langle P_t \rangle$ usando o Método da Máxima Verossimilhança.

3.6 Resumo

A tabela 3.1 mostra o resumo dos resultados obtidos da análise das distribuições de momento transversal bem como os valores médios do fator de Lorentz ($\langle \Gamma \rangle$) e Energia em forma de fótons ($\langle \sum E_\gamma \rangle$). Foram analisados um total de 87 famílias do tipo C-Jato e 48 do tipo A-Jato. Dentre estes 48 A-Jatos, foi encontradao sinal de η's em 13.

	fótons		π^0		η			
	$\langle N_\gamma \rangle$	$\langle P_t \rangle$	$\langle N_{\pi^0} \rangle$	$\langle P_t \rangle$	$\langle N_\eta \rangle$	$\langle P_t \rangle$	$\langle \Gamma \rangle$	$\langle \Sigma E_\gamma \rangle$
Mirim A-Jatos	7±0.4	167.56	2.5±0.3	279.93	-	-	16200	36.7
C-Jatos	7±0.5	125.42	2.5±0.4	192.41	-	-	74380	23.0
Açú A-Jatos	15±0.4	384.81	4.6±0.3	546.75	0.6±0.11	1280.68	6512	62.1
C-Jatos	17±0.6	257.92	6.4±0.6	387.08	-	-	11386	33.0

Tabela 3.1: Resumo dos resultados obtidos. $\langle \sum E_\gamma \rangle$ em TeV. P_t em MeV/c.

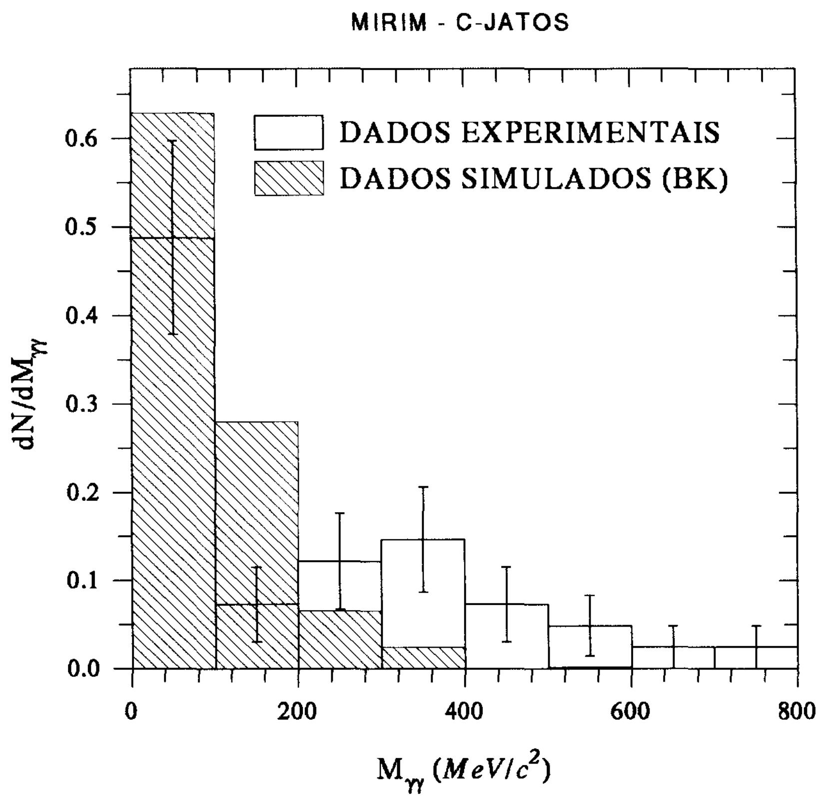


Figura 3.10: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e o fundo para Mirim - C - Jatos.

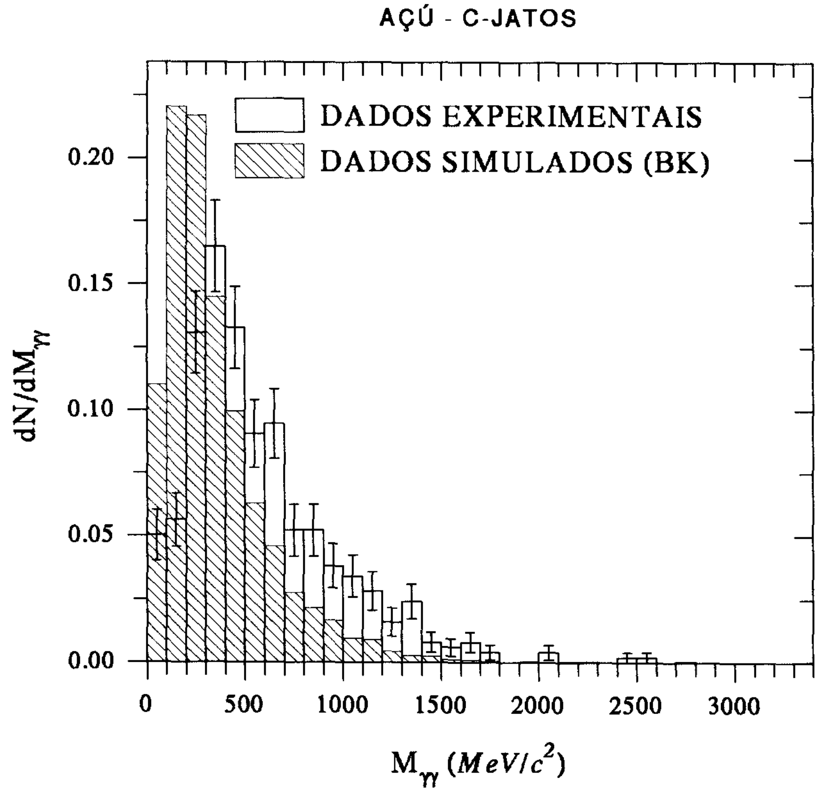


Figura 3.11: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e o fundo para Açú - C - Jatos.

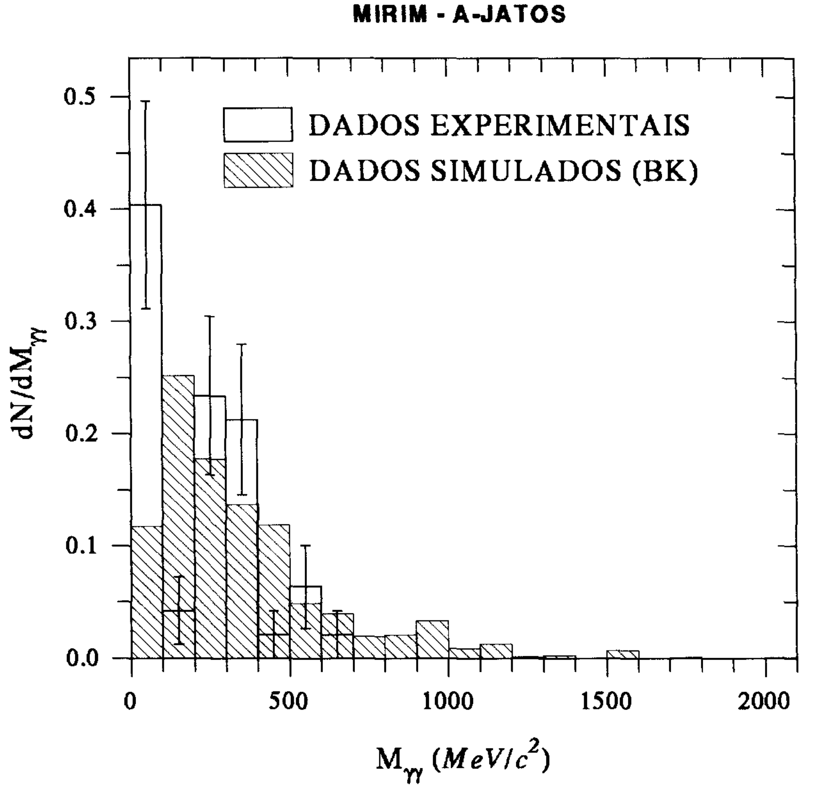


Figura 3.12: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e o fundo para Mirim - A - Jatos.

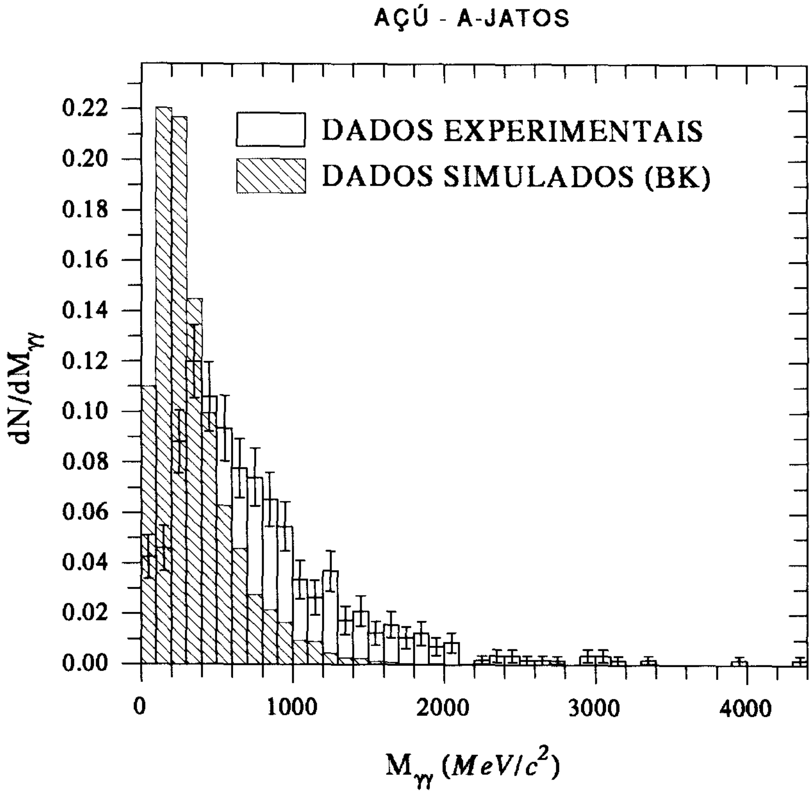


Figura 3.13: Comparação entre $M_{\gamma\gamma}$ experimental e o fundo para Açú - A - Jatos.

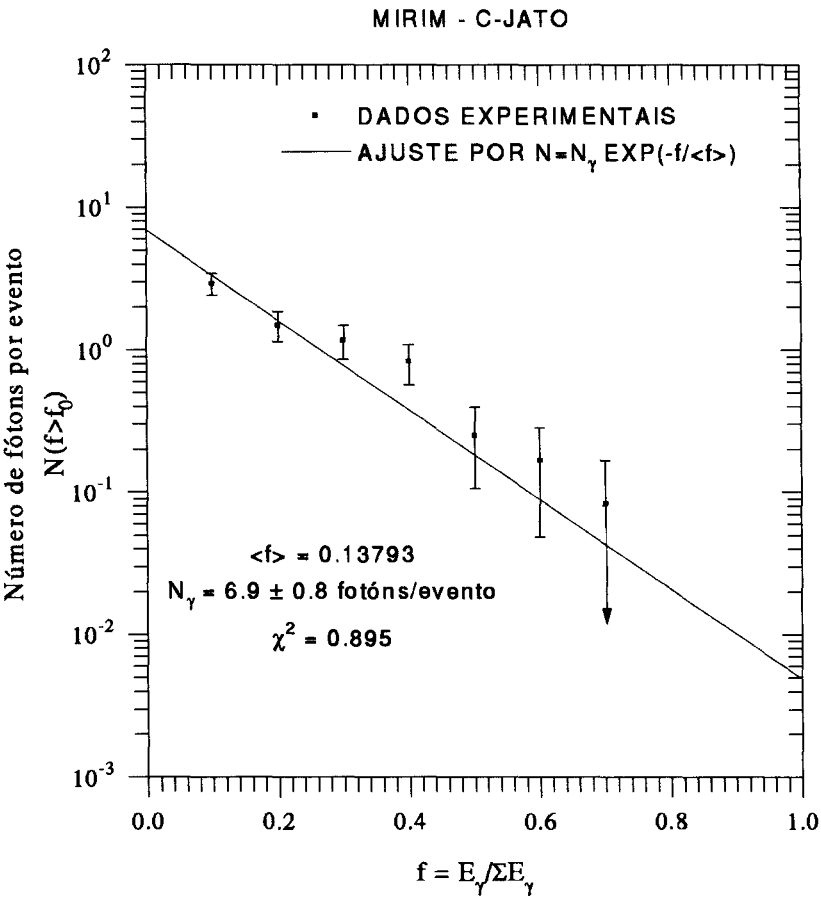


Figura 3.14: Distribuição integral de energia fracionária dos fótons para C - Jatos do tipo Mirim.

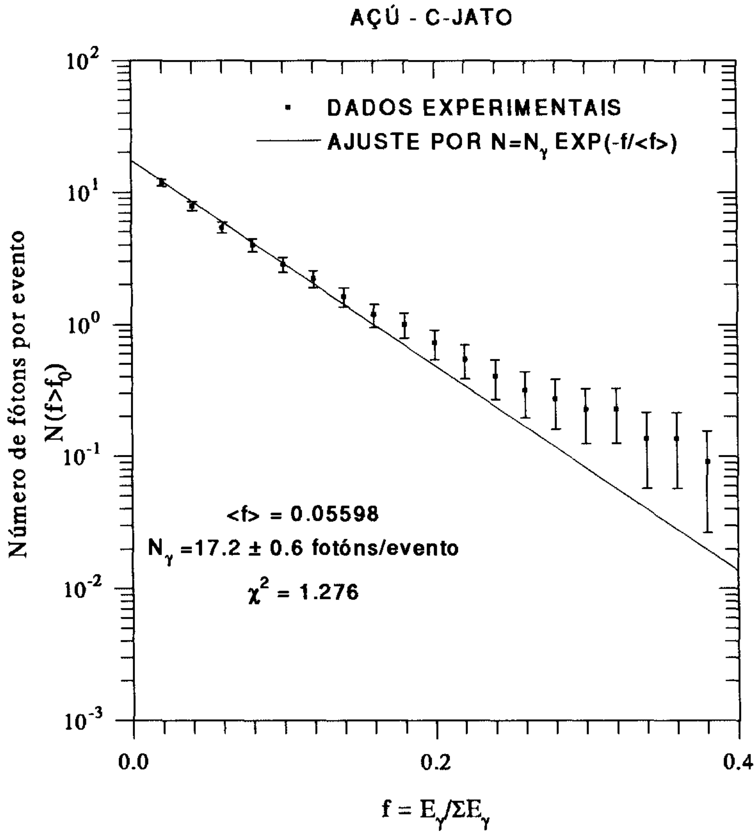


Figura 3.15: Distribuição integral de energia fracionária dos fótons para C - Jatos do tipo Açú.

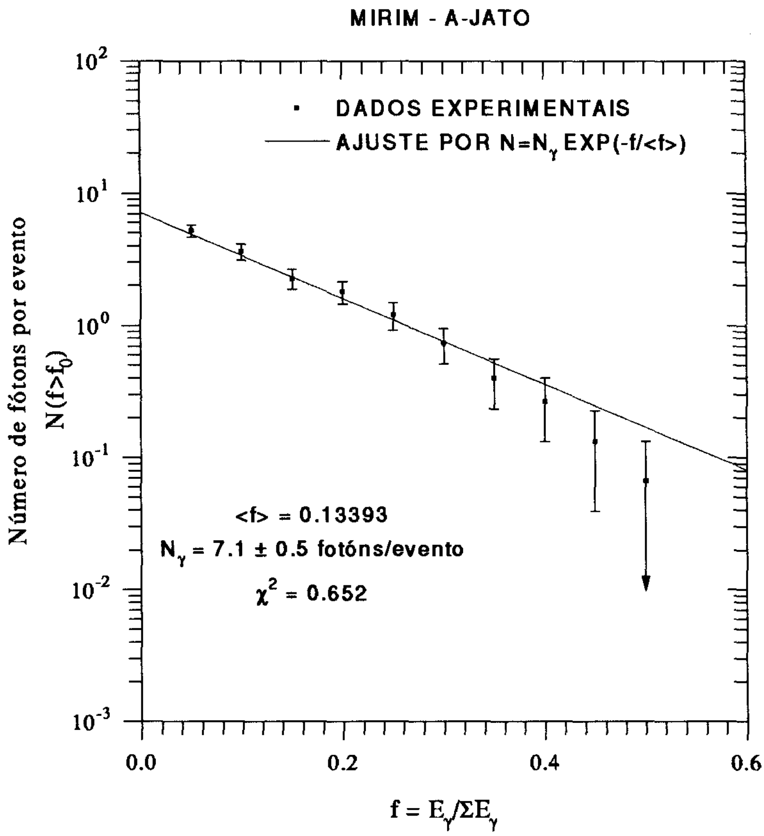


Figura 3.16: Distribuição integral de energia fracionária dos fótons para A - Jatos do tipo Mirim.

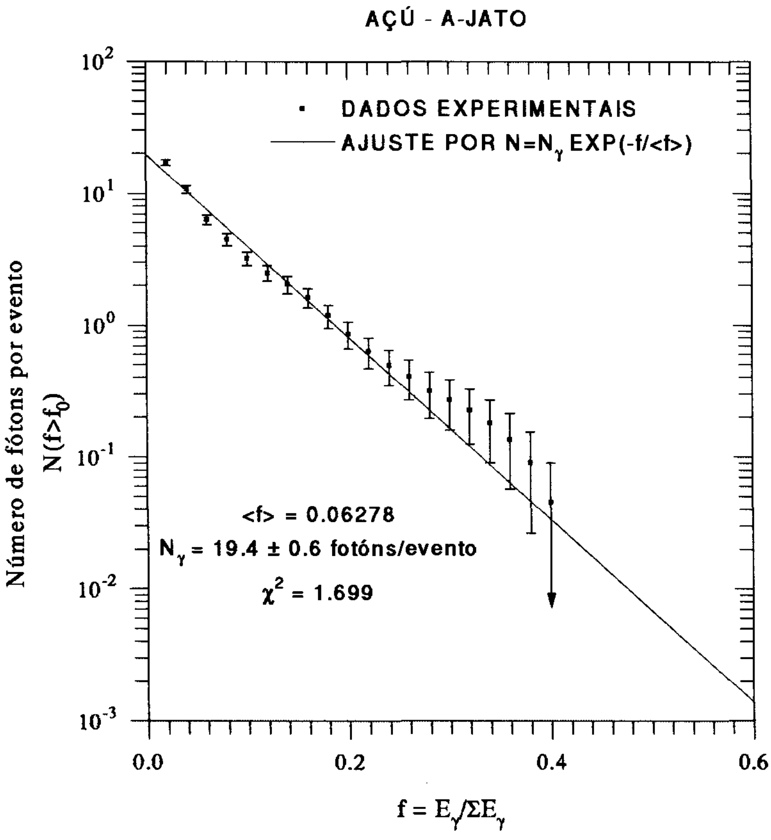


Figura 3.17: Distribuição integral de energia fracionária dos fótons para A - Jatos do tipo Açú.

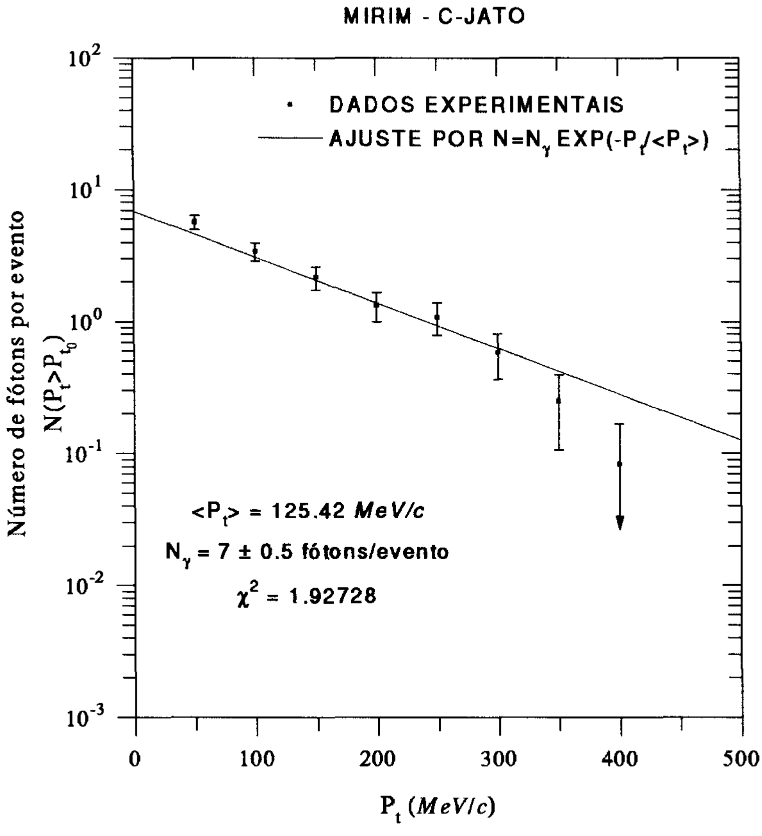


Figura 3.18: Distribuição integral de momento transversal dos fótons para C - Jatos do tipo Mirim.

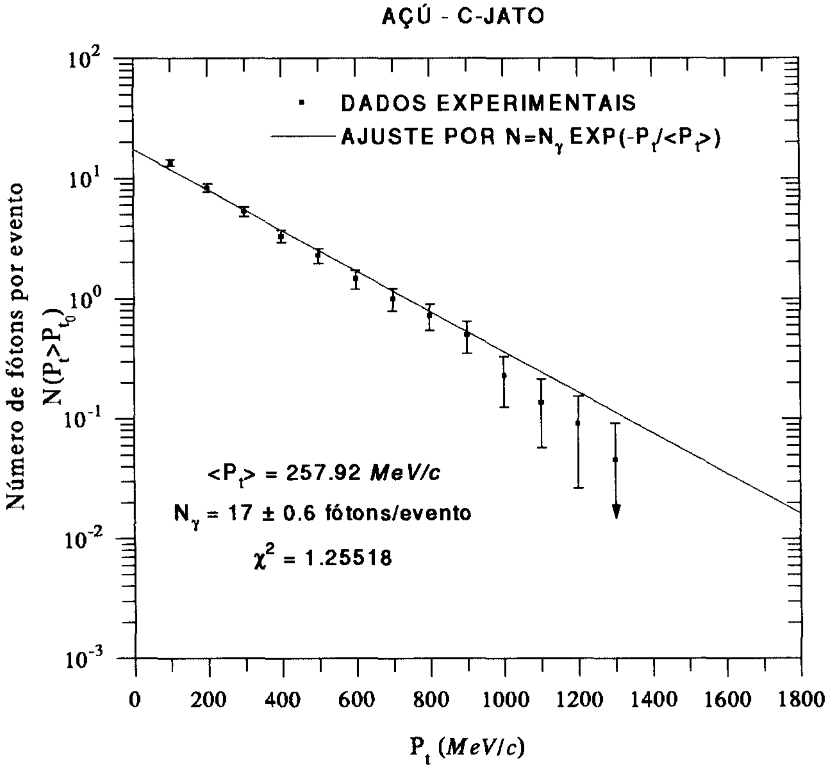


Figura 3.19: Distribuição integral de momento transversal dos fótons para C - Jatos do tipo Açú.

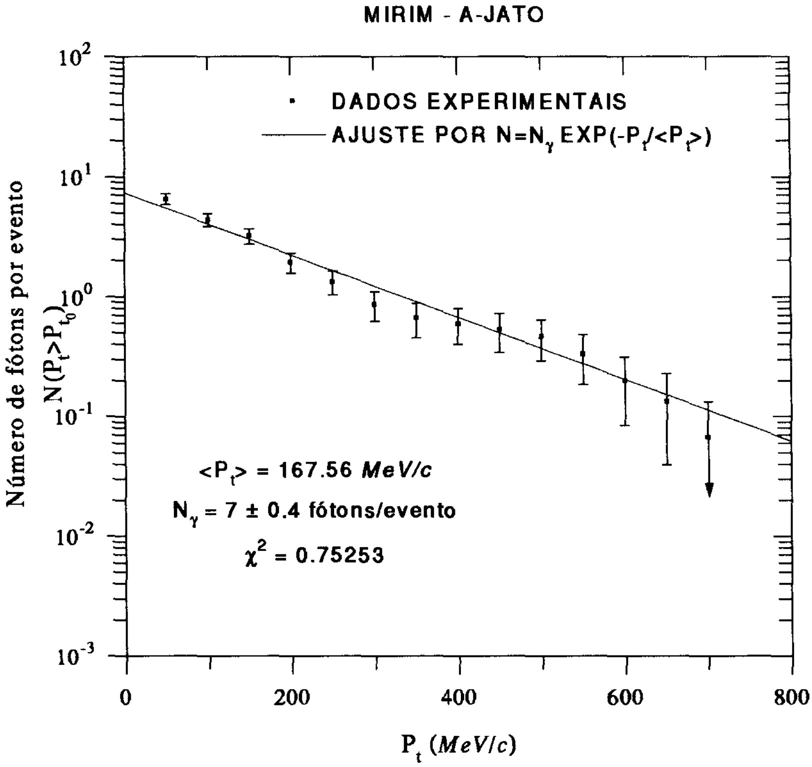


Figura 3.20: Distribuição integral de momento transversal dos fótons para A - Jatos do tipo Mirim.

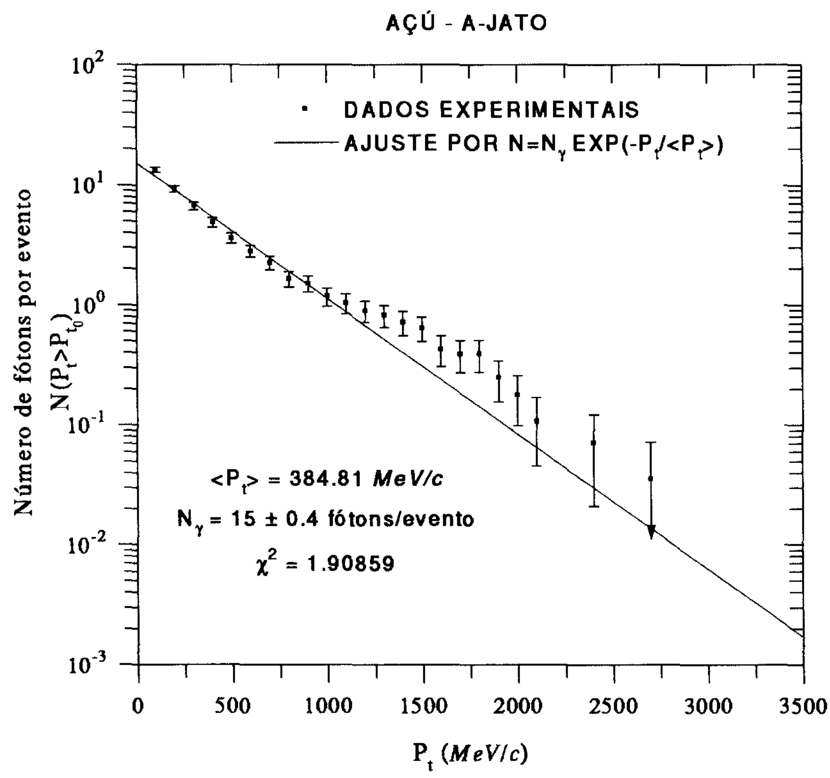


Figura 3.21: Distribuição integral de momento transversal dos fótons para A - Jatos do tipo Açú.

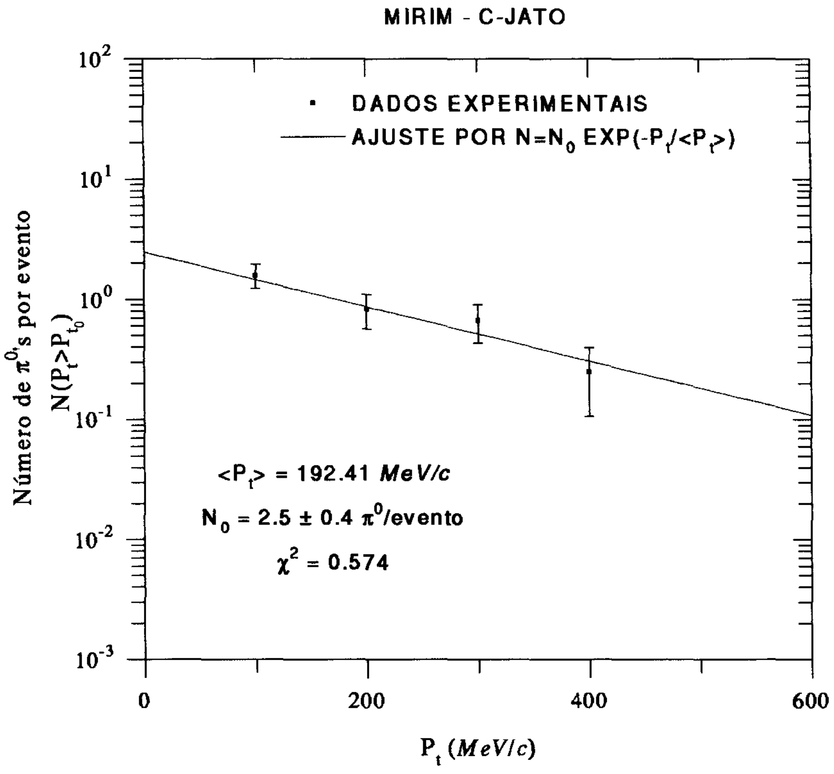


Figura 3.22: Distribuição integral de momento transversal dos π^0's para C - Jatos do tipo Mirim.

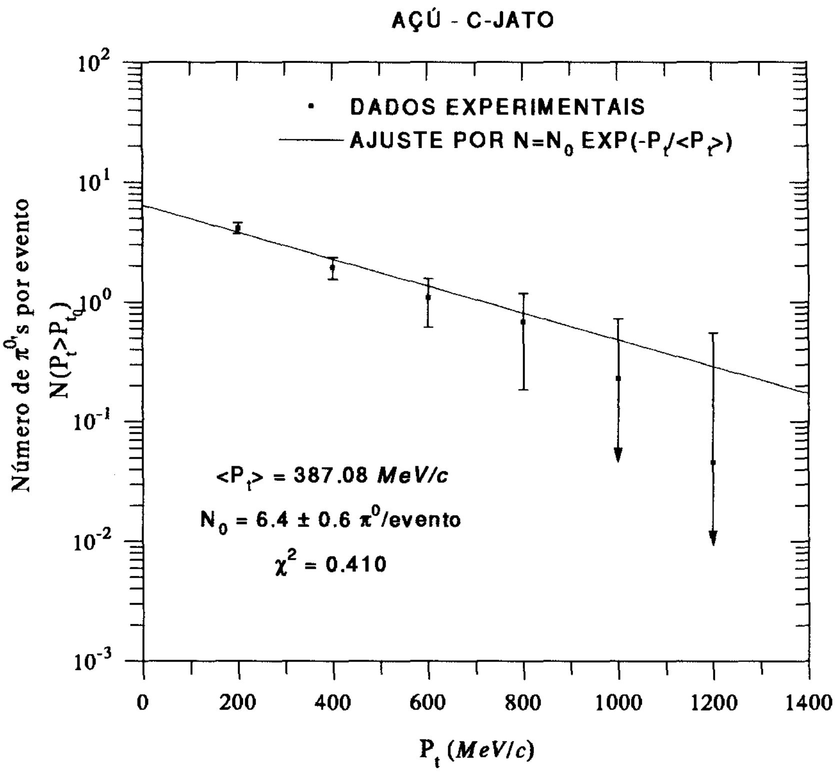


Figura 3.23: Distribuição integral de momento transversal dos π^0's para C - Jatos do tipo Açú.

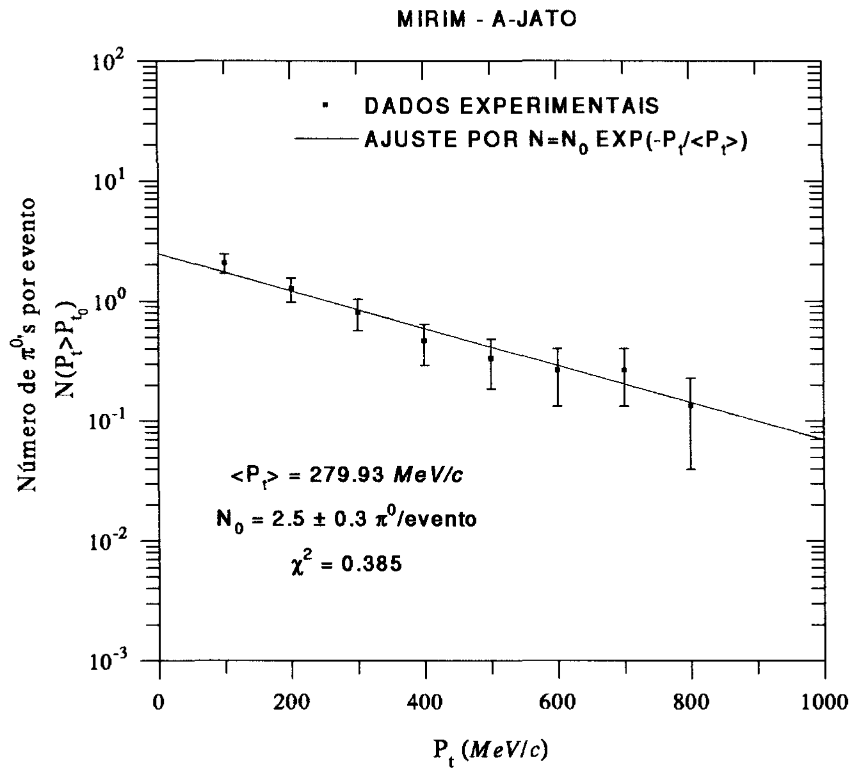


Figura 3.24: Distribuição integral de momento transversal dos π^0's para A - Jatos do tipo Mirim.

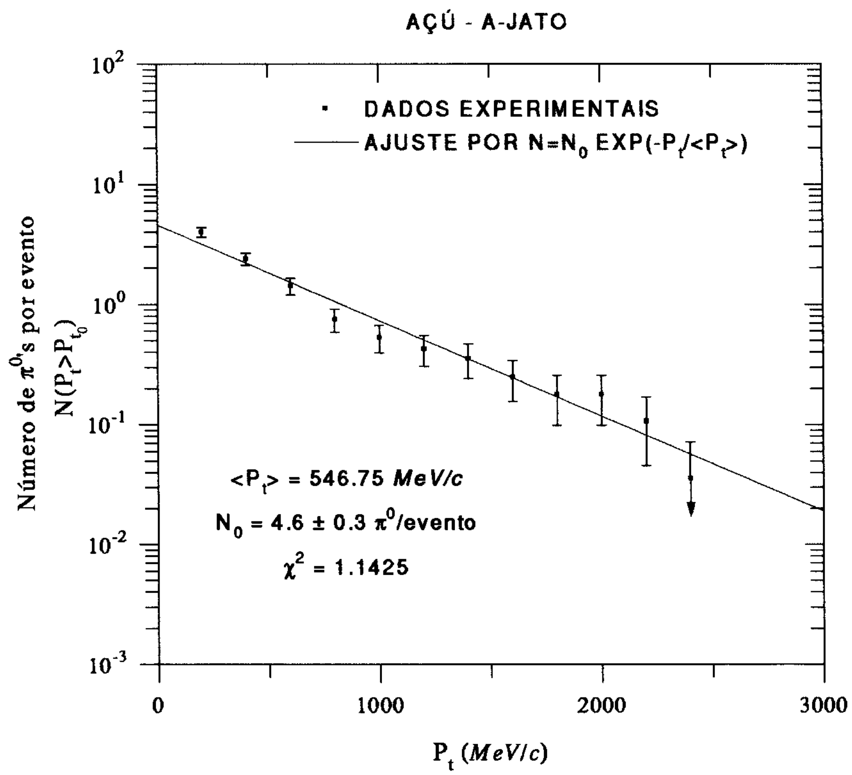


Figura 3.25: Distribuição integral de momento transversal dos π^0's para A - Jatos do tipo Açú.

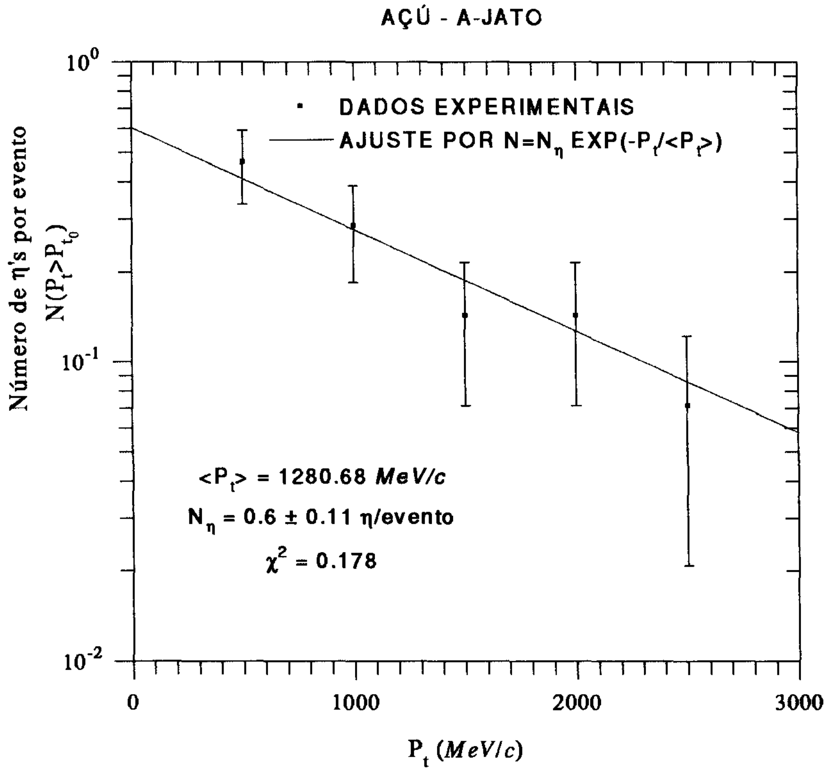


Figura 3.26: Distribuição integral de momento transversal dos η's identificados através da busca individual em A - Jatos do tipo Açú.

Capítulo 4

Conclusões e Discussões

Conforme citado anteriormente, o gráfico da figura 3.5 sugere a existência de EI's diferentes. Tal fato fica mais evidente analisando a tabela 3.1, que mostra características diferentes para cada um dos grupos de famílias que aparecem na figura 3.5.

Outro fato importante é a produção seletiva de η's. Seletiva porque as buscas feitas nos dados experimentais só mostraram sinais de produção de η's nas famílias do tipo Açú (sejam elas de A - Jatos ou C - Jatos). A busca individual feita nos A - Jatos pode ser alvo de críticas, não só pelo método de busca em si, mas também pelas análises prévias feitas nos A - Jatos (como a determinação da altura de interação). Tais críticas porém, podem ser rebatidas com a tabela 3.1. Comparando as características dos EI's Mirim e Açú medidas nos A - Jatos com as mesmas medidas nos C - Jatos (cuja análise é muito menos sujeita a críticas), vê-se que elas concordam. Isto dirime qualquer possível "desconforto" com alguns passos da análise dos A - Jatos.

Poder-se-ia, como extensão deste trabalho, melhorar o método de determinação de altura nos A - Jatos. Foi tentado, durante o desenvolvimento desta tese, elaborar um programa para tal fim. Ele procurava a combinação de acoplamentos que apresentava a distribuição de alturas de interação de menor desvio padrão. Entretanto, como o número destas combinações é elevadíssimo (para analisar uma família com cerca de 15 γ's o programa levava cerca de uma semana *de tempo de CPU* em uma Sparc Server 10), o programa mostrou-se inviável praticamente. Seria necessário instruir o programa de alguma forma a fazê-lo diminuir o número de combinações testadas.

Uma outra extensão deste trabalho seria desenvolver uma simulação de Interações Hadrônicas que permitisse saber que partículas produziram os γ's finais (melhor dizendo, que indicasse os acoplamentos legítimos) e que incluisse a produção η's. Isto permitiria estudar a eficiência dos métodos usados para determinação da altura de interação, determinação dos acoplamentos legítimos, busca dos η's, etc. Permitiria também aprimorar estes métodos, ou até desenvolver novos métodos.

Na figura 3.5 aparecem duas famílias que não foram usadas nesta tese, uma do tipo Guaçú e outra do tipo Centauro, devido à sua baixa estatística. Pelo gráfico da figura 3.5 vê-se que a massa invariante do Centauro é maior que a do Guaçú, que por sua vez é maior que as do Mirim e Açú[1]. Além disso, é razoável supor que a produção seletiva esteja associada à massa invariante do EI (massa invariante maior $\Rightarrow$ produção de partículas com massa maior). Assim, não seria surpresa se nos EI's Guaçú e Centauro o η (e partículas mais pesadas que o η) também fossem produzidas. Observa-se na tabela 3.1 que o $\left\langle P_{t_\gamma} \right\rangle$ do Açú é maior que o do Mirim. No caso da família Centauro mostrada na figura 3.5, medidas realizadas apontam para $\langle P_t \rangle \simeq 1$ GeV/c. Supondo que a relação $\langle P_t \rangle \rightarrow$ tipo da partícula produzida se mantenha, poderia-se esperar Produção Múltipla de Bárions nos Centauros. Isto, inclusive, viria a explicar outras características exóticas dos Centauros. Vale ressaltar que o evento Centauro aqui citado foi analisado quanto a possibilidade de possíveis contaminações por Interações sucessivas, e também quanto ao seu grau de isotropia, usando a relação $\mathcal{R}$. O resultado obtido (figura 4.1) indica que trata-se realmente de uma única família produzida isotropicamente. Uma outra extensão deste trabalho seria então analisar um número suficiente de famílias destes tipos (Guaçú e Centauro) para testar todas estas suposições.

[1]De acordo com as expressões 2.13 e 2.14, quanto maior a massa invariante $\mathcal{M}$ menor o mDW. Assim, pontos mais próximos ao eixo $\theta_\gamma \sum E_\gamma$ indicam massa invariante maior.

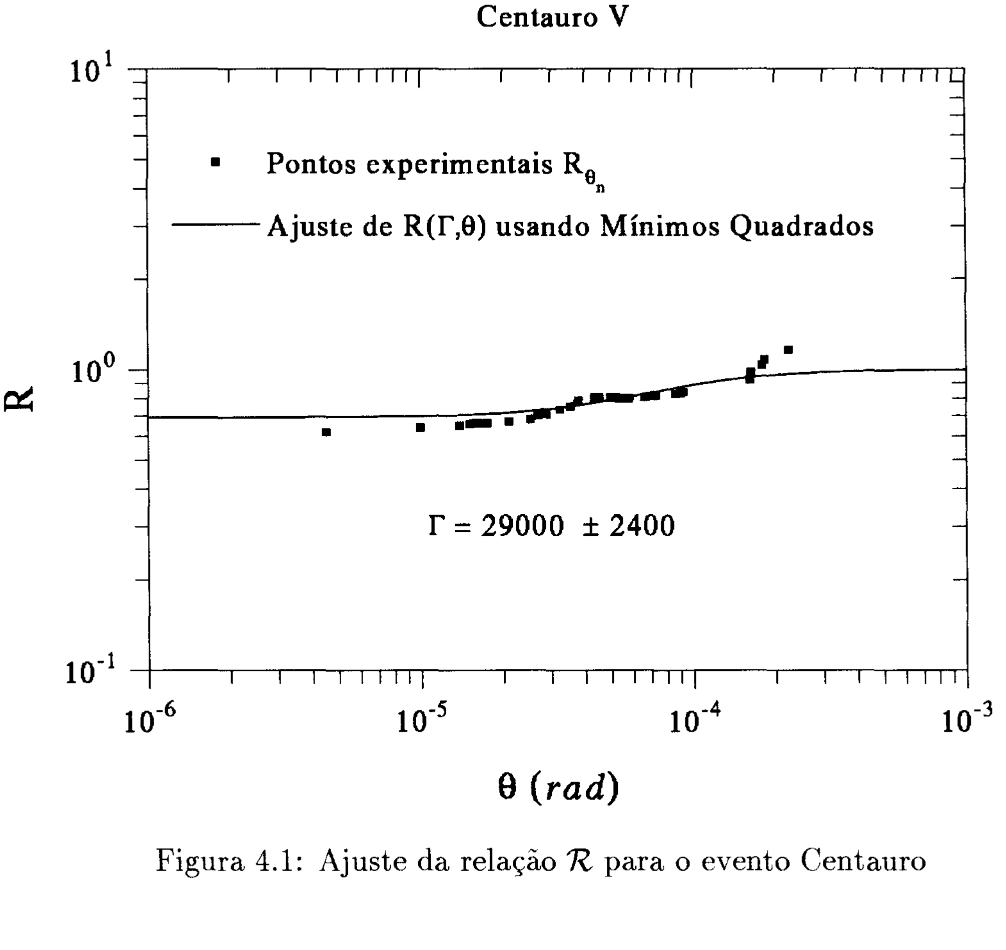


Figura 4.1: Ajuste da relação $\mathcal{R}$ para o evento Centauro

Apêndice A

Dedução da relação de acoplamento

Seja um decaimento $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$. De acordo com as leis de conservação de energia e momento temos:

$$E_1 + E_2 = E_{\pi^0} \tag{A.1}$$

$$\overrightarrow{P}_1 + \overrightarrow{P}_2 = \overrightarrow{P}_{\pi^0} \tag{A.2}$$

Temos também, da expressão relativística para a energia:

$$E_{\pi^0}^2 = m_{\pi^0}^2 c^4 + P_{\pi^0}^2 c^2 \tag{A.3}$$

Elevando a equação A.1 ao quadrado temos:

$$E_{\pi^0}^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \tag{A.4}$$

Igualando este resultado com o resultado de A.3 temos:

$$E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 = m_{\pi^0}^2 c^4 + P_{\pi^0}^2 c^2 \tag{A.5}$$

Da equação A.2 temos:

$$P_{\pi^0}^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1P_2 \cos\theta \tag{A.6}$$

e como: $P_1 = \frac{E_1}{c}$ e $P_2 = \frac{E_2}{c}$, temos:

$$P_{\pi^0}^2 = \frac{E_1^2}{c^2} + \frac{E_2^2}{c^2} + 2\frac{E_1}{c}\frac{E_2}{c}\cos\theta \tag{A.7}$$

Subtraindo A.5 - A.7, temos

$$\begin{array}{rcl} E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 & = & P_{\pi^0}^2 c^2 + m_{\pi^0}^2 c^4 \\ E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\theta & = & P_{\pi^0}^2 c^2 \\ \hline 2E_1E_2(1-\cos\theta) & = & m_{\pi^0}^2 c^4 \end{array} \tag{A.8}$$

mas $(1-\cos\theta) = 2\sin^2(\theta/2)$, então:

$$m_{\pi^0}^2 c^4 = 2E_1E_2(2\sin^2(\theta/2)) \Rightarrow m_{\pi^0} = \frac{2}{c^2}\sqrt{E_1E_2}\sin(\frac{\theta}{2}) \tag{A.9}$$

Como os ângulos envolvidos são pequenos ($\leq 10^{-3}$ rad), faz-se a aproximação $\sin\theta \simeq \theta$, para obter:

$$m_{\pi^0} = \frac{\theta}{c^2}\sqrt{E_1E_2} \tag{A.10}$$

Como $\theta \simeq \frac{R_{ij}}{d_{ij}}$ (dentro da mesma aproximação de θ pequeno), tem-se a expressão final:

$$m_{\pi^0} = \frac{\sqrt{E_1E_2}R_{ij}}{d_{ij}} \tag{A.11}$$

com $c = 1$.

Apêndice B

Dedução das expressões para $\Sigma E_\gamma \theta_\gamma^n$

O número de γ's produzidos por intervalo de energia, para um Estado Intermediário (EI), no seu referencial de repouso e em um sistema de coordenadas esféricas centrado no EI é dado por:

$$dN = \frac{1}{4\pi} g(E^*, \theta^*, \phi) \sin\theta^* \, d\theta^* \, d\phi^* \, dE^* \qquad \text{(B.1)}$$

onde:

N é o número de γ's;

E^* é a energia do γ no referencial de repouso do EI;

ϕ^* é o ângulo azimutal da direção do γ no referencial de repouso do EI;

θ^* é o ângulo zenital da direção do γ no referencial de repouso do EI;

$g(E^*, \theta^*, \phi^*)$ é a função distribuição de energia no referencial de repouso do EI.

Supondo produção isotrópica nos ângulos zenital e azimutal, B.1 fica:

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

No referencial de laboratório, B.2 fica:

$$dN = -\frac{1}{2} h(E,\theta) d(\cos\theta) dE \tag{B.3}$$

com:

$h(E,\theta)$ sendo a função distribuição de energia no referencial de laboratório;

E a energia no referencial de laboratório, dada pela transformação de Lorentz $E = \Gamma E^*(1+\beta\cos\theta^*)\,, \beta = v/c$ $(\beta \simeq 1)$;

θ o ângulo zenital no referencial de laboratório.

Tem-se também que:

$$\int_0^\infty g(E^*)\, dE^* = N_\gamma \tag{B.4}$$

e

$$\int_0^\infty E^*\, g(E^*)\, dE^* = \mathcal{M}_\gamma\, c^2 \tag{B.5}$$

com N_γ sendo o número total de γ's produzidos, c a velocidade da luz e $\mathcal{M}_\gamma$ a massa invariante (ou de repouso) em forma de γ's do EI.

B.1 Cálculo de $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)$

Usando as expressões acima, ve-se que $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)$ é dado (no referencial de laboratório) por:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) = -\int_1^{\cos\theta} \int_0^\infty \frac{1}{2} E\, h(E,\theta')\, dE\, d(\cos\theta')$$

$$= -\int_1^{\cos\theta^*} \int_0^\infty \frac{1}{2} \Gamma E^*(1+\beta\cos\theta^{*\prime}) g(E^*) dE^*\, d(\cos\theta^{*\prime})$$

como, no caso de γ's $\beta = 1$ tem-se:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) = -\frac{\Gamma}{2} \int_1^{\cos\theta^*} (1+\cos\theta^{*\prime}) \int_0^\infty E^* g(E^*)\, dE^*\, d(\cos\theta^{*\prime})$$

substituindo na expressão anterior o resultado de B.5:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) = -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2 \Gamma}{2} \int_1^{\cos\theta^*} (1 + \cos\theta^{*\prime})\, d(\cos\theta^{*\prime})$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2 \Gamma}{2} \left[\cos\theta^{*\prime} + \frac{\cos^2\theta^{*\prime}}{2} \right] \Bigg|_{\cos\theta^{*\prime}=1}^{\cos\theta^{*\prime}=\cos\theta^*}$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2 \Gamma}{2} \left[\cos\theta^* + \frac{\cos^2\theta^*}{2} - \frac{3}{2} \right]$$

Agora, usando a aproximação $\cos\theta^* \simeq \frac{1-\Gamma^2\theta^2}{1+\Gamma^2\theta^2}$:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) \simeq -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2 \Gamma}{2} \left[\frac{1-\Gamma^2\theta^2}{1+\Gamma^2\theta^2} + \frac{1}{2}\left(\frac{1-\Gamma^2\theta^2}{1+\Gamma^2\theta^2}\right)^2 - \frac{3}{2} \right]$$

E, simplificando a última expressão, obtém-se finalmente:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta) \simeq \mathcal{M}_\gamma c^2 \Gamma \left[1 - \frac{1}{(1+\Gamma^2\theta^2)^2} \right] \tag{B.6}$$

B.2 Cálculo de $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta$

A expressão para $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta$ (no referencial de laboratório) é (similarmente ao caso de $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)$):

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta \overset{\theta \simeq \sin\theta}{\simeq} \sum_{\theta_i < \theta} P_t(\theta) = \sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\sin\theta \overset{E^*\sin\theta^* = E\sin\theta}{=}$$

$$-\int_1^{\cos\theta^*} \int_0^\infty \frac{1}{2} E^* \sin\theta^* g(E^*)\, dE^*\, d(\cos\theta^{*\prime})$$

Notar que a aproximação $\sin\theta = \theta$ vale porque os valores de θ no referencial de laboratório são da ordem de 10^{-4} rad. A relação $E^* \sin\theta^* = E \sin\theta$ vale em qualquer caso, porque o momento transversal $P_t = E \sin\theta = E^* \sin\theta^*$ é invariante sob uma transformação de Lorentz. Continuando então tem-se:

$$\sum_{\theta_i < \theta} P_t(\theta) = -\int_1^{\cos\theta^*} \frac{1}{2} \sin\theta^{*\prime} \int_0^{\infty} E^*\, g(E^*)\, dE^*\, d(\cos\theta^{*\prime})$$

usando novamente B.5:

$$\begin{aligned}
\sum_{\theta_i < \theta} P_t(\theta) &= -\int_1^{\cos\theta^*} \frac{1}{2} \sin\theta^{*\prime} \mathcal{M}_\gamma\, c^2\, d(\cos\theta^{*\prime}) \\
&= -\frac{\mathcal{M}_\gamma\, c^2}{2} \int_1^{\cos\theta^*} \sin\theta^{*\prime} d(\cos\theta^{*\prime}) \\
&= \frac{\mathcal{M}_\gamma\, c^2}{2} \left[-\frac{\sin\theta^* \cos\theta^*}{2} + \frac{\theta^*}{2} \right] \Bigg|_{\theta^{*\prime}=0}^{\theta^{*\prime}=\theta^*}
\end{aligned}$$

Agora, usando a aproximação $\sin\theta^* \cos\theta^* \simeq 2\Gamma\theta \frac{1-\Gamma^2\,\theta^2}{1+\Gamma^2\,\theta^2}$:

$$\sum_{\theta_i < \theta} P_t(\theta) \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma\, c^2}{2} \left[\frac{\theta^*}{2} - \Gamma\theta \frac{1 - \Gamma^2\,\theta^2}{1 + \Gamma^2\,\theta^2} \right] \Bigg|_{\theta^{*\prime}=0}^{\theta^{*\prime}=\theta^*}$$

Da transformação de Lorentz para θ^*:

$$\begin{aligned}
\Gamma \tan\theta &= \tan\frac{\theta^*}{2} \Rightarrow \\
\tan\frac{\theta^*}{2} &\simeq \Gamma\theta
\end{aligned}$$

Então finalmente:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma\, c^2}{2} \left[\arctan(\Gamma\theta) - \Gamma\theta \frac{1 - \Gamma^2\,\theta^2}{1 + \Gamma^2\,\theta^2} \right] \tag{B.7}$$

B.3 Cálculo de $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta^2$

Para simplificar a notação $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta^2$ será escrito como $\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^2$. A expressão neste caso é:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^2 = -\int_1^{\cos\theta} \int_0^{\infty} \frac{1}{2} E\, \theta^2\, h(E, \theta')\, dE\, d(\cos\theta')$$

Aproximando $\theta^2 \simeq \sin^2\theta$:

$$\begin{aligned}
\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^2 &\simeq -\int_1^{\cos\theta}\int_0^{\infty} \frac{1}{2} E \sin^2\theta\, h(E,\theta')\, dE\, d(\cos\theta') \\
&\simeq -\int_1^{\cos\theta}\int_0^{\infty} \frac{1}{2} E \sin\theta \sin\theta\, h(E,\theta')\, dE\, d(\cos\theta')
\end{aligned}$$

Novamente, temos:

$$\left.\begin{array}{l} E^*\sin\theta^* = E\sin\theta \\ E \simeq \Gamma E^*(1+\cos\theta^*) \end{array}\right\} \Rightarrow \sin\theta = \frac{1}{\Gamma}\frac{\sin\theta^*}{1+\cos\theta^*}$$

Então:

$$\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^2 \simeq -\frac{1}{2}\int_1^{\cos\theta^*}\int_0^{\infty} E^{*\prime}\sin\theta^{*\prime}\frac{1}{\Gamma}\frac{\sin\theta^{*\prime}}{1+\cos\theta^{*\prime}} g(E^{*\prime})dE^{*\prime}d(\cos\theta^{*\prime})$$

Usando novamente B.5:

$$\begin{aligned}
\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^2 &\simeq -\frac{1}{2\Gamma}\mathcal{M}_\gamma c^2 \int_1^{\cos\theta^*} \frac{\sin^2\theta^{*\prime}}{1+\cos\theta^{*\prime}} d(\cos\theta^{*\prime}) \\
&\simeq -\frac{1}{2\Gamma}\mathcal{M}_\gamma c^2 \int_1^{\cos\theta^*} \frac{1-\cos^2\theta^{*\prime}}{1+\cos\theta^{*\prime}} d(\cos\theta^{*\prime}) \\
&\simeq -\frac{1}{2\Gamma}\mathcal{M}_\gamma c^2 \int_1^{\cos\theta^*} \frac{(1-\cos\theta^{*\prime})(1+\cos\theta^{*\prime})}{1+\cos\theta^{*\prime}} d(\cos\theta^{*\prime}) \\
&\simeq -\frac{1}{2\Gamma}\mathcal{M}_\gamma c^2 \int_1^{\cos\theta^*} (1-\cos\theta^{*\prime}) d(\cos\theta^{*\prime})
\end{aligned}$$

Agora, resolvendo a integral e usando a aproximação $\cos\theta^* \simeq \frac{1-\Gamma^2\theta^2}{1+\Gamma^2\theta^2}$:

$$\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^2 \simeq -\frac{1}{2\Gamma}\mathcal{M}_\gamma c^2 \left[-2\frac{\Gamma^4\theta^4}{(1+\Gamma^2\theta^2)^2}\right]$$

E finalmente:

$$\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^2 \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{\Gamma}\left[\frac{\Gamma^2\theta^2}{1+\Gamma^2\theta^2}\right]^2$$

B.4 Cálculo de $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta^3$

Para simplificar a notação $\sum_{\theta_i < \theta} E(\theta)\theta^3$ será escrito como $\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^3$. A integral que define (aproximando $\theta^3 \simeq \sin^3\theta$) é:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^3 \simeq -\int_1^{\cos\theta}\int_0^\infty \frac{1}{2}E \sin^3\theta\, h(E,\theta')\, dE\, d(\cos\theta')$$

sendo:

$$\sin\theta = \frac{1}{\Gamma}\frac{\sin\theta^*}{1+\cos\theta^*} \Rightarrow \sin^3\theta = \frac{1}{\Gamma^3}\frac{\sin^3\theta^*}{(1+\cos\theta^*)^3}$$

e

$$E \simeq \Gamma E^*(1+\cos\theta^*)$$

tem-se:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^3 \simeq -\frac{1}{2\Gamma^2}\int_1^{\cos\theta^*} \frac{\sin^3\theta^{*\prime}}{(1+\cos\theta^{*\prime})^3}(1+\cos\theta^{*\prime}) \times \int_0^\infty E^{*\prime} g(E^{*\prime}) dE^{*\prime} d(\cos\theta^{*\prime})$$

Usando novamente B.5:

$$\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^3 \simeq -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\int_1^{\cos\theta^*} \frac{\sin^3\theta^{*\prime}}{(1+\cos\theta^{*\prime})^2} d(\cos\theta^{*\prime})$$

$$\sum_{\theta_i < \theta} E\theta^3 \simeq -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\int_0^{\theta^*} \frac{\sin^3\theta^{*\prime}}{(1+\cos\theta^{*\prime})^2} \sin\theta^{*\prime}\, d\theta^{*\prime} =$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\int_0^{\theta^*} \frac{\sin^4\theta^{*\prime}}{(1+\cos\theta^{*\prime})^2} d\theta^{*\prime} =$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\int_0^{\theta^*} \frac{(1-\cos^2\theta^{*\prime})(1-\cos^2\theta^{*\prime})}{(1+\cos\theta^{*\prime})^2} d\theta^{*\prime} =$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\int_0^{\theta^*} \frac{(1-\cos\theta^{*\prime})(1+\cos\theta^{*\prime})(1-\cos\theta^{*\prime})(1+\cos\theta^{*\prime})}{(1+\cos\theta^{*\prime})^2} d\theta^{*\prime} =$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\int_0^{\theta^*}(1-\cos^2\theta^{*\prime})d\theta^{*\prime} =$$

$$= -\frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^3}\left[\frac{-8\sin\theta^{*\prime}+\sin 2\,\theta^{*\prime}+6\,\theta^{*\prime}}{4}\right]$$

Sendo:

$$\begin{aligned}
\tan\frac{\theta^{*\prime}}{2} &\simeq \Gamma\theta \\
\sin\theta^{*\prime} &\simeq \frac{2\Gamma\theta}{1+\Gamma^2\theta^2} \\
\sin 2\theta &= 2\sin\theta\cos\theta \\
\cos\theta^* &\simeq \frac{1-\Gamma^2\theta^2}{1+\Gamma^2\theta^2}
\end{aligned}$$

obtém-se finalmente:

$$\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^3 \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^2}\left[\frac{\Gamma\theta\,(1-\Gamma^2\theta^2)}{(1+\Gamma^2\theta^2)^2} - \frac{4\Gamma\theta}{1+\Gamma^2\theta^2} + 3\ \arctan\left[\Gamma\theta\right]\right] \Rightarrow$$

$$\sum_{\theta_i<\theta} E\theta^3 \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma c^2}{2\Gamma^2}\left[3\arctan(\Gamma\theta_\gamma) - \frac{3+5\Gamma^2\theta_\gamma^2}{\left(1+\Gamma^2\theta_\gamma^2\right)^2}\right]$$

Apêndice C

As Simulações utilizadas

São duas as simulações utilizadas neste trabalho. A primeira, feita em Fortran pela parte japonesa da CBJ, simula C - Jatos do tipo Mirim ou Açú em um detector do mesmo tipo que o utilizado pela CBJ. Utilizando o método de Monte Carlo, é sorteada a energia do hádron primário, usando para isto a distribuição de energia dos primários obtida experimentalmente. Em seguida é sorteado a profundidade em que o hádron vai interagir, usando o livre caminho médio associado ao hádron e a geometria do detector que está sendo usada pela simulação.

É sorteada também a massa invariante $\mathcal{M}$ do EI, usando novamente distribuições experimentais. A seguir, ela sorteia o número de π^0's produzidos, juntamente com a energia e momento associado a cada um deles, usando novamente as distribuições experimentais destas grandezas, de forma a conservar energia e momento. O processo se repete para a energia, momento e multiplicidade dos γ's, sempre usando distribuições experimentais. Por fim o programa verifica quais γ's estão acima do limiar energético experimental de detecção (cerca de 200 GeV), e calcula a posição destes γ's numa determinada uc. Os dados de entrada da simulação são basicamente:

- a geometria do detector,
- o limiar de detecção,
- o coeficiente angular do espectro de energia dos primários,
- o tipo de Interação Hadrônica (IH) a ser simulada (Mirim ou Açú),

- o número de IH's a ser gerado,

A saída do programa é então uma tabela dos γ's de cada IH simulada, com suas energias, posições e ângulos de incidência. Estes dados são então analisados da mesma maneira que os experimentais, para obter a distribuição $M_{\gamma\gamma}$ simulada a ser usada para comparação com a experimental.

A segunda simulação utiliza os dados experimentais para gerar a distribuição $M_{\gamma\gamma}$ de acoplamentos ilegítimos. O processo utilizado consiste em fazer os acoplamentos $\gamma\gamma$ (entre os γ's não acoplados em π^0's) *de famílias diferentes*. Para garantir que estes acoplamentos sejam realmente aleatórios, todas as famílias são giradas em torno da direção de incidência do primário correspondente, por um ângulo zenital aleatório (diferente para cada família). A distribuição $M_{\gamma\gamma}$ assim obtida é então comparada com a experimental.

Bibliografia

[1] **a)** M.Akashi & outros, Prog. Theor. Phys. Suppl. 32 (1964), 1–2

b) Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment, Prog. Theor. Phys. Suppl. 47 (1971), 1–125

[2] **a)** B.Rossi & K.Greisen, Rev. Mod. Phys. 13 (1941), 240–309

b) K.Kamata & J.Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl. 6 (1958), 93–154

c) J.Nishimura, Prog. Theor. Phys. Suppl. 32 (1964), 72–81

d) J.Nishimura, Handbuch der Physik (Springer Verlag), XLVI/2 (1967), 1–114

[3] **a)** I.Ohta, Prog. Theor. Phys. Suppl. 47 (1971), 271–299

b) I.Ohta & outros, Nucl. Inst. Meth. 161 (1979), 35–43

[4] **a)** M.Okamoto & T.Shibata, Nucl. Inst. Meth. A 257 (1987), 155–176

b) T.Fujinaga & outros, Nucl. Inst. Meth. A 276 (1989), 317–339

[5] **a)** Tese de Doutoramento (em japonês) de T.Shibata, Universidade de Waseda

b) Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment, Prog. Theor. Phys. Suppl. 47 (1971), 49–50

c) Brasil-Japan Collaboration of Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment, Prog. Theor. Phys. Suppl. 76 (1981), 1–39

[6] N.M.Duller & W.D.Walker, Phys. Rev. 93 (1954), 215–226

[7] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50, número 3 (1994), 1173–1825

[8] P.R.Bevington & D.K.Robinson, Data Reduction And Error Analysis For The Physical Sciences (McGraw-Hill), segunda edição (1992), 96–167,180–193

[9] B.Rossi, High Energy Particles (Prentice-Hall, Inc.), primeira edição (1952), 220