



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física Gleb Wataghin

ANDRÉ VIEIRA DA SILVA

ESTUDO DE PROCESSOS DIFRATIVOS EM INTERAÇÕES  
HADRÔNICAS

CAMPINAS  
2016

**ANDRÉ VIEIRA DA SILVA**

**ESTUDO DE PROCESSOS DIFRATIVOS EM INTERAÇÕES  
HADRÔNICAS**

Dissertação apresentada ao Instituto de Física  
"Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de  
Campinas como parte dos requisitos exigidos para  
a obtenção do Título de Mestre em Física.

**Orientador: Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote**

**Coorientador: Prof. Dr. José Augusto Chinellato**

Este exemplar corresponde à versão final da dissertação  
de mestrado apresentada pelo aluno André Vieira da Silva  
e aprovada pela comissão julgadora.

**CAMPINAS  
2016**

**Agência(s) de fomento e nº(s) de processo(s):** CNPq, 165762/2014-4

Ficha catalográfica  
Universidade Estadual de Campinas  
Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin  
Lucimeire de Oliveira Silva da Rocha - CRB 8/9174

Si38e Silva, André Vieira da, 1987-  
Estudo de processos difrativos em interações hadrônicas / André Vieira da Silva. – Campinas, SP : [s.n.], 2016.

Orientador: Edmilson José Tonelli Manganote.  
Coorientador: José Augusto Chinellato.  
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.

1. Interações hadrônicas. 2. Processos difrativos. 3. Raios cósmicos. I. Manganote, Edmilson José Tonelli, 1962-. II. Chinellato, José Augusto, 1950-. III. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. IV. Título.

Informações para Biblioteca Digital

**Título em outro idioma:** Study of diffractive processes in hadronic interactions

**Palavras-chave em inglês:**

Hadronic interactions

Diffractive processes

Cosmic rays

**Área de concentração:** Física

**Titulação:** Mestre em Física

**Banca examinadora:**

Edmilson José Tonelli Manganote [Orientador]

Peter Alexander Bleinroth Schulz

Márcio José Menon

**Data de defesa:** 02-12-2016

**Programa de Pós-Graduação:** Física

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **ANDRÉ VIEIRA DA SILVA - RA 083252** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 02 / 12 / 2016.

**COMISSÃO JULGADORA:**

- Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote – Orientador – DRCC/IFGW/UNICAMP
- Prof. Dr. Peter Alexander Bleinroth Schulz – FCA/UNICAMP
- Prof. Dr. Marcio José Menon – DRCC/IFGW/UNICAMP

**OBS.:** Informo que as assinaturas dos respectivos professores membros da banca constam na ata de defesa já juntada no processo vida acadêmica do aluno.

CAMPINAS  
2016

# Agradecimentos

Primeiramente, eu gostaria de expressar meus sinceros agradecimentos ao meu orientador, Prof. Dr. Edmilson José Tonelli Manganote, por todo seu apoio, dedicação e por ter me guiado neste trabalho. Meus sinceros agradecimentos ao coorientador Prof. Dr. José Augusto Chinellato pelas valiosas sugestões ao longo do desenvolvimento do trabalho de mestrado. Agradeço a UNICAMP e ao IFGW por fornecer total estrutura para que eu pudesse desenvolver o meu trabalho. Agradeço ao CNPq pelo apoio financeiro.

Agradeço aos meus pais pela educação e dedicação, a minha irmã pelo apoio, e a todos os meus amigos pela parceria aos longo desses anos. Termino agradecendo a todos que de alguma forma contribuíram para que eu terminasse este trabalho.

## Resumo

Neste trabalho, estudamos os processos difrativos nos eventos de interação hadrônica, observados pelos experimentos dos aceleradores HERA, TEVATRON e LHC. Analisamos uma categoria específica de eventos, os chamados eventos C-jatos, observados pela CBJ através da exposição de detectores (Câmara de Emulsão Nuclear) à radiação cósmica, no Monte Chacaltaya. Nesta análise foram obtidas as distribuições de multiplicidade e energia em função do ângulo azimutal e a pseudorapidez, a partir dos dados de posição e energia dos eventos C-jatos. Essas distribuições são fundamentais na busca por uma compreensão dos processos de interação que deram origem aos eventos C-jatos. Os resultados da análise mostram que os eventos C-jatos estão na região frontal, em alta pseudorapidez ( $6.6 \leq \eta \leq 14$ ) ainda não observada pelos detectores dos aceleradores. Estas características experimentais podem ser indícios a respeito de física difrativa em eventos da radiação cósmica. Em particular, comparamos as distribuições dos eventos C-jatos com as distribuições geradas pelo simulador PYTHIA 8 para processos elásticos e difrativos, na busca por uma caracterização dos eventos C-jatos. Nós também utilizamos o modelo proposto por Duller e Walker em alguns eventos, com o objetivo de identificar possíveis isotropias nas distribuições dos secundários observados na câmara de emulsão.

**Palavras chave:** Interações hadrônicas, Processos difrativos, Raios cósmicos.

## Abstract

In this work, we study the diffractive processes in the hadronic interaction events observed by the HERA, TEVATRON and LHC accelerator experiments. We analyzed a specific category of events, the so-called C-jets events, observed by CBJ through exposure of detectors (Nuclear Emulsion Chamber) to cosmic radiation in Mount Chacaltaya. In this analysis the multiplicity and energy distributions were obtained as a function of the azimuth angle and the pseudorapidity, from the position and energy data of the C-jets events. These distributions are fundamental in the search for an understanding of the interaction processes that gave rise to the C-jets events. The results of the analysis show that the C-jets events are in the front region in high pseudorapidity ( $6.6 \leq \eta \leq 14$ ) yet not observed by the accelerator detectors. These experimental features may be clues about diffractive physics in events of cosmic radiation. In particular, we compared the distributions of C-jets events with the distributions generated by the PYTHIA 8 simulator for elastic and diffractive processes, in the search for a characterization of C-jets events. We also used the model proposed by Duller and Walker in some events, with the aim of identifying possible isotropies in the secondary distributions observed in the emulsion chamber.

**Keywords:** Hadronic interactions, Diffractive processes, Cosmic rays.

# Lista de Ilustrações

- 1.1 Cascade Shower: Representação esquemática da produção de partículas na atmosfera. Uma interação hadrônica altamente energética de um primário (próton) com um núcleo constituinte da atmosfera, em altas altitudes dão origem a uma cascata de partículas, chamadas de secundários. Esses secundários propagam-se na atmosfera interagindo com os núcleos produzindo outras partículas, formando chuva de partículas. Partículas instáveis decaem ou sofrem os processos de bremsstrahlung e criação de pares, gerando fótons, raio-X, elétrons, pósitrons e os neutrinos que são resultados dos decaimentos. Figura retirada da referência [1] . . . . . 23
- 2.1 Um próton (**p**) (partícula A) incidente colide com um próton estacionário (**p**) (partícula B) no referencial do (LAB). . . . . 34
- 2.2 A colisão da partícula A, um próton (**p**) com a partícula B, outro próton (**p**) no referencial do (CM). No ponto de interação ocorre a produção múltipla de partículas que saem em todas as direções, um caso especial é a produção de jatos (os jatos são **X<sub>1</sub>** e **X<sub>2</sub>**). . . . . 36
- 2.3 Os diagramas de Feynman para os processos: aniquilação no canal *s* (**a**), espalhamento no canal *t* (**b**) e o canal *u* (**c**) espalhamento relevante no caso de partículas idênticas no estado final. Os diagramas representam uma reação do tipo:  $1+2 \rightarrow 3+4$ , sendo  $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$  o quadrimomento da partícula  $i$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ . A letra  $q$  é o quadrimomento do bóson de troca associado à interação. . . . . 37



2.4	O sistema de coordenadas e o espaço de fase formado pela pseudorapidez ( $\eta$ ) e o ângulo azimutal ( $\phi$ ). O ponto preto ( $\bullet$ ) é o ponto de colisão (ou ponto de interação) (IP), nos experimentos esse ponto é o centro geométrico do detector. Os detectores em torno de IP observam aproximadamente $4\pi$ esferorradianos. . . . .	39
2.5	(a) Diagrama de Feynman da interação entre dois prótons que saem intactos da colisão, sem interação de cor, pelo motivo que não há produção de partículas em uma grande lacuna de rapidez (Large Rapidity Gap (LRG) = $\Delta\eta$ ) no estado final. A Figura (b) é a distribuição dos prótons esperada no estado final com uma $\Delta\eta$ entre os dois prótons. . . . .	41
2.6	(a) Diagrama de Feynman representa a interação (troca de números quânticos, interação de cor) entre dois prótons com a produção de partículas através do processo de hadronização. A Figura (b) é a distribuição de partículas que preenchem todo o intervalo em pseudorapidez no estado final, sem a ocorrência de $\Delta\eta$ . . . . .	42
2.7	Diagrama de Feynman da interação entre os dois prótons e a distribuição dos prótons esperada para um espalhamento elástico. Em cada lado do detector é esperada a observação de um próton, sendo que os prótons estão separados por uma lacuna em pseudorapidez ( $\Delta\eta$ ) no estado final. . . . .	44
2.8	O diagrama de Feynman representa o processo de interação entre dois prótons, onde a Large Rapidity Gap (LRG) é preenchida por partículas criadas no processo de hadronização. . . . .	46
2.9	O diagrama de Feynman representa a interação entre os prótons, através da troca do pomeron $P$ e o que é esperado ser observado no espaço de fase ( $\eta - \phi$ ) do detector. Na região positiva em pseudorapidez o sistema difrativo $X$ separado por um $\Delta\eta$ do próton na região negativa em pseudorapidez. . . . .	47
2.10	O diagrama de Feynman representa a interação entre os prótons, através da troca do pomeron $P$ e o que é esperado ser observado pelo detector. Na região negativa em pseudorapidez o sistema difrativo $X$ separado por um $\Delta\eta$ do sistema de prótons e na região positiva em pseudorapidez. . . . .	49

2.11	O diagrama de Feynman representa o processo de interação dos prótons através da troca do pomeron $\mathbb{P}$ , com a dissociação dos prótons em dois sistemas de partículas $X_1$ e $X_2$ separados por um (LRG), na região central em pseudorapidez observada no espaço de fase do detector. . . . .	50
2.12	A difração central é representada pelo diagrama de Feynman da interação dos prótons, com a troca de pomerons, resultando na formação de dois ( $\Delta\eta$ ) entre o sistema difrativo X e os prótons espalhados. . . . .	52
3.1	Um evento de DIS com a Large Rapidity Gap (LRG) observado com o detector H1 no HERA. Os prótons são espalhados próximo ao feixe incidente e somente podem ser medidos com detectores localizados dentro do tubo do feixe incidente. A variação ( $\Delta\eta$ ) é a diferença em pseudorapidez entre os prótons espalhados e as partículas observadas no sistema hadrônico X. A energia no centro de massa da colisão $ep$ é $\sqrt{s} = 320$ GeV. Figura retirada do site da colaboração H1 ( <a href="http://h1.desy.de/">http://h1.desy.de/</a> ). . . . .	58
3.2	A distribuição das quantidades reconstruídas $P_{T\rho}^2$ , $\eta_\rho$ , $x_L = x_F$ , $P_{T\rho}$ , $W_{\gamma p}$ e o $\varphi_n$ através das medidas do detector H1. No gráfico superior do lado direito, temos uma distribuição na região central em pseudorapidez ( $-4 < \eta < 4$ ) do sinal referente ao méson $\rho^0$ reconstruído a partir das medidas dos produtos dos decaimentos (a seleção desse canal é descrita na referência [53]). Entre a região central e os neutrons espalhados na região frontal existe um LRG da ordem de $\Delta\eta \approx 3.9$ . Figura retirada da referência [53]. . . . .	59
3.3	A distribuição de energia dos neutrons observados na região $\eta > 7.9$ , no gráfico do lado esquerdo, com a contribuição do sinal-background, sinal e background. Do lado direito, a quantidade $\chi^2$ que faz estimativa da qualidade da função ajustada aos dados em relação fração do background. A faixa amarela representa a incerteza de $1\sigma$ em torno do ótimo ajuste da função ao background, levando em conta o erro estatístico. Figura retirada da referência [53]. . . . .	60

3.4	Diagrama de Feynman do espalhamento difrativo com a produção de neutrons como parte do sistema ( $M_Y$ ) formado a partir da dissociação do próton, contribuindo com o "background". Figura retirada da referência [53]. . . . .	60
3.5	(a) Espaço de fase do detector ZEUS com os limites em ângulo azimutal e pseudorapidez. Dois jatos de raio $R$ são apresentados dentro do círculo, separados por um intervalo em pseudorapidez $\Delta\eta$ e "back-to-back" em ângulo azimutal. (b) As probabilidades esperadas para eventos difrativos (linha preta) e a para os eventos não difrativos (linha pontilhada). Figura retirada da referência [54]. . . . .	61
3.6	(a) O gráfico com os pontos ( $\bullet$ ) experimentais do ZEUS e os pontos ( $\circ$ ) estimados pela simulação de Monte Carlo, com as barras de erros para a distribuição de probabilidade. (b) No gráfico, os pontos experimentais com um ajuste exponencial mais uma constante para a distribuição de probabilidade de eventos difrativos. Figura retirada da referência [54]. . . . .	61
3.7	Os diagramas e as topologias dos eventos difrativos estudados no experimento CDF. Os processos difrativos: <b>(a)</b> Dupla (Esse caso pode ser uma difração simples no limite que $M_2 = m_p \approx 1$ GeV ou $M_1 = m_p$ ), <b>(b)</b> Dupla Troca de Pomerons (ou Difração Central) (DPE). O Gap (ou LRG) em pseudorapidez $\eta$ é a evidência experimental que os detectores esperam observar entre as partículas espalhadas e o um sistema difrativo. Figuras retiradas das referências [49, 58]. . . . .	62
3.8	(esquerda) O número de eventos como uma função de $\Delta\eta_{\text{exp}}^0 = \eta_{\text{máx}} - \eta_{\text{mín}}$ para os dados em $\sqrt{s} = 1.8$ TeV ( $\bullet$ ), para difração dupla (DD) mais não DD geradas por MC (linha escura), e somente para eventos não DD (linha tracejadas). Figura retirada da referência [58]. (direita) a distribuição de partículas $(1/N_{\text{TOT}})(dN/d\eta^*)$ em função do valor médio da pseudorapidez ( $\eta^*$ ) do dois jatos, para os processos de Dupla Troca de Pomerons (DPE) ( $\bullet$ ) (dados experimentais), Difração Simples (SD) (linha escura) e não Difrativo (ND) (linha tracejada). Figura retirada da referência [49]. . . . .	63

3.9	Diagramas dos eventos: (a) não difrativos (ND), $pp \rightarrow X$ , e processos difrativos (b) SD, $pp \rightarrow Xp$ ou $pp \rightarrow pY$ , (c) DD, $pp \rightarrow XY$ , e (d) CD, $pp \rightarrow pXp$ ; X e Y representa a dissociação do próton ou uma produção de um sistema hadrônico. Figura retirada da referência [61]. . . . .	64
3.10	Topologia dos eventos no estado final das partículas no espaço de pseudorapidez ( $\eta$ ). Detector Level : Eventos não-difrativos (ND) e eventos difrativos na região frontal em $\eta$ , com um gap sobre o lado positivo (FG1) ou sobre o lado negativo (FG2), ou um gap na região central (CG = central gap). Generator Level: <b>(a)</b> ND, $p+p \rightarrow X$ , <b>(b)</b> SD1, $p+p \rightarrow p+\Delta\eta+X$ , <b>(d)</b> SD2, $p+p \rightarrow Y+\Delta\eta+p$ , e <b>(c,e,f)</b> DD, $p+p \rightarrow X+\Delta\eta+Y$ . Figura retirada da referência [61]. . . . .	65
3.11	A distribuição no nível do detector para a $\Delta\eta^0 = \eta_{\text{máx}}^0 - \eta_{\text{mín}}^0$ variáveis medidas no "minimum bias samples" (com somente erros estatísticos), comparado com as previsões da simulação do PYTHIA 8 MBR (Um gerador de eventos difrativos baseado sobre um modelo fenomenológico (Teoria de Regge renormalizada [63, 64]), o fluxo de pomeron é interpretado como a probabilidade para formação LRG) normalizada a luminosidade integrada (L) dos dados. Figura retirada da referência [61]. . . . .	66
4.1	A descrição de um tipo evento observado na câmara de emulsão, onde ocorre a interação de uma partícula (primária incidente na câmara superior) proveniente do chuveiro atmosférico extenso com o material (Chumbo (Pb) ou Carbono (C)) do detector, na câmara superior, iniciando uma cascata eletromagnética no detector. A CBJ adotou que a posição média dos vértices interação coincide com a região central do alvo de Carbono, em torno de 11.5 cm. Figura baseada na referência [9].	70
4.2	Descrição do espaço de fase ( $\eta - \phi$ ) observado pela câmara inferior e a região não observada <b>R</b> . . . . .	74

4.3	Câmara de emulsão com ilustrações dos típicos eventos observados e classificados de acordo com as regras adotadas pela CBJ. Os eventos são classificados em A-jatos (sendo os hádrons e a componente eletromagnética ( $\gamma$ ) proveniente da interação na atmosfera (A)), Pb-jatos e C-jatos. O final da seta mostra a profundidade atingida pelo chuveiro no interior do detector [9]. . . . .	74
4.4	Os eixos de coordenadas no referencial no plano da câmara inferior ( $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$ ) e os eixos de coordenadas no PPI ( $\hat{\mathbf{x}}', \hat{\mathbf{y}}', \hat{\mathbf{z}}'$ ). No referencial do LAB, os eixos de referência no plano frontal da colisão. . . . .	79
4.5	Cálculo do ângulo zenital $\theta_Z$ através da distância ( $L$ ) percorrida pelo chuveiro no filme de raio-X e a espessura ( $d$ ), corresponde aproximadamente ao ângulo de entrada da partícula incidente na câmara superior. . . . .	79
4.6	Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, no referencial do LAB. . . . .	81
4.7	Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro experimental, igual a $20\%E_{\text{bin}}$ , sendo $E_{\text{bin}}$ a energia por bin, no referencial do LAB. . . . .	82
4.8	Distribuição de partículas em função do ângulo azimutal ( $\phi$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, no referencial do LAB. . . . .	83
4.9	Distribuição de energia em função do ângulo azimutal ( $\phi$ ) com as barras de erro experimental, igual a $20\%E_{\text{bin}}$ , sendo $E_{\text{bin}}$ a energia por bin, no referencial do LAB. . . . .	83
4.10	Distribuição de partículas em função da variável de Mandelstam ( $t$ ), com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin. . . . .	84
4.11	Distribuição de partículas em função quadrado do momento transferido ( $t$ ), com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin. . . . .	85
4.12	Distribuição de partículas no espaço de fase $\eta - \phi$ no referencial do LAB. . . . .	85
4.13	Distribuição de energia no espaço de fase $\eta - \phi$ no referencial do LAB. . . . .	86

4.14	Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (sem corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB. . . . .	88
4.15	Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (sem corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	89
4.16	Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (sem corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	90
4.17	Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB. . . . .	91

4.18	Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	92
4.19	Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	93
4.20	Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para o processo softQCD: Difração Simples (DS), referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB. . . . .	94
4.21	Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Simples, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	94

4.22	Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Simples, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	95
4.23	Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para o processo softQCD: Difração Dupla (DD), referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB. . . . .	96
4.24	Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Dupla, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	96
4.25	Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo $N_{\text{bin}}$ o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Dupla, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia $E \geq 0.2$ TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB. . . . .	97



4.26	Gráfico Duller-Walker referente a distribuição angular dos secundários de interações de raios cósmicos, com as seguintes possibilidades: <b>NÃO ISOTRÓPICO (1)</b> com coeficiente angular maior que 2, ISOTRÓPICO com coeficiente angular igual a 2 e <b>NÃO ISOTRÓPICO (2)</b> com coeficiente angular menor que 2. A reta é descrita da seguinte forma geral $y = ax + b$ , com $a$ sendo o coeficiente angular e $b$ intercepto da reta. . . . .	99
4.27	Duller-Walker ou F-T plots, nos gráficos são apresentadas a composição integral da distribuição angular em cones individuais. <b>a)</b> aplicados à cones "forward", <b>b)</b> aplicados à "backward". A distribuição ao longo da linha pontilhada corresponde a emissão isotrópica de secundários. As áreas sombreadas apresentam regiões de aglomerados ("clustering"). <b>a)</b> Existe um aglomerado forward e backward, em <b>b)</b> um aglomerado backward próximo da região central. Figura retirada da referência [72]. . . . .	100
4.28	Os resultados da aplicação do modelo Duller-Walker aplicado aos eventos C-jatos 1517, 1577, 17124, 19115,18149 e 1686. Os eventos escolhidos estão em ordem crescente de energia entre 20 - 120 TeV no referencial do LAB. [70, 71]. . . . .	101
4.29	Os resultados da aplicação do modelo Duller-Walker aos eventos C-jatos 1528 e 17150, obtemos a comparação entre dois eventos. De acordo com o modelo Duller-Walker, a distribuição angular dos secundários para o evento 1528 é isotrópica e para o evento 17150 é não isotrópica. . . . .	102

# Lista de Tabelas

2.1	Partículas Elementares do Modelo Padrão . . . . .	28
2.2	As quatro interações da natureza com as relativas intensidades aproximadas para a interação entre dois prótons, em uma distância de $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ (aproximadamente o raio do próton) e os bósons associados a cada interação. . . . .	29
2.3	Alguns dos principais mésons e os seus principais canais de decaimento observados nos experimentos dos aceleradores e nos experimentos de raios cósmicos. . . . .	30
3.1	Aceleradores de Partículas. . . . .	57
4.1	Câmaras de Emulsão Nuclear . . . . .	71
4.2	Dados das Câmaras Inferiores . . . . .	76
4.3	Evento 1547 - C-jato . . . . .	82

# Lista de Abreviaturas e Siglas

**ALICE** A Large Ion Collider Experiment.

**ATLAS** A Toroidal LHC ApparatuS.

**CAE** Chuveiro Atmosférico Extenso.

**CBJ** Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos.

**CDF** Collider Detector at Fermilab.

**CERN** European Organization for Nuclear Research.

**CM** Centro de Massa (Centro de Momento).

**CMS** Compact Moun Solenoid.

**Fermilab** Fermi National Accelerator Laboratory.

**HERA** Hadron-Electron Ring Accelerator.

**LAB** Referencial do Laboratório.

**LHC** Large Hadron Collider.

**LHCb** Large Hadron Collider beauty.

**TEVATRON** Acelerador de partículas circular na escala Teraeletron-volts (TeV) de energia.

# Sumário

<b>Agradecimentos</b>	<b>5</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>22</b>
<b>2 O Modelo Padrão e a Física Difrativa</b>	<b>26</b>
2.1 Descrição Geral do Modelo Padrão da Física de Partículas . . . . .	26
2.1.1 Partículas Elementares e os Mediadores de Interação . . . . .	27
2.1.2 Hádrons no Modelo Padrão . . . . .	29
2.1.3 Variáveis Cinemáticas . . . . .	31
2.1.3.1 Variáveis de Mandelstam . . . . .	36
2.1.4 Sistema de Coordenadas . . . . .	38
2.2 Introdução à Física Difrativa . . . . .	40
2.2.1 A Classificação Topológica dos Eventos Difrativos e não Difrativos . . . . .	43
2.2.1.1 Espalhamento Elástico . . . . .	44
2.2.1.2 Espalhamento não Difrativo . . . . .	46
2.2.1.3 Difração Simples . . . . .	47
2.2.1.4 Difração Dupla . . . . .	50
2.2.1.5 Difração Central . . . . .	51
2.3 Raios Cósmicos . . . . .	53
2.3.1 Alguns Indícios de Física Difrativa em Raios Cósmicos . . . . .	54
<b>3 Evidências Experimentais</b>	<b>56</b>

3.1	Aceleradores de Partículas . . . . .	56
3.1.1	HERA . . . . .	58
3.1.2	TEVATRON . . . . .	62
3.1.3	LARGE HADRON COLLIDER . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Análises Preliminares dos Dados da Radiação Cósmica</b>	<b>68</b>
4.1	Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos . . . . .	68
4.1.1	Descrição Experimental da Câmara de Emulsão Nuclear . . . . .	68
4.1.2	Materiais Fotossensíveis . . . . .	72
4.1.3	Região Observável da Câmara de Emulsão . . . . .	73
4.2	Análise dos Dados de Raios Cósmicos da CBJ . . . . .	75
4.2.1	Descrição do Tratamento dos Dados do Evento . . . . .	78
4.2.2	Distribuições das Variáveis Cinemáticas no Referencial do LAB . . . . .	81
4.2.3	Comparação das Distribuições do PYTHIA 8 e dos Eventos C-jatos . . . . .	86
4.2.4	Modelo Duller-Walker para Interações de Altas Energias em Raios Cósmicos . . . . .	98
<b>5</b>	<b>Discussão dos Resultados</b>	<b>104</b>
	<b>Referências</b>	<b>107</b>
	<b>Apêndice A</b>	<b>116</b>
A.1	Transformação de Lorentz numa Direção Arbitrária . . . . .	116
	<b>Apêndice B</b>	<b>119</b>
B.1	Pseudorapidez . . . . .	119
B.2	Transformação da Rapidez . . . . .	120
B.3	Invariância da Pseudorapidez . . . . .	122

# Capítulo 1

## Introdução

Em 1912, Victor Francis Hess observou que um intenso fluxo de radiação ionizante atingia a superfície terrestre, através de experimentos usando eletroscópios em balões atmosféricos em altas altitudes. A conclusão nas palavras de Hess: "Os resultados das observações atuais parecem ser mais facilmente explicado pela suposição de que a radiação de muito alto poder de penetração entra na nossa atmosfera de cima ... Desde que eu não encontrei uma redução ... nem de noite, nem em um eclipse solar, dificilmente se pode considerar o Sol como a origem"<sup>1</sup>. A partir desse fato a radiação ionizante que vem de fora da terra foi chamada de *Raios Cósmicos* ou *Radiação Cósmica*. Em seguida, outros experimentos foram realizados para investigar a natureza dos raios cósmicos, através da medida da dependência da intensidade da radiação cósmica com o campo magnético terrestre em função da latitude, mostraram que os raios cósmicos são principalmente partículas carregadas, na sua maioria prótons e uma porcentagem muito pequena de núcleos pesados.

Os raios cósmicos são partículas altamente energias, que podem atingir valores da ordem de  $10^6$  TeV, no referencial do Laboratório (LAB), no topo da atmosfera terrestre dão início a uma sequência de interações com os constituintes da atmosfera ( $N_2$ ,  $O_2$ , Ar), produzindo partículas secundárias, terciárias e entre outras que propagam-se na atmosfera em direção a superfície terrestre, formando um chuveiro de partículas ("Cascade Shower") (Figura 1.1).

---

<sup>1</sup>Hess concludes: "*The results of the present observations seem to be most readily explained by the assumption that a radiation of very high penetrating power enters our atmosphere from above ... Since I found a reduction ... neither by night nor at a solar eclipse, one can hardly consider the Sun as the origin*", citação retirada da revista CERN COURIER, <http://cerncourier.com/cws/article/cern/50215>.

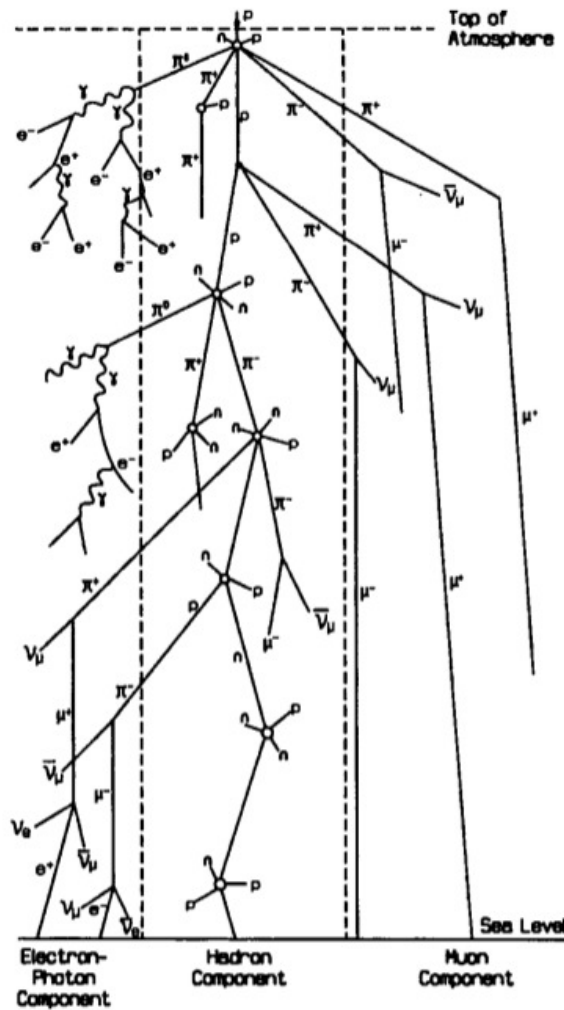


Figura 1.1: Cascade Shower: Representação esquemática da produção de partículas na atmosfera. Uma interação hadrônica altamente energética de um primário (próton) com um núcleo constituinte da atmosfera, em altas altitudes dão origem a uma cascata de partículas, chamadas de secundários. Esses secundários propagam-se na atmosfera interagindo com os núcleos produzindo outras partículas, formando chuva de partículas. Partículas instáveis decaem ou sofrem os processos de bremsstrahlung e criação de pares, gerando fótons, raio-X, elétrons, pósitrons e os neutrinos que são resultados dos decaimentos. Figura retirada da referência [1]

As partículas secundárias altamente energéticas atingem grandes profundidades durante a propagação na atmosfera, interagindo com os constituintes da atmosfera. A Figura 1.1 faz uma contextualização do fenômeno de raios cósmicos estudado pela Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos (CBJ), através da exposição das Câmaras de Emulsões Fotográficas-Chumbo (ou sim-

plesmente, Câmaras de Emulsões que são detectores de partículas) no Monte Chacaltaya, numa altitude de 5220 m em relação ao nível do mar, a 20 km da cidade de La Paz, na Bolívia. A exposição das câmaras de emulsão ocorreram durante o período de 1962 até 1988, permitindo a CBJ fazer a coleta de dados da radiação cósmica, que foram analisados durante o período de operação e nos anos seguintes.

As câmaras de emulsão utilizadas pela CBJ eram compostas de uma ou duas unidades semelhantes, cuja unidade é chamada de câmara. A câmara era composta de blocos formados por placas de Chumbo (Pb) e material fotossensível (placa de emulsão e filme de raio-X) utilizado para detecção de partículas carregadas. As câmaras de duas unidades eram chamadas de câmaras de dois andares formadas pelos seguintes elementos sobrepostos: uma câmara superior, blocos de piche (alvo de Carbono (C)), camada de Ar e a câmara inferior.

A CBJ tinha como objetivo estudar as interações hadrônicas de energia  $E \geq 100$  TeV (no referencial do Laboratório), produzidas por partículas da radiação cósmica, através da detecção por meio das câmaras de emulsões. As cascatas eletromagnéticas ou partículas carregadas detectadas na câmara superior eram proveniente de interações que ocorrem na atmosfera (A) ou na placa de Chumbo (Pb), classificados pelas CBJ como eventos A-jatos ou eventos Pb-jatos. As cascatas eletromagnéticas com energias relativamente altas observadas na câmara inferior, através da medida de posição  $(x, y)$  e energia (E), podem ser produtos da interação de secundários com alvo de Carbono (C), classificados pela CBJ como eventos C-jatos.

O objetivo desse trabalho de mestrado é estudar os processos difrativos observados nos experimentos de colisores de partículas, para comparar com os eventos C-jatos na busca por evidências experimentais a respeito de eventos difrativos. As cascatas eletromagnéticas referente aos eventos C-jatos estão numa faixa de energia da ordem de 20 a 124 TeV, no referencial do LAB. A partir dos dados de posição e energia dos eventos fizemos os cálculos das variáveis cinemáticas dos eventos, na busca por evidências experimentais nas distribuições de partículas e energia que possam caracterizar os processos que ocorrem na câmara superior ou no alvo de Carbono (C).

Essa dissertação está organizada da seguinte forma, no Capítulo 2 uma descrição básica do Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares e da Física Difrativa com uma descrição topológica dos eventos difrativos esperados pela teoria. No Capítulo 3 são apresentados as evidências



experimentais fundamentais para a identificação e classificação dos eventos difrativos; no Capítulo 4 uma descrição experimental dos experimentos da CBJ e uma análise dos dados dos eventos C-jatos através da comparação com eventos difrativos gerados pelo simulador PYTHIA 8, sugerem a busca por indícios de não isotropia através do modelo proposto por Duller e Walker, que podem ser associados a processos difrativos.

## Capítulo 2

# O Modelo Padrão e a Física Difrativa

O propósito deste capítulo é apresentar uma introdução geral ao Modelo Padrão da Física das Partículas Elementares<sup>1</sup> [2, 3]. O Modelo Padrão fornece uma descrição das interações entre as partículas elementares bem sucedida dos dados experimentais dos detectores nos aceleradores, nas últimas décadas, representando um dos triunfos da física moderna [4].

Em seguida será apresentada uma descrição básica da chamada física difrativa, onde apresentaremos os principais processos que podem ser observados nos experimentos [5, 6]. Esse capítulo também contém uma breve discussão sobre a física de raios cósmicos que iniciou o desenvolvimento do campo de física de partículas [7, 8]. É esta abordagem teórica que será utilizada na busca por uma compreensão dos fenômenos observados em raios cósmicos, através da análise dos dados da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos (CBJ) [9].

### 2.1 Descrição Geral do Modelo Padrão da Física de Partículas

O Modelo Padrão descreve as interações eletromagnéticas, forte e fraca entre as partículas elementares, sem incluir a interação gravitacional, por possuir uma intensidade muito pequena comparada com as outras interações no nível subatômico [2].

---

<sup>1</sup>A definição de elementar na física de partículas é uma entidade sem estrutura interna, sem dimensão.

### 2.1.1 Partículas Elementares e os Mediadores de Interação

Os elementos fundamentais da matéria segundo o Modelo Padrão são de dois tipos: *léptons* e *quarks* (Tabela 2.1), classificados como férmions. As interações fundamentais da natureza que descrevem a dinâmica das partículas elementares são: Eletromagnética, Forte e Fraca, mediadas pelos *bósons intermediários*. Os bósons (Tabela 2.2) associados com as respectivas interações são: Fóton ( $\gamma$ ) (Eletromagnética), glúons ( $g$ ) (Forte) e os ( $W^+$ ,  $W^-$ ) e ( $Z^0$ ) (Fraca). Os férmions fundamentais do Modelo Padrão são descritos pela equação de Dirac, que é uma formulação relativística da mecânica quântica. Uma consequência importante da equação de Dirac é que para cada um dos doze férmions existe uma antipartícula, com a mesma massa, mas com a carga oposta. As antipartículas são denominadas por sua carga ou com uma barra em cima do símbolo da partícula.

Na física de partículas, cada interação é descrita por uma Teoria Quântica de Campos (TQC) que descreve a interação entre as partículas elementares através da troca de uma partícula de spin 1, os chamados bósons de gauge. No caso do eletromagnetismo, a teoria é a Eletrodinâmica Quântica (QED)<sup>2</sup>, onde as interações entre as partículas carregadas são mediadas pela troca de Fótons. A interação fraca é responsável pela descrição dos processos de decaimento beta e da fusão nuclear através dos mediadores da interação fraca  $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$ . É importante observar que os doze férmions carregam a carga da interação fraca, conhecida como *weak isospin*, portanto todos participam da interação fraca<sup>3</sup>.

Na década de 1960, Glashow [19], Salam [20] e Weinberg [21] (GSW) desenvolveram como seria possível tratar as interações Eletromagnética e Fraca como a manifestação de uma única interação, a chamada unificação Eletrofraca, com um único acoplamento dado pela carga elétrica elementar,  $e$ . Eles previram que esta simetria entre as interações eletromagnética e fraca seria manifestada em altos valores de momento transferido ( $q^2 \gg 10^4 \text{ GeV}^2$ ). Em baixas energias, essa simetria seria quebrada nas interações Eletromagnética e Fraca.

Para a interação forte, a teoria é a Cronodinâmica Quântica (QCD)<sup>4</sup> que descreve a interação

---

<sup>2</sup>do inglês Quantum Electrodynamics. Essa teoria foi desenvolvida entre 1946 e 1950 por Tomonaga [10], Schwinger [11, 12], Feynman [13, 14, 15] e Dyson [16].

<sup>3</sup>Os bósons associados a interação Fraca são os *bósons massivos* ( $W^+$ ,  $W^-$  e  $Z^0$ ) observados no CERN em 1983 [17, 18].

<sup>4</sup>do inglês Quantum Chromodynamics [22].

entre os quarks através dos mediadores de interação, os gluons. Os quarks carregam o equivalente de carga elétrica, as chamadas *cargas de cor*, conseqüentemente, somente os quarks experimentam a interação forte, como pode ser visto na (Tabela 2.2). O elemento final do Modelo Padrão é o bóson de Higgs<sup>5</sup> [23, 24], cuja existência foi comprovada pelos experimentos ATLAS [25] e CMS [26] no Large Hadron Collider (LHC) [27, 4] em 2012. A massa observada para este bóson é de:

$$m_H = 125.7 \pm 0.4 \text{ GeV}/c^2. \quad [28]$$

O bóson de Higgs tem uma função especial dentro do Modelo Padrão, fornecendo um mecanismo para que todas as partículas adquiram massa. A observação do bóson de Higgs representa uma extraordinária validação das ideias que constituem o Modelo Padrão.

Tabela 2.1: Partículas Elementares do Modelo Padrão

<b>Férmions<sup>a</sup></b>					
<b>Léptons</b>			<b>Quarks</b>		
<b>Partícula</b>	<b>Carga*</b>	<b>Massa**</b>	<b>Partícula</b>	<b>Carga*</b>	<b>Massa**</b>
elétron ( $e^-$ )	-1	0.0005	down (d)	-1/3	0.003
neutrino eletrônico ( $\nu_e$ )	0	$< 10^{-9}$	up (u)	+2/3	0.005
muon ( $\mu^-$ )	-1	0.106	strange (s)	-1/3	0.1
neutrino muônico ( $\nu_\mu$ )	0	$< 10^{-9}$	charm (c)	+2/3	1.3
tau ( $\tau^-$ )	-1	1.78	bottom (b)	-1/3	4.5
neutrino tauônico ( $\nu_\tau$ )	0	$< 10^{-9}$	top (t)	+2/3	174

\*Em unidade da carga elementar  $e$ . \*\*Unidade de  $\text{GeV}/c^2$ . Particle Data Group (PDG) [28].

<sup>a</sup>Essas partículas são caracterizadas pelo spin  $\frac{\hbar}{2}$ , descrita pela equação de Dirac, para mais detalhes veja o capítulo 4 da referência [3].

<sup>5</sup>O bóson de Higgs é uma partícula escalar, ao contrário dos outros bósons que são vetoriais.

Tabela 2.2: As quatro interações da natureza com as relativas intensidades aproximadas para a interação entre dois prótons, em uma distância de  $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$  (aproximadamente o raio do próton) e os bósons associados a cada interação.

Interação	Intensidade	Bóson	Spin*	Massa**	Partículas
Forte	1	gluon ( $g$ )	1	0	Quarks
Eletromagnética★	$10^{-3}$	fóton ( $\gamma$ )	1	0	Quarks e Léptons (Carregados)
Frac	$10^{-8}$	bóson W ( $W^+$ , $W^-$ )	1	80.4	Quarks e Léptons
		bóson Z ( $Z^0$ )	1	91.2	Quarks e Léptons
Gravitação★	$10^{-37}$	Graviton? ( $G$ )	2	0	Quarks e Léptons

\*Em unidade de  $\hbar$ . \*\*Unidade de  $\text{GeV}/c^2$ . ★ Interação de longo alcance.

A intensidade das interações depende das escalas de distância e energia.

### 2.1.2 Hádrons no Modelo Padrão

Por causa da natureza da interação da QCD, os quarks não são observados como partículas livres é explicada pela hipótese de *confinamento de cores*, ou seja, sempre confinados em estados ligados, os chamados de *hádrons*. As possíveis cargas de cor carregadas pelos quarks são: vermelho ( $r$ ) (do inglês *red*), verde ( $g$ ) (do inglês *green*) e azul ( $b$ ) (do inglês *blue*) e os antiquarks podem admitir as anticolors correspondentes. Os gluons carregam uma combinação de cor e anticolors. No Modelo Padrão, os hádrons são elementos incolores, devido a combinação entre as cargas de cores dos quarks e as anticolors dos antiquarks, os quais são classificados em duas categorias *bárions* e *mésons*.

Os bárions são formados por três quarks e os antibárions são formados de três antiquarks, dois exemplos de bárions são o próton ( $uud$ )<sup>6</sup> e o neutron ( $udd$ ). Os mésons são formados de um quark e um antiquark, alguns exemplos de mésons são: píons carregados  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , píons neutros

<sup>6</sup>O próton ( $m_p = 0.9383 \text{ GeV}/c^2$ ) é o único bárion estável, com tempo de vida maior que  $2.1 \cdot 10^{29}$  anos, ou seja, maior que a idade do universo:  $\sim 14 \cdot 10^9$  anos, o neutron ( $m_n = 0.9396 \text{ GeV}/c^2$ ) decaie com um tempo de vida em torno de 15 min através da interação fraca, da seguinte forma  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ .

$\pi^0$  e entre outros que são apresentados (Tabela 2.3). Todos os mésons são partículas instáveis e decaem em um curto espaço de tempo, assim, os detectores observam os produtos do decaimento e a partir disso podemos construir a distribuição de massa invariante da partícula que deu origem ao decaimento.

Tabela 2.3: Alguns dos principais mésons e os seus principais canais de decaimento observados nos experimentos dos aceleradores e nos experimentos de raios cósmicos.

Méson	Estado/Conteúdo (Quarks)	Massa*	Canal★	BR ( $\Gamma_i/\Gamma$ )★★
$\pi^0$	$ \pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[u\bar{u} - d\bar{d}]$	0.1349	$2\gamma$	98.82 %
$\pi^+, \pi^-$	$ \pi^+\rangle = u\bar{d},  \pi^-\rangle = d\bar{u}$	0.1396	$\mu^+ + \nu_\mu, \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	99.98 %, 98.82 %
$K^+, K^-$	$ K^+\rangle = u\bar{s},  K^-\rangle = s\bar{u}$	0.4937	$\mu^+ + \nu_\mu, \pi^0 + \pi^+$ $\mu^- + \bar{\nu}_\mu, \pi^0 + \pi^-$	63.55 %, 20.66%
$\eta^0$	$ \eta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}]$	0.5478	$2\gamma, 3\pi^0$	39.41 %, 32.68 %
$\rho^0$	$ \rho^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[u\bar{u} - d\bar{d}]$	0.7745	$\pi^+ + \pi^-$	$\sim 100$ %
$\omega$	$ \omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[u\bar{u} + d\bar{d}]$	0.7827	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	89.2 %

\*Unidade de  $\text{GeV}/c^2$ . ★ Principal modo de decaimento. ★★ BR: Branching Ratio.

Particle Data Group (PDG) [28].

Basicamente, os aceleradores fazem a colisão<sup>7</sup> de feixes de partículas e os produtos destas colisões são observados pelos detectores, através da medida das variáveis cinemáticas no estado final. Na descrição dos fenômenos observados é necessário definir o referencial no qual as medidas são realizadas, por exemplo, no referencial do Laboratório (LAB) ou no referencial do Centro de Momento (CM)<sup>8</sup>[3]. Os eventos de raios cósmicos, objetos de estudo desse trabalho de mestrado, tem com origem a colisão de uma partícula primária<sup>9</sup> com as partículas que compõem a atmosfera

<sup>7</sup>A colisão de dois feixes de partículas ou a colisão de um feixe com alvo estacionário (alvo fixo) podem ocorrer diversas interações no ponto de cruzamento dos feixes, aonde estão localizados os detectores.

<sup>8</sup>Referencial no qual a somatória dos momentos lineares das partículas é zero em relação ao LAB. Na maior parte dos artigos sobre física de partículas de altas energias a notação é centro de massa (CM).

<sup>9</sup>Partícula primária é a definição para a partícula que inicia o evento de raios cósmicos, tendo como possível origem eventos astrofísicos altamente energéticos.

terrestre (Ar: Oxigênio ( $O_2$ ) e Nitrogênio ( $N_2$ )), esse tipo de colisão é do tipo alvo fixo [29], ou seja, as medidas ocorrem no referencial do laboratório.

### 2.1.3 Variáveis Cinemáticas

Nessa seção serão descritos os princípios básicos, notação e terminologia da cinemática relativística. As expressões relativísticas para a energia  $E$  e momento linear  $\vec{p}$  de uma partícula de massa  $m$  são expressas nas equações 2.1.1a e 2.1.1b, respectivamente:

$$\begin{cases} E = \gamma mc^2, \\ \vec{p} = \gamma mc^2 \vec{\beta}, \end{cases} \quad (2.1.1a)$$

$$(2.1.1b)$$

sendo  $\gamma$  o fator de Lorentz,  $mc^2$  a energia de repouso da partícula e  $\vec{\beta}$  o parâmetro da velocidade<sup>10</sup>:

$$\vec{\beta} \equiv \frac{\vec{v}}{c}, \quad |\vec{\beta}| \equiv \frac{|\vec{v}|}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - |\vec{\beta}|^2}}. \quad (2.1.2)$$

A energia  $E$  e o momento relativístico  $\vec{p}$  definidos acima se transformam de acordo com a transformação de Lorentz, formando um quadrivetor. A notação para o quadrimomento é:

$$\text{quadrimomento : } p^\mu = (E, p_x c, p_y c, p_z c), \quad (\text{contravariante}) \quad (2.1.3)$$

$$\text{quadrimomento : } p_\mu = (E, -p_x c, -p_y c, -p_z c), \quad (\text{covariante}) \quad (2.1.4)$$

sendo  $p^\mu$  a notação para o quadrivetor, no caso o quadrimomento. O índice  $\mu$  assume os valores  $\mu = 0, 1, 2, 3$ .

A transformação de Lorentz<sup>11</sup> na forma matricial:

$$(p^*)^\mu = \Lambda^\mu_\nu p^\nu. \quad (2.1.5)$$

<sup>10</sup>A velocidade da partícula comparada com a velocidade da luz no vácuo,  $c$ , por exemplo,  $\beta = 99.99\%$  de  $c$ .

<sup>11</sup>No apêndice A é apresentado a generalização da transformação de Lorentz.

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_x^* c \\ p_y^* c \\ p_z^* c \end{pmatrix} = \overbrace{\begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}}^{\Lambda^\mu_\nu} \begin{pmatrix} E \\ p_x c \\ p_y c \\ p_z c \end{pmatrix}. \quad (2.1.6)$$

$$\begin{cases} E^* = \gamma E - \gamma\beta p_z c, & (2.1.7a) \\ p_x^* c = p_x c, & (2.1.7b) \\ p_y^* c = p_y c, & (2.1.7c) \\ p_z^* c = -\gamma\beta E + \gamma p_z c. & (2.1.7d) \end{cases}$$

O asterisco (\*) nas componentes do quadrimomento  $(E^*, p_x^* c, p_y^* c, p_z^* c)$  representam as quantidades observadas no referencial do (CM). As componentes do quadrimomento  $(E, p_x c, p_y c, p_z c)$  representando as quantidades observadas no referencial do (LAB). A energia  $E$  e o momento  $\vec{p}$  são conservados separadamente, e consequentemente o quadrimomento também é conservado. Como o quadrimomento é um quadrivetor, o produto escalar é da seguinte forma:

$$p^\mu p_\mu = (E, p_x c, p_y c, p_z c) \cdot (E, -p_x c, -p_y c, -p_z c), \quad (2.1.8)$$

$$= E^2 - p_x^2 c^2 - p_y^2 c^2 - p_z^2 c^2 \quad (2.1.9)$$

$$= E^2 - \vec{p}^2 c^2, \quad (2.1.10)$$

que é uma quantidade invariante de Lorentz. Para um partícula em repouso ( $|\vec{v}| = 0$ ), o quadrimomento ( $p^\mu$ ) é da seguinte forma de acordo com as relações de energia 2.1.1a e momento 2.1.1b:

$$p^\mu = (mc^2, 0, 0, 0),$$

Então, o produto escalar:



$$p^\mu p_\mu = (mc^2, 0, 0, 0) \cdot (mc^2, 0, 0, 0) = m^2 c^4. \quad (2.1.11)$$

Como  $p^\mu p_\mu$  é invariante de Lorentz, Logo, temos:

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4. \quad (2.1.12)$$

A relação 2.1.12 é mantida em todos os referenciais inerciais. Por conveniência algébrica introduzimos o sistema de unidades usado em física de partículas conhecido como *unidades naturais*<sup>12</sup>. Para simplificar as expressões a velocidade da luz é definida igual a um ( $c = 1$ ).

**Relação de Energia-Momento de Einstein**

$$E^2 = m^2 + \vec{p}^2.$$

Para um sistema de  $N$  partículas, o quadrimomento total é:

$$p^\mu = \sum_i^N p_i^\mu, \quad (2.1.13)$$

sendo quadrimomento de cada partícula definido da seguinte forma  $p_i^\mu = (E_i, p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})$ , logo,  $p^\mu$  é também um quadrivetor. Portanto, a quantidade invariante de Lorentz para o sistema de partículas:

$$p^\mu p_\mu = \left( \sum_i^N E_i \right)^2 - \left( \sum_i^N \vec{p}_i \right)^2, \quad (2.1.14)$$

que corresponde ao quadrado da massa invariante do sistema de partículas. Usando as relações descritas acima podemos calcular a energia no CM, para as colisões de alvo fixo (LAB) e no referencial do CM.

Para começar vamos descrever a situação geral. Um partícula incidente de massa  $m_A$ , energia total  $E_A$  e momento  $\vec{p}_A$  colide com uma partícula alvo de massa  $m_B$ , energia total  $E_B$  e momento  $\vec{p}_B$ . O quadrado do quadrimomento desse sistema formado pelas partículas A e B é:

<sup>12</sup>Essas unidades são baseadas nas constantes fundamentais da mecânica quântica e relatividade especial. As constantes são:  $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$  J.s é a unidade de ação em mecânica quântica e  $c = 2.99\,792\,458 \cdot 10^8$  m/s é a velocidade da luz no vácuo. As unidades naturais  $\hbar = c = 1$ .

$$p^\mu p_\mu = (E_A + E_B)^2 - (\vec{p}_A + \vec{p}_B)^2, \quad (2.1.15)$$

$$= E_A^2 - \vec{p}_A^2 + E_B^2 - \vec{p}_B^2 + 2E_A E_B - 2\vec{p}_A \cdot \vec{p}_B. \quad (2.1.16)$$

Usando a relação 2.1.12 para as partículas A e B, Logo, a relação 2.1.16 resulta na seguinte forma:

$$p^\mu p_\mu = m_A^2 + m_B^2 + 2E_A E_B - 2\vec{p}_A \cdot \vec{p}_B. \quad (2.1.17)$$

**Alvo Fixo (Referencial do LAB):** Descrito na Figura 2.1, a partícula B, de  $m_B$  está em repouso no sistema do (LAB), com  $\vec{p}_B = \vec{0}$  e energia  $E_B = m_B$ . A energia  $E_A$  é a energia total e momento  $\vec{p}_A = |\vec{p}_A|\hat{z}$  da partícula A incidente no sistema do (LAB), então, com essas condições a relação 2.1.15 reduz-se na seguinte forma:

$$p^\mu p_\mu = (E_A + m_B)^2 - \vec{p}_A^2 \quad (2.1.18)$$

$$= m_A^2 + m_B^2 + 2E_A m_B. \quad (2.1.19)$$

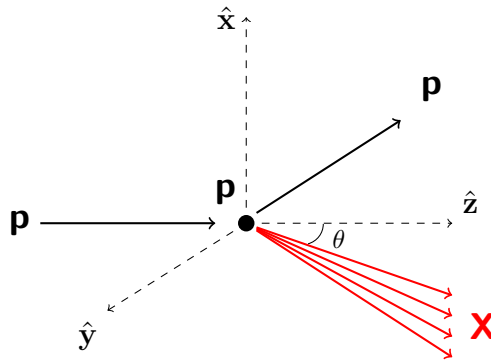


Figura 2.1: Um próton (**p**) (partícula A) incidente colide com um próton estacionário (**p**) (partícula B) no referencial do (LAB).

Na Figura 2.1, o processo de espalhamento inelástico é representado pela equação  $p + p \longrightarrow$

$p + \mathbf{X}$ , ou seja, um próton é simplesmente espalhado e o outro próton sofre uma dissociação, resultando na produção de partículas espalhadas com um ângulos de espalhamento  $\theta$  em relação ao eixo  $\hat{z}$ . A região entre as linhas azuis representa a região de interação da colisão, IP (Ponto de Interação). A distribuição angular das partículas observadas no detector fornece informações fundamentais a respeito da física fundamental da interação. Nesse processo de espalhamento existem também a probabilidade de uma colisão elástica.

A energia disponível no referencial do (CM) tem que ser maior que a soma das massas partículas produzidas. A energia no referencial do (CM) é definida como  $\sqrt{s}$  que é a raiz quadrada da quantidade invariante de Lorentz representada por  $s = p^\mu p_\mu$ . A grandeza  $s$  é uma das variáveis de Mandelstam (Seção 2.1.3.1) que representa o processo de aniquilação.

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_A^2 + m_B^2 + 2E_A m_B}. \quad (\text{Alvo Fixo}) \quad (2.1.20)$$

**Referencial do CM:** Uma partícula A incidente de massa  $m_A$ , momento  $\vec{p}_A^* = |\vec{p}_A^*|\hat{z}$  e energia total  $E_A^*$  colide com uma partícula B de massa  $m_B$ , momento  $\vec{p}_B^* = -|\vec{p}_B^*|\hat{z}$  e energia total  $E_B^*$ , como pode ser visto na Figura 2.2. Para garantir que essa colisão está no referencial do (CM) é necessário satisfazer a seguinte relação:

$$\sum_{i=A,B} \vec{p}_i^* = \vec{p}_A^* + \vec{p}_B^* = \vec{0}. \quad (2.1.21)$$

Após a colisão, a relação 2.1.21 deve ser mantida:

$$\sum_{i=1}^N \vec{p}_i^* = \vec{0}, \quad (2.1.22)$$

ou seja, a somatória dos momentos lineares deve ser conservada. A conservação de momento e energia tem uma função especial nos detectores de partículas, permitindo inferir a quantidade de energia e momento carregado por partículas que não foram detectadas, como por exemplo os neutrinos ( $\nu$ ) que interagem fracamente com a matéria.

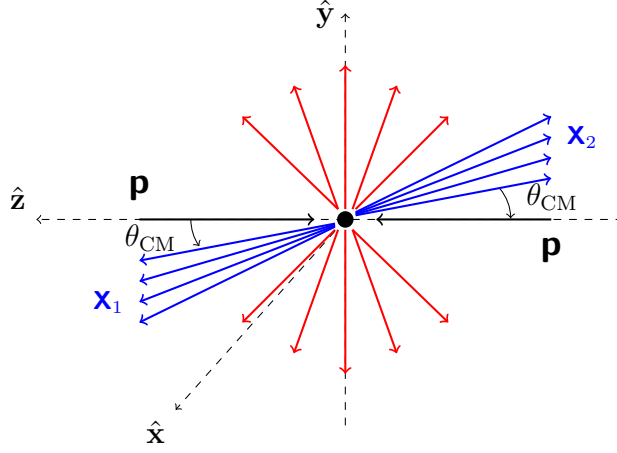


Figura 2.2: A colisão da partícula A, um próton ( $\mathbf{p}$ ) com a partícula B, outro próton ( $\mathbf{p}$ ) no referencial do (CM). No ponto de interação ocorre a produção multipla de partículas que saem em todas as direções, um caso especial é a produção de jatos (os jatos são  $\mathbf{X}_1$  e  $\mathbf{X}_2$ ).

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_A^* + E_B^*)^2 - (\vec{p}_A^* + \vec{p}_B^*)^2}. \quad (\text{Referencial CM}) \quad (2.1.23)$$

Usando a equação 2.1.21 na relação 2.1.23, temos:

$$\boxed{\sqrt{s} = E_A^* + E_B^*}. \quad (\text{Referencial CM}) \quad (2.1.24)$$

### 2.1.3.1 Variáveis de Mandelstam

As variáveis de Mandelstam são produtos escalares de quadrivetores que podem ser avaliados em qualquer referencial. Os digramas de Feynman<sup>13</sup> (Figura 2.3) representando as variáveis de Mandelstam através da troca de uma partícula mediadora de interação. Os processos envolvem duas partículas no estado inicial e no estado final para as variáveis de Mandelstam:

<sup>13</sup>Os diagramas de Feynman foram inventados por Richard Feynman para descrever as contribuições das interações fundamentais entre as partículas, através da Teoria Quântica de Campos (TQC). Usando os diagramas de Feynman os processos de interação podem ser ilustrados e suas probabilidades de ocorrência podem ser calculadas (Para mais detalhes veja a referência [3]).

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (2.1.25)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (2.1.26)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2, \quad (2.1.27)$$

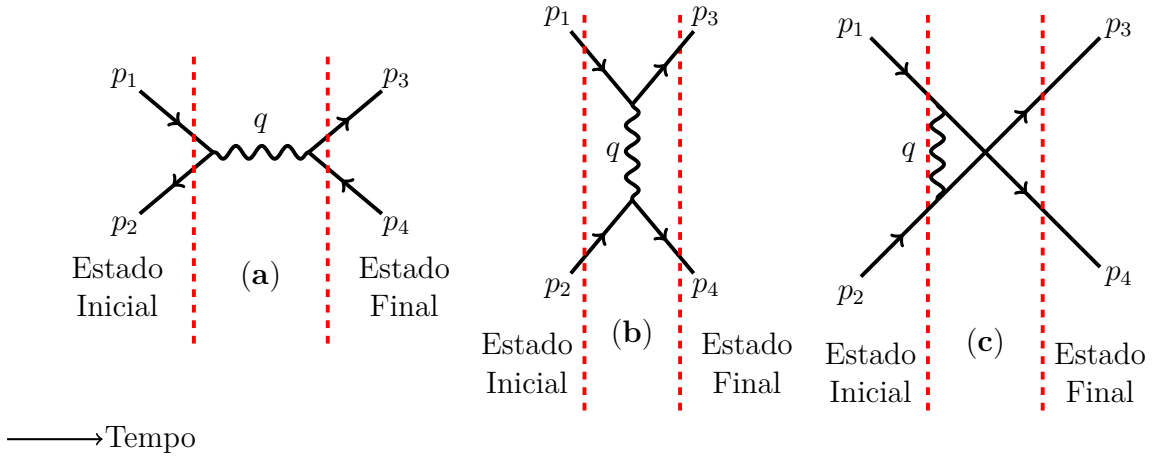


Figura 2.3: Os diagramas de Feynman para os processos: aniquilação no canal  $s$  (a), espalhamento no canal  $t$  (b) e o canal  $u$  (c) espalhamento relevante no caso de partículas idênticas no estado final. Os diagramas representam uma reação do tipo:  $1+2 \rightarrow 3+4$ , sendo  $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$  o quadrimomento da partícula  $i$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$ . A letra  $q$  é o quadrimomento do bóson de troca associado à interação.

onde  $s$  representa o quadrado da energia no centro de massa e  $t$  o quadrado do quadrimomento transferido. Sabendo as variáveis  $s$  e  $t$ , a variável  $u$  é determinada pela seguinte relação:

$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2 = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2, \quad (2.1.28)$$

satisfeita pela conservação quadrimomento. As variáveis cinemáticas são fundamentais para caracterizar os processos de espalhamento da colisão de partículas. As distribuições das variáveis cinemáticas dos produtos da colisão podem fornecer uma melhor compreensão dos mecanismos da produção de hádrons em altas energia.

Os processos de espalhamento são classificados em dois tipos: *espalhamento elástico* e *espalha-*

*mento inelástico* com probabilidades (seção de choque total = seção de choque elástica + seção de choque inelástica) de serem observadas pelos experimentos. Os espalhamentos elásticos e inelásticos em que uma ou ambas as partículas sofrem dissociação, no estado final são classificados como processos difrativos. [30].

Na colisão pp uma fração em torno de 15-40% [31, 32] da seção de choque inelástica é atribuída aos processos difrativos, a outra fração em torno de 60-75% está associada a processos não-difrativos. Os processos difrativos são identificados através das configurações cinemáticas das distribuições de energia e partículas no estado final, com uma lacuna em rapidez (Large Rapidity Gap (LRG)<sup>14</sup>) [5, 33] que é a assinatura experimental para eventos difrativos. Para mais detalhes a respeito de eventos difrativos, veja a seção 2.2.

#### 2.1.4 Sistema de Coordenadas

A definição do sistema de referência é fundamental no estudo de qualquer fenômeno físico. O sistema de coordenadas utilizado pelos experimentos dos aceleradores de partículas, segue a convenção apresentada na Figura 2.4. O espaço de fase é a região em torno do ponto de colisão formado pelas seguintes variáveis: a rapidez ( $y$ ) e o ângulo azimutal ( $\phi$ ). A rapidez é definida da seguinte forma:

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{E + p_z}{E - p_z} \right], \quad (2.1.29)$$

onde  $E$  é a energia total e  $p_z$  o momento na direção  $\hat{z}$  da partícula. O ângulo azimutal ( $\phi$ ) é definido no plano  $x - y$  transversal a direção  $\hat{z}$ :

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{y}{x} \right). \quad [0, 2\pi] \quad (2.1.30)$$

A rapidez é determinada para as partículas identificadas, cujas as massas são conhecidas. O problema com a rapidez é a dificuldade de ser calculada para partículas ultra relativísticas, como a medida da energia  $E$  e da componente do momento na direção  $\hat{z}$  ( $p_z$ ). Para contornar essa

---

<sup>14</sup>Definido como uma região em pseudorapidez desprovida de partículas ou com poucas partículas.

dificuldade no cálculo da rapidez, a rapidez é aproximadamente igual a pseudorapidez ( $y \approx \eta$ ), então, o cálculo da pseudorapidez é mais simples para qualquer partícula carregada detectada pelo experimento, através do ângulo de espalhamento  $\theta$ .

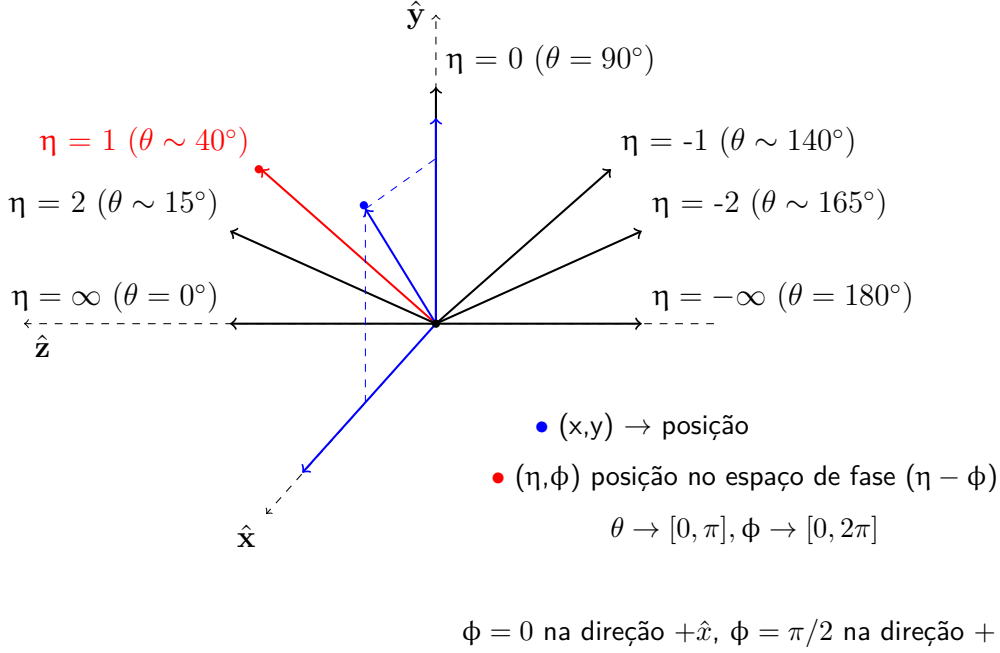


Figura 2.4: O sistema de coordenadas e o espaço de fase formado pela pseudorapidez ( $\eta$ ) e o ângulo azimutal ( $\phi$ ). O ponto preto ( $\bullet$ ) é o ponto de colisão (ou ponto de interação) (IP), nos experimentos esse ponto é o centro geométrico do detector. Os detectores em torno de IP observam aproximadamente  $4\pi$  esferorradianos.

A pseudorapidez<sup>15</sup> é uma variável geométrica para descrever a direção longitudinal definida pela grandeza:

$$\eta \equiv -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right], \quad ]\infty, -\infty[ \quad (2.1.31)$$

onde  $\theta$  é o ângulo espalhamento em relação a direção  $\hat{z}$ . O cálculo da pseudorapidez ( $\eta$ ) não faz nenhuma exigência a respeito da massa da partícula, logo,  $\eta$  pode ser calculado para qualquer partícula carregada detectada pelo experimento.

Os experimentos dos aceleradores de partículas utilizam a pseudorapidez pelo fato que inter-

<sup>15</sup>No limite de partículas ultra relativísticas a rapidez aproxima-se da pseudorapidez (veja a demonstração no Apêndice B).

valos em pseudorapidez ( $\Delta\eta$ ) com respeito a boost de Lorentz (transformação de Lorentz) na direção  $\hat{z}$  são invariantes (demonstração no Apêndice B.3). A equação para a transformação da pseudorapidez do referencial do (LAB) para o referencial do (CM):

$$\eta_{\text{CM}} = \eta_{\text{LAB}} - \tanh^{-1} \beta_{\text{CM}}. \quad (2.1.32)$$

Essa equação é demonstrada no Apêndice B.2. No plano transversal a principal variável é o momento transversal ( $p_{\text{T}}$ ):

$$|\vec{p}_{\text{T}}| = p_{\text{T}} = \sqrt{\vec{p}_x^2 + \vec{p}_y^2} = |\vec{p}| \sin \theta, \quad \theta \rightarrow \left[0, \frac{\pi}{2}\right]. \quad (2.1.33)$$

O momento transversal é importante na caracterização das partículas produzidas na colisão, pelo fato que, as partículas participantes da colisão tinham momento transversal aproximadamente nulo no estado inicial. Os momentos ( $p_x, p_y$ ) no plano transversal:

$$\begin{cases} |\vec{p}_x| = |\vec{p}_{\text{T}}| \cos \phi, & (2.1.34a) \\ |\vec{p}_y| = |\vec{p}_{\text{T}}| \sin \phi. & (2.1.34b) \end{cases}$$

## 2.2 Introdução à Física Difrativa

O termo *difração*<sup>16</sup> é usado em física de partículas em analogia com a difração da luz em óptica, pelo fato que, a partir da observação do padrão de difração, podemos inferir a respeito da estrutura<sup>17</sup> dos espalhadores, no caso, os hádrons. A primeira interpretação de difração foi introduzida por Feinberg e Pomeranchuk [34] e Good e Walker [35], estudando como as diferentes componentes (estados quânticos) do projétil são absorvidas pelo alvo, dando origem a criação de novos estados físicos. Essa interpretação fornece indicações a respeito da composição dos hádrons.

<sup>16</sup>O termo usado em física de partículas é uma analogia com o fenômeno óptico, que ocorre quando um feixe de luz encontra um obstáculo ou cruza um buraco cuja as dimensões são comparáveis ao comprimento de onda ( $\lambda$ ). A luz com comprimento de onda ( $\lambda$ ) incide sobre um disco preto de raio  $R_0$ , após a interação da luz com o objeto, a luz é espalhada produzindo numa tela (detector) um padrão de difração, caracterizado por um grande "pico difrativo" na intensidade em  $\theta = 0$ , sendo  $\theta$  o ângulo de espalhamento, esse pico difrativo vem acompanhado de uma série de máximos e mínimos simétricos.

<sup>17</sup>Sondar pequenas distâncias da ordem de  $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ .



O espalhamento difrativo pode ser descrito pela teoria de Regge<sup>18</sup> de interações fortes [6, 36]. Nessa teoria a difração é caracterizada por uma reação onde não ocorre a troca dos números quânticos, exceto os números quânticos do vácuo, o chamado pomeron,  $P$ . Para descrever o conceito de pomeron usamos o seguinte esquema da Figura 2.5 para representar a interação entre dois hádrons:

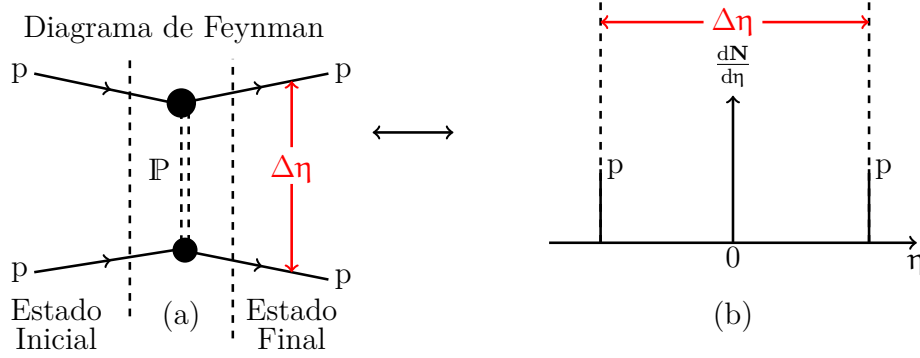


Figura 2.5: (a) Diagrama de Feynman da interação entre dois prótons que saem intactos da colisão, sem interação de cor, pelo motivo que não há produção de partículas em uma grande lacuna de rapidez (Large Rapidity Gap (LRG) =  $\Delta\eta$ ) no estado final. A Figura (b) é a distribuição dos prótons esperada no estado final com uma  $\Delta\eta$  entre os dois prótons.

Na Figura 2.5, os prótons que saem da colisão sofrem pequenas alterações, ou seja, são excitados em estados com pequenas diferenças em relação ao estado inicial do próton. A excitação dos estados do próton pode dá origem ao processo de hadronização<sup>19</sup>, com a produção de partículas em baixos ângulos, na região positiva e negativa em pseudorapidez.

De acordo com a teoria de Regge, a assinatura experimental é uma lacuna em rapidez (Large Rapidity Gap (LRG)) causada pela troca de pomerons [6], cuja hipótese da QCD são denominados por objetos que carregam os números quânticos do vácuo.

No estado final os eventos difrativos são caracterizados por grupos de partículas bem separados por uma grande lacuna em rapidez (LRG) ou a observação de uma partícula<sup>20</sup> muito energética

<sup>18</sup>A teoria de Regge é no entanto somente um quadro fenomenológico dos fenômenos hadrônicos.

<sup>19</sup>O processo pelo qual quarks (e gluons) com altas energias produzem jatos é conhecido como hadronização. O processo de hadronização resulta em dois jatos de hádrons, o quark segue a direção do quark inicial e o outro na direção do antiquark inicial. Por isso, nos experimentos de altas energias, os quarks e gluons são sempre observados como jato de hádrons.

<sup>20</sup>A chamada "Leading Particle" (Partícula Líder).

no estado final, que preservam os números quânticos das partículas do estado inicial.

Em processos não difrativos, como na Figura 2.6, as interações entre os prótons ocorre a troca dos números quânticos, dando origem a produção de partículas por hadronização que são observadas em todo LRG. Na literatura sobre física difrativa [37], a probabilidade de ocorrência do  $\Delta\eta$  é dada pela seguinte forma:

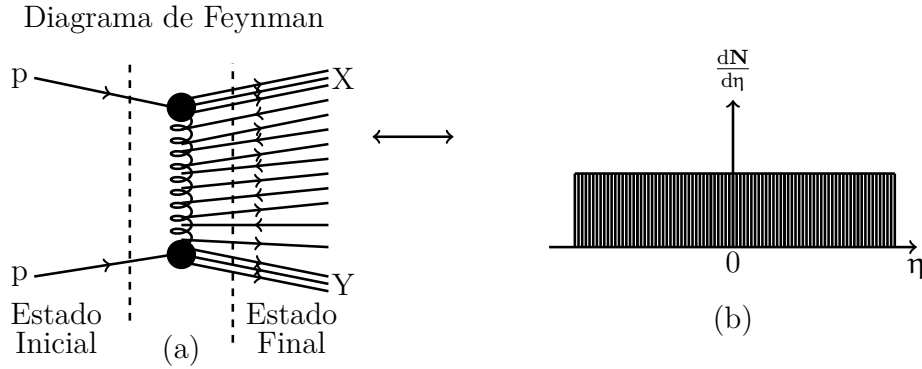


Figura 2.6: (a) Diagrama de Feynman representa a interação (troca de números quânticos, interação de cor) entre dois prótons com a produção de partículas através do processo de hadronização. A Figura (b) é a distribuição de partículas que preenchem todo o intervalo em pseudorapidez no estado final, sem a ocorrência de  $\Delta\eta$ .

$$\left\{ \begin{array}{l} P(\Delta\eta) \sim \frac{1}{N} \frac{dN}{d\Delta\eta} \sim \text{constante} \quad (\text{Eventos Difrativos}), \\ P(\Delta\eta) \sim \frac{1}{N} \frac{dN}{d\Delta\eta} \sim e^{-\Delta\eta} \quad (\text{Eventos não Difrativos}), \end{array} \right. \quad (2.2.1a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P(\Delta\eta) \sim \frac{1}{N} \frac{dN}{d\Delta\eta} \sim e^{-\Delta\eta} \quad (\text{Eventos não Difrativos}), \end{array} \right. \quad (2.2.1b)$$

sendo  $P(\Delta\eta)$  a probabilidade de sobrevivência do  $\Delta\eta$ . Uma boa definição operacional para eventos difrativo (Bjorken 1993) [38]:

#### Evento Difrativos (Bjorken 1993)

Uma reação difrativa é caracterizada por lacuna em pseudorapidez não suprimida exponencialmente, na distribuição de partículas no estado final.

### 2.2.1 A Classificação Topológica dos Eventos Difrativos e não Difrativos

A seção de choque<sup>21</sup> total ( $\sigma_{\text{Tot}}$ ) representa a probabilidade total dos processos de interação esperados pela teoria, na colisão de partículas. A seção de choque total é formada por duas componentes: a seção de choque elástica ( $\sigma_{\text{el}}$ ) (espalhamento elástico)<sup>22</sup> (Seção 2.2.1.1) e a seção de choque inelástica ( $\sigma_{\text{inel}}$ ) (espalhamento inelástico):

$$\sigma_{\text{Tot}}(s) = \sigma_{\text{el}}(s) + \sigma_{\text{inel}}(s), \quad (2.2.2)$$

$\sigma_{\text{Tot}}(s)$  é uma função do quadrado da energia no CM ( $s$ ). A componente  $\sigma_{\text{el}}(s)$  representa os processos da colisão onde não há produção de partículas e a componente  $\sigma_{\text{inel}}(s)$  representa os processos onde ocorre a produção de partículas. A seção de choque inelástica  $\sigma_{\text{inel}}(s)$  é composta de espalhamentos não difrativos e difrativos descritos da seguinte forma:

$$\sigma_{\text{inel}}(s) = \sigma_{\text{ND}}(s) + \sigma_{\text{DS}}(s) + \sigma_{\text{DD}}(s) + \sigma_{\text{DC}}(s), \quad (2.2.3)$$

onde  $\sigma_{\text{ND}}(s)$ ,  $\sigma_{\text{DS}}(s)$ ,  $\sigma_{\text{DD}}(s)$  e  $\sigma_{\text{DC}}(s)$  são as seções de choque dos processos não-difrativo (ou Non Diffraction) (ND) (Seção 2.2.1.2), difração simples (ou dissociação simples)(DS) (Seção 2.2.1.3), difração dupla (ou dissociação dupla) (DD) (Seção 2.2.1.4) e a difração central (ou Dupla Troca de Pomerons (Double Pomeron Exchange) (DPE)) (Seção 2.2.1.5). Esses processos serão descritos de uma maneira geral nas próximas seções, através da topologia dos eventos difrativos que são caracterizada por um "gap" (Lacuna) na distribuição de partículas em pseudorapidez no estado final. Além disso, as variáveis cinemáticas são apresentadas na descrição de cada processo difrativo, permitindo a caracterização do espaço de fase associado a cada processo.

---

<sup>21</sup>Um definição mais formal pode ser encontrada na referência [3] no capítulo 3, seção 3.4. A seção de choque tem unidades de área, usualmente em barn ( $1 \text{ barn} \equiv 10^{-28} \text{ m}^2$ ). As seções de choque para os processos difrativos em altas energias estão no intervalo ( $\sigma_{\text{Tot}}$ : 40 - 100 mb ( $10^{-3}$  barn)).

<sup>22</sup>O espalhamento elástico também é classificado como difrativo.

### 2.2.1.1 Espalhamento Elástico

A colisão elástica de duas partículas no referencial do (CM) é representada pela seguinte reação:

$$1 + 2 \longrightarrow 1' + 2'$$

As partículas após a colisão elástica permanecem inalteradas, mas com uma configuração cinemática diferente da inicial. No espalhamento elástico de prótons (p), os prótons saem intactos da colisão sem sofrer dissociação (Figura 2.7) sendo classificado como um evento difrativo. Essa interação entre os prótons é mediada por meio do pomeron P. As variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e a energia no centro de massa ( $\sqrt{s}$ ) referentes ao espalhamento elástico são descritas nas equações 2.2.4, 2.2.5 e 2.2.6:

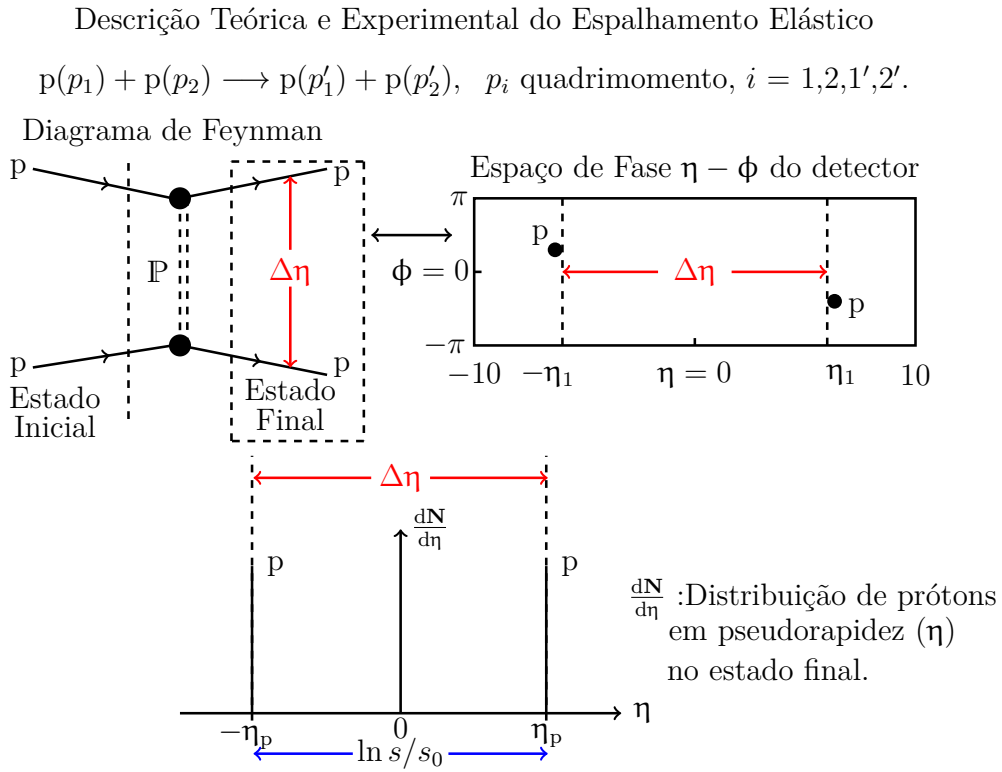


Figura 2.7: Diagrama de Feynman da interação entre os dois prótons e a distribuição dos prótons esperada para um espalhamento elástico. Em cada lado do detector é esperada a observação de um próton, sendo que os prótons estão separados por uma lacuna em pseudorapidez ( $\Delta\eta$ ) no estado final.

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p'_1 + p'_2)^2, \quad (2.2.4)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{(E'_1 + E'_2)^2 - (\vec{p}'_1 + \vec{p}'_2)^2}, \quad (2.2.5)$$

$$t = (p_1 - p'_1)^2 = (p_2 - p'_2)^2. \quad (2.2.6)$$

A fração de momento longitudinal ( $|\vec{p}_z|$ ) carregado pelo pomeron,  $x_{\mathbb{P}}$ :

$$x_{\mathbb{P}} = \frac{M^2}{s}, \quad (2.2.7)$$

onde  $M$  é a massa do próton. A variável cinemática mais usada para descrever a fração de momento carregado pelo próton é a variável de Feynman  $x_{\mathbb{F}}$ :

$$x_{\mathbb{F}} \equiv \frac{|\vec{p}'_z|}{|\vec{p}_z|} = 1 - \frac{M^2}{s} \longrightarrow x_{\mathbb{F}} = 1 - x_{\mathbb{P}} \quad (2.2.8)$$

No espalhamento elástico a variável  $x_{\mathbb{F}} \approx 1 \leftrightarrow x_{\mathbb{P}} \approx 0$ . O momento transversal associado a variável  $t$  é dada pela seguinte relação:

$$|\vec{P}_{\text{T}}|^2 = |\vec{p}'|^2 \sin^2 \theta \cong -tx_{\mathbb{F}} \rightarrow t = -\frac{|\vec{P}_{\text{T}}|^2}{x_{\mathbb{F}}}, \quad (2.2.9)$$

onde  $\vec{p}'$  é momento linear total do próton. Após a colisão, praticamente todo momento está na direção  $\hat{z}$ , então:

$$|\vec{p}'_z| \cong |\vec{p}'| \cong \frac{s - M^2}{2\sqrt{s}} \quad (2.2.10)$$

Na teoria de Regge [5], a existência da lacuna em pseudorapidez/rapidez ( $\Delta\eta$ ) está associada aos eventos difrativos:

$$\boxed{\Delta\eta = \ln \left( \frac{1}{x_{\mathbb{P}}} \right)}. \quad (2.2.11)$$

O intervalo no espaço de fase para a produção de partículas em  $\eta$  está relacionado com o

quadrado da energia no centro de massa é dada pela relação  $\ln\left(\frac{s}{s_0}\right)$ ,  $s_0 = m_p^2$  [GeV<sup>2</sup>] [39].

### 2.2.1.2 Espalhamento não Difrativo

Na colisão de prótons uma fração significativa da seção de choque total é atribuída a espalhamentos não difrativos, caracterizados por uma distribuição de partículas que preenche praticamente toda a região em pseudorapidez (veja a Figura 2.8). No espaço de fase do detector são observadas as partículas criadas no estado final, cuja distribuição de partículas é apresentada no gráfico  $(\frac{dN}{d\eta})$  em função  $\eta$ , no referencial do CM.

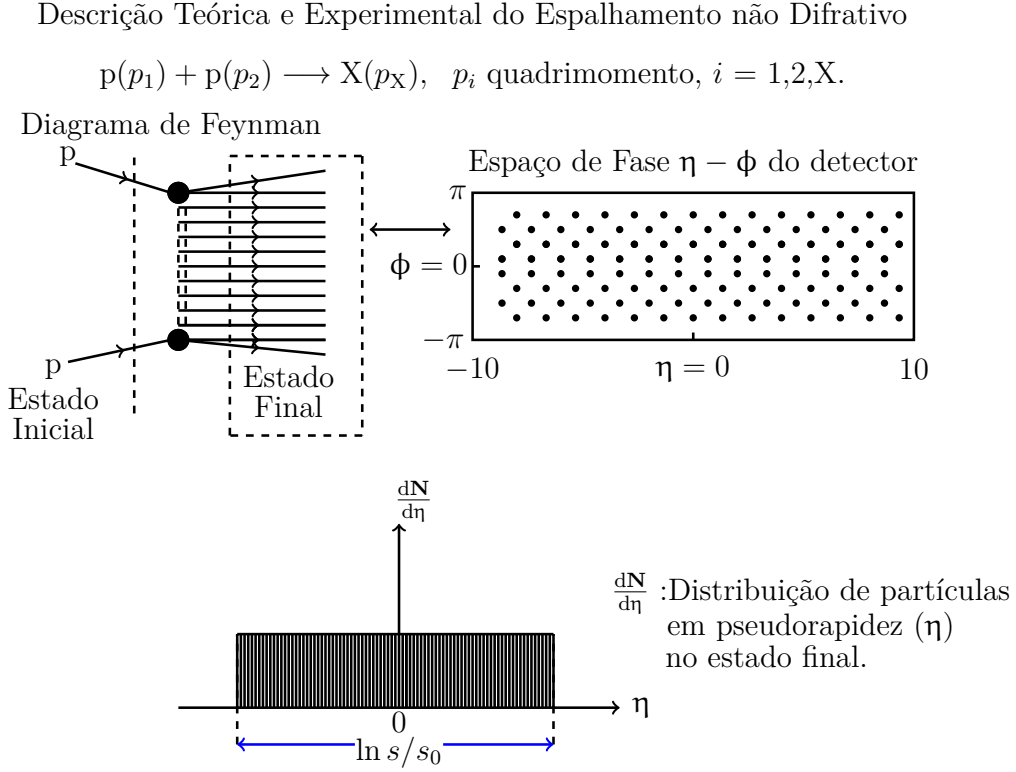


Figura 2.8: O diagrama de Feynman representa o processo de interação entre dois prótons, onde a Large Rapidity Gap (LRG) é preenchida por partículas criadas no processo de hadronização.

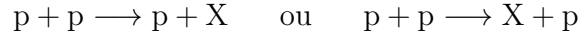
$$s = (p_1 + p_2)^2 = p_X^2 = M_X^2. \quad (2.2.12)$$

$$s \geq (2m_p)^2. \quad (2.2.13)$$

O valor de  $s = 4m_p^2$  correspondente ao limiar para produção de duas partículas de massa ( $m_p$ ).

### 2.2.1.3 Difração Simples

A difração simples é representada pela seguinte reação (colisão pp):



No estado final um próton permanece intacto e o outro sofre uma dissociação (a fragmentação do próton dando origem ao sistema X, exibe uma distribuição em pseudorapidez, devido a sua composição) separados por uma ( $\Delta\eta$ ) (veja a Figura 2.9).

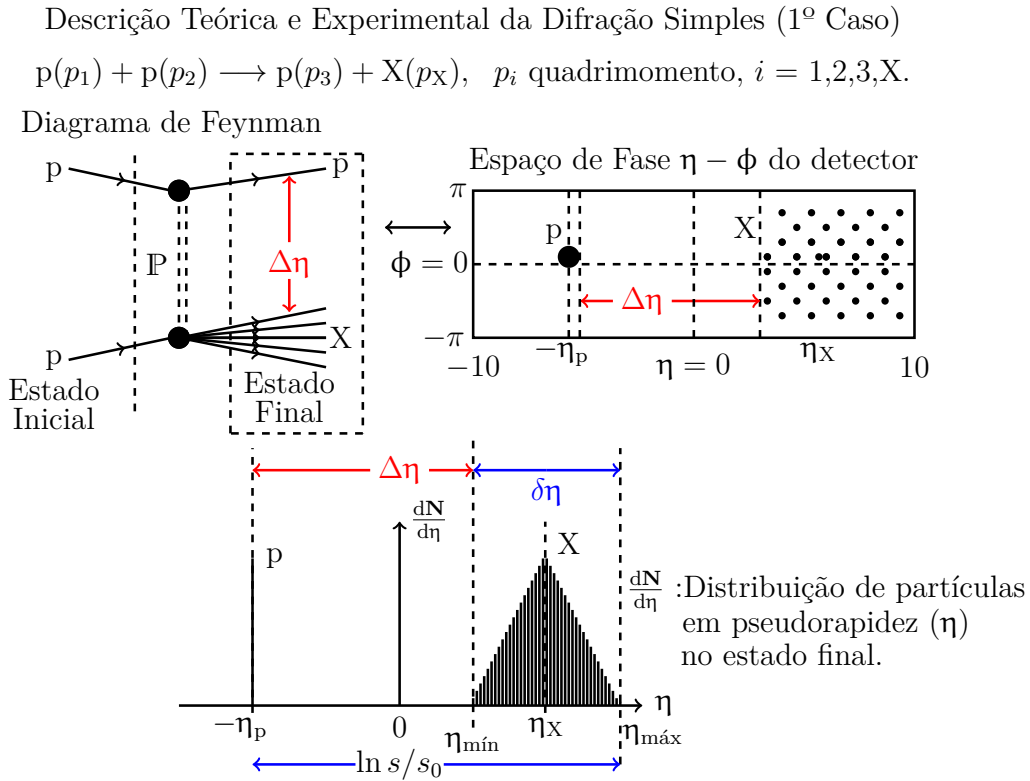


Figura 2.9: O diagrama de Feynman representa a interação entre os prótons, através da troca do pomeron  $P$  e o que é esperado ser observado no espaço de fase ( $\eta - \phi$ ) do detector. Na região positiva em pseudorapidez o sistema difrativo  $X$  separado por um  $\Delta\eta$  do próton na região negativa em pseudorapidez.

A lacuna ( $\Delta\eta$ ) pode ser observada no espaço de fase do detector, com a distribuição das partículas em pseudorapidez dada pelo gráfico ( $\frac{dN}{d\eta}$  em função  $\eta$ ) no referencial do CM. Essa reação é descrita por duas variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e a massa invariante  $M_X^2$  ou massa difrativa do sistema X apresentadas nas equações 2.2.14, 2.2.15 e 2.2.17:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_X)^2, \quad (2.2.14)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{(E_3 + E_X)^2 - (\vec{p}_3 + \vec{p}_X)^2}. \quad (2.2.15)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_X)^2. \quad (2.2.16)$$

$$M_X^2 = (p_1 + p_2 - p_3)^2. \quad (2.2.17)$$

O cálculo da pseudorapidez do proton e do sistema difrativo X, de acordo com fórmula 3.101 da referência (Barone e Predazzi) [5]:

$$\eta \simeq \ln \frac{2p_z}{m_T}, \quad m_T = \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_T^2}, \quad (2.2.18)$$

onde  $m_T$  é a massa transversal. No CM o momento ( $p_z$ ) é a aproximadamente igual a  $(\sqrt{s}/2)$ , com isso a pseudorapidez do próton tem um valor máximo, então,  $|\vec{p}_T| = 0$ .

**pseudorapidez:**

- próton p:  $\eta_p = \ln \left( \frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)$ . Sistema X:  $\eta_X \simeq \ln \left( \frac{\sqrt{s}}{M_X} \right)$ ,  $\eta_{\min} \simeq \ln \left( \frac{m_p \sqrt{s}}{M_X^2} \right)$  e  $\eta_{\max} \simeq \ln \left( \frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)$ .

$$\delta\eta = \eta_{\max} - \eta_{\min} \simeq \ln \left( \frac{M_X^2}{m_p^2} \right), \quad \Delta\eta = \eta_{\min} - (-\eta_p) \simeq \ln \left( \frac{s}{M_X^2} \right). \quad (2.2.19)$$

$$\boxed{\Delta\eta = \ln \left( \frac{1}{x_P} \right) = \ln \left( \frac{s}{M_X^2} \right) \longrightarrow x_P = \frac{M_X^2}{s}} \quad (2.2.20)$$

A Figura 2.10 é referente a difração simples, no caso  $p+p \longrightarrow X+p$ , onde o sistema difrativo está na região negativa em pseudorapidez. Assim, com os quadrimomentos das partículas e do sistema difrativo, determinamos as duas variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e a massa do sistema difrativo,  $M_X$



Descrição Teórica e Experimental da Difração Simples (2º caso)

$$p(p_1) + p(p_2) \longrightarrow X(p_X) + p(p_4), \quad p_i \text{ quadrimomento, } i = 1, 2, X, 4.$$

Diagrama de Feynman

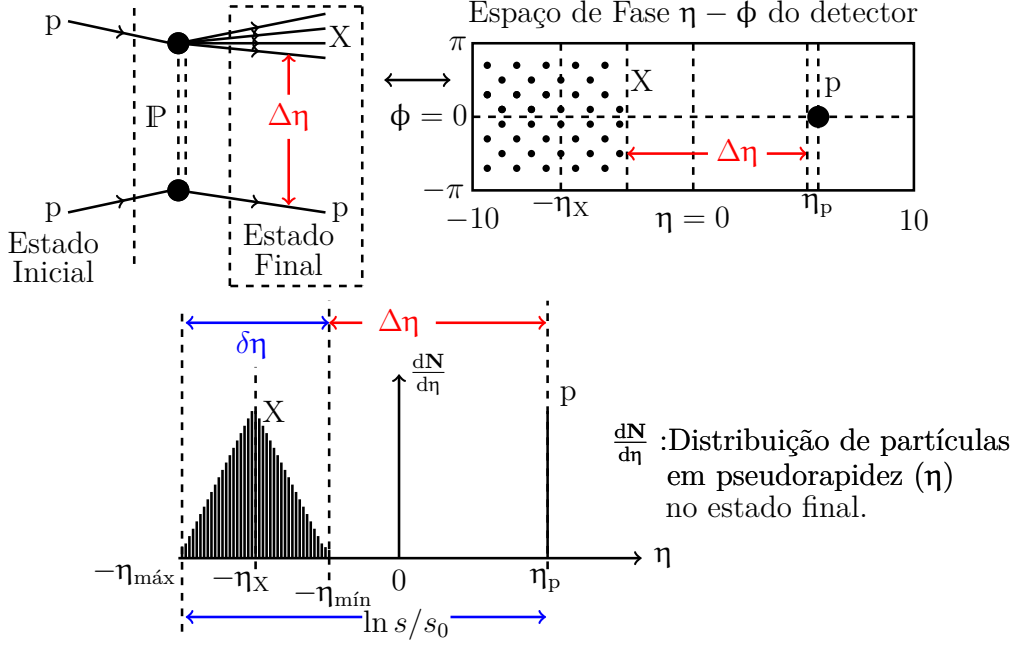


Figura 2.10: O diagrama de Feynman representa a interação entre os prótons, através da troca do pomeron  $P$  e o que é esperado ser observado pelo detector. Na região negativa em pseudorapidez o sistema difrativo  $X$  separado por um  $\Delta\eta$  do sistema de prótons e na região positiva em pseudorapidez.

são descritas nas equações 2.2.21, 2.2.22 e 2.2.24:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_X + p_4)^2, \quad (2.2.21)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{(E_X + E_4)^2 - (\vec{p}_X + \vec{p}_4)^2}. \quad (2.2.22)$$

$$t = (p_1 - p_X)^2 = (p_2 - p_4)^2. \quad (2.2.23)$$

$$M_X^2 = (p_1 + p_2 - p_4)^2. \quad (2.2.24)$$

**pseudorapidez:**

- próton  $p$ :  $\eta_p = \ln \left( \frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)$ . Sistema  $X$ :  $\eta_X \simeq -\ln \left( \frac{\sqrt{s}}{M_X} \right)$ ,  $\eta_{\text{mín}} \simeq \ln \left( \frac{m_p \sqrt{s}}{M_X^2} \right)$  e  $\eta_{\text{máx}} \simeq \ln \left( \frac{\sqrt{s}}{m_p} \right)$ .

$$\delta\eta = -\eta_{\text{mín}} - (-\eta_{\text{máx}}) \simeq \ln\left(\frac{M_X^2}{m_p^2}\right), \quad \Delta\eta = \eta_p - (-\eta_{\text{mín}}) \simeq \ln\left(\frac{s}{M_X^2}\right). \quad (2.2.25)$$

$$\Delta\eta = \ln\left(\frac{1}{x_P}\right) = \ln\left(\frac{s}{M_X^2}\right) \longrightarrow x_P = \frac{M_X^2}{s}. \quad (2.2.26)$$

#### 2.2.1.4 Difração Dupla

A difração dupla é um processo em que ambos os prótons sofrem dissociação em dois grupos de partículas, separadas por um  $\Delta\eta$  na região central em pseudorapidez (Figura 2.11).

##### Descrição Teórica e Experimental da Difração Dupla

$$p(p_1) + p(p_2) \longrightarrow X_1(p_{X_1}) + X_2(p_{X_2}), \quad p_i \text{ quadrimomento, } i = 1, 2, X_1, X_2.$$

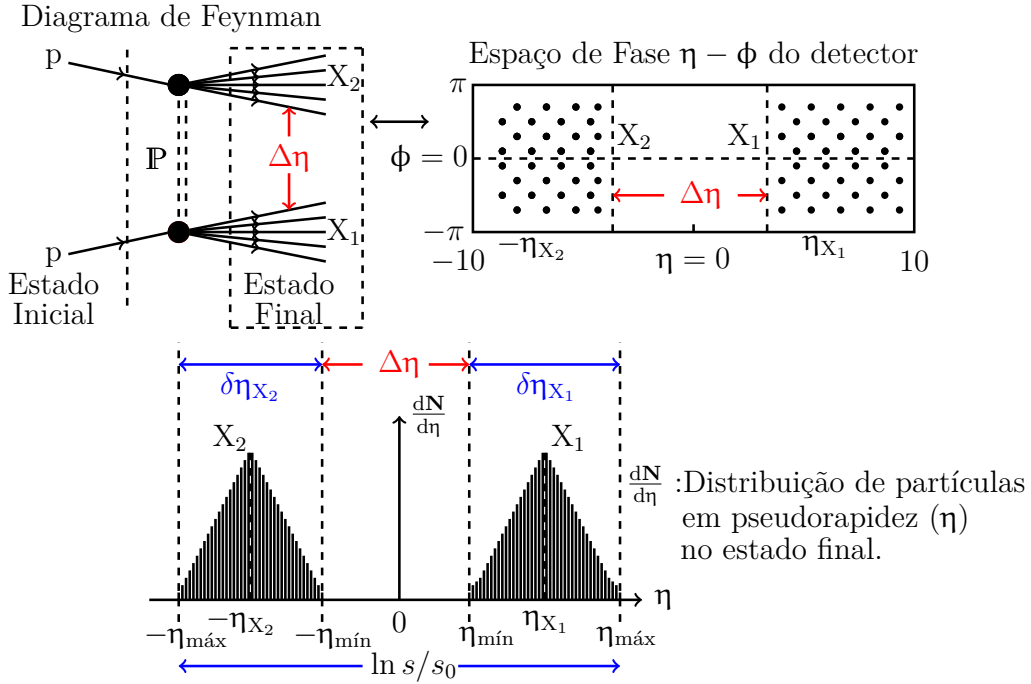


Figura 2.11: O diagrama de Feynman representa o processo de interação dos prótons através da troca do pomeron  $P$ , com a dissociação dos prótons em dois sistemas de partículas  $X_1$  e  $X_2$  separados por um (LRG), na região central em pseudorapidez observada no espaço de fase do detector.

A distribuição de partículas observadas no detector é apresentada no gráfico  $\frac{dN}{d\eta}$  em função

de  $\eta$ , com a distribuição dos sistemas difrativos e suas respectivas larguras  $\delta\eta_{X_1}$ ,  $\delta\eta_{X_2}$  e o gap  $\Delta\eta$ , no referencial do CM, na Figura 2.11. O intervalo em  $\eta$  coberto pelos produtos da colisão é representado pela grandeza  $\ln(s/s_0)$ . Para a difração dupla, as variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e a energia no centro de massa ( $\sqrt{s}$ ) referente são descrita nas equações 2.2.27, 2.2.28 e 2.2.29:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_{X_1} + p_{X_2})^2, \quad (2.2.27)$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{(E_{X_1} + E_{X_2})^2 - ((\vec{p}_{X_1} + \vec{p}_{X_2})^2)}. \quad (2.2.28)$$

$$t = (p_1 - p_{X_2})^2 = (p_2 - p_{X_1})^2. \quad (2.2.29)$$

$$(2.2.30)$$

A largura dos sistemas difrativos  $X_1$  e  $X_2$ :

$$\delta\eta_{X_1} = \eta_{\text{máx}} - \eta_{\text{mín}} \simeq \ln\left(\frac{M_{X_1}^2}{m_p^2}\right), \quad \delta\eta_{X_2} = -\eta_{\text{mín}} - (-\eta_{\text{máx}}) \simeq \ln\left(\frac{M_{X_2}^2}{m_p^2}\right). \quad (2.2.31)$$

$$\Delta\eta = (\eta_{\text{mín}})_1 - (-\eta_{\text{mín}})_2 \simeq \ln\left(\frac{m_p^2 s}{M_{X_1}^2 M_{X_2}^2}\right). \quad (2.2.32)$$

$m_p^2 = s_0$  é o parâmetro de escala de energia.  $M_{X_1}$ ,  $M_{X_2}$  são as massas dos sistemas difrativos.

### 2.2.1.5 Difração Central

Na difração central os prótons são espalhados quase elasticamente e na região central um sistema X de massa  $M_X$  é produzido separado de cada próton por um LRG (Figura 2.12). No detector é apresentada a configuração dos prótons separados do sistema difrativo por LRGs, cuja configuração é descrita pela distribuição de partículas no gráfico  $\frac{dN}{d\eta}$  em função  $\eta$  no estado final, no referencial do CM. As duas variáveis de Mandelstam  $s$ ,  $t$  e a massa do sistema difrativo,  $M_X$  para a difração central são descrita nas equações 2.2.33, 2.2.34 e 2.2.35:

## Descrição Teórica e Experimental Difração Central

$$p(p_1) + p(p_2) \longrightarrow p(p_3) + X(p_X) + p(p_4), \quad p_i \text{ quadrimomento, } i = 1, 2, 3, X, 4.$$

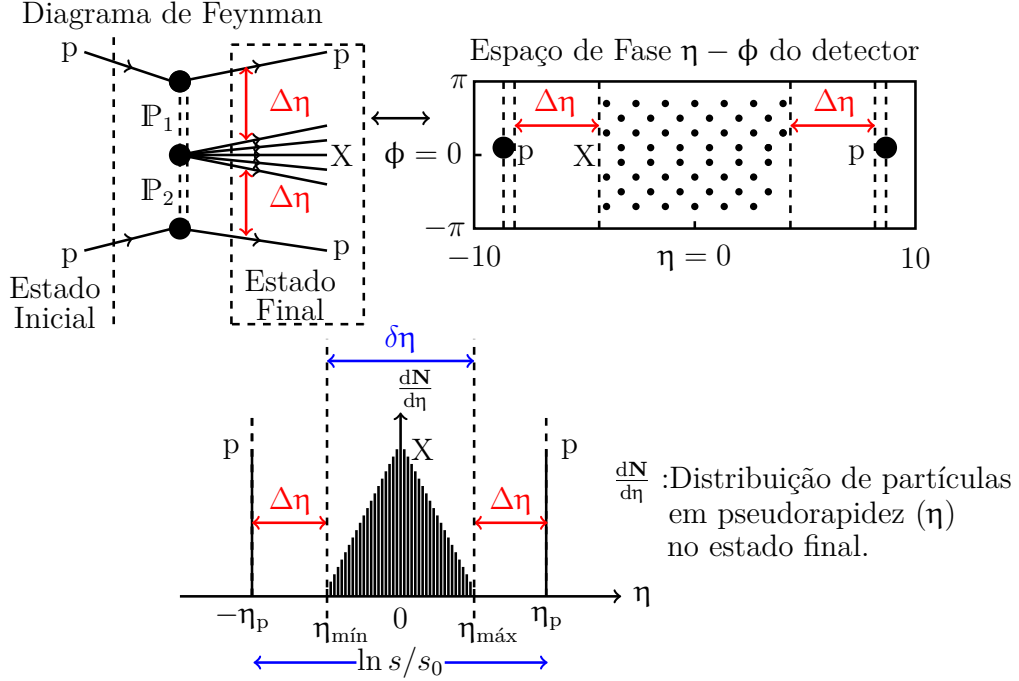


Figura 2.12: A difração central é representada pelo diagrama de Feynman da interação dos prótons, com a troca de pomerons, resultando na formação de dois ( $\Delta\eta$ ) entre o sistema difrativo X e os prótons espalhados.

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_X + p_4)^2. \quad (2.2.33)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 + (p_2 - p_4)^2 = t_X. \quad (2.2.34)$$

$$M_X^2 = (p_1 - p_3 + p_2 - p_4)^2 = (p_1 - p_3)^2 + 2(p_1 - p_3)(p_2 - p_4) + (p_2 - p_4)^2. \quad (2.2.35)$$

$t_X$  é o quadrado do quadrimomento transferido para o sistema X. A largura do sistema difrativo X e os  $\Delta\eta_1$ ,  $\Delta\eta_2$ :

$$\Delta\eta_1 = \ln\left(\frac{1}{x_{P_1}}\right), \quad \delta\eta = \ln\left(\frac{M_X^2}{s_0}\right), \quad \Delta\eta_2 = \ln\left(\frac{1}{x_{P_2}}\right), \quad (2.2.36)$$

sendo  $x_{P_1}$ ,  $x_{P_2}$  representam a fração do momento longitudinal dos prótons transferido para os

pomerons ou o momento longitudinal perdido pelos prótons<sup>23</sup>. O intervalo total em pseudorapidez é:

$$\Delta\eta_1 + \delta\eta + \Delta\eta_2 = \ln \left( \frac{M_X^2}{s_0 x_{P_1} x_{P_2}} \right) = \ln \left( \frac{s}{s_0} \right) \rightarrow M_X^2 = s x_{P_1} x_{P_2} \quad (2.2.37)$$

## 2.3 Raios Cósmicos

Os raios cósmicos são partículas com altas energias que atingem o topo da atmosfera terrestre. A partícula primária incidente no topo da atmosfera interage com os átomos/moléculas do ar produzindo chuveis de partículas, os chamados Chuveis Atmosféricos Extensos (CAE) [7].

Em altas energias as cascatas eletromagnéticas dão origem a criação de pares<sup>24</sup> elétrons e pósitrons provenientes dos fótons, por bremsstrahlung<sup>25</sup> as partículas carregadas dissipam energia na forma de radiação.

Os raios cósmicos foram observados por Hess [8] através da medida da intensidade da radiação ionizante, utilizado eletroscópios em experimentos de balões em altas altitudes, observando que a intensidade da radiação aumenta com a altitude, concluindo que a radiação vem do espaço.

A radiação cósmica é composta por núcleos de átomos, variando do elemento mais leve ao mais pesado da tabela periódica, ou por elétrons, pósitrons ou outras partículas subatômicas. A partícula primária incidente no topo da atmosfera produz chuveis de partículas (CAE), formado pelas partículas secundárias que propagam-se na atmosfera interagindo com átomos e moléculas produzindo partículas terciárias, e assim por diante se propagando em direção a superfície da terra.

As algumas das principais partículas da componente hadrônica geradas na colisão da partícula primária com átomos da atmosfera, são apresentadas na Tabela 2.3. Os píons ( $\pi^\pm$ ) carregados podem interagir com os núcleos atmosféricos ou decair em múons e neutrinos, os píons neutros ( $\pi^0$ ) decaem em raios gamas produzindo pares elétron e pósitron pelo processo de criação de pares,

<sup>23</sup>Em alguns artigos, o momento longitudinal perdido pelo próton é denotado por  $\xi$ .

<sup>24</sup>A criação de pares ocorre através da interação dos gamas com o núcleo, num meio, descrito pela reação:  $\gamma \rightarrow e^- e^+$ . Pelos princípios de conservação, essa reação não pode ocorrer no vácuo. Para mais detalhes veja o exercício 2.3 do capítulo 2 da referência [3].

<sup>25</sup>A palavra de origem alemã que significa bremsen = frear e strahlung = radiação, ou seja, a radiação produzida por partículas carregadas ao interagirem com o campo eletrostático do núcleo sofrem uma desaceleração.

assim, a propagação dessas partículas na atmosfera dá origem ao CAE. A observação das partículas em diversos níveis de altitude permite inferir a respeito da energia, intensidade e composição dos raios cósmicos, com o objetivo de estudar os processos de interações em altas energias [29].

### 2.3.1 Alguns Indícios de Física Difrativa em Raios Cósmicos

A interação da partícula primária no topo da atmosfera pode dar origem a um chuveiro de partículas ou pode ocorrer da partícula primária sair da colisão com o alvo em baixo estado de excitação (sobrevivente da colisão)<sup>26</sup>, ou seja, isso pode ser um indício a respeito de eventos difrativos em raios cósmicos.

As colisões difrativas podem ser caracterizadas por uma partícula líder que carrega a maior parte da energia do evento, comparada com a energia das partículas secundárias ( $x_F \approx 1$ , carregando a maior parte do momento longitudinal da partícula incidente) e uma baixa produção de secundários (baixa multiplicidade) carregam a menor fração da energia total do evento. Até o presente momento, não foram observadas evidências experimentais ou a identificação de eventos difrativos, por parte dos experimentos de raios cósmicos.

O número de secundários no chuveiro é aproximadamente proporcional a energia da partícula primária. A observação dos secundários mais energéticos de uma interação, emitidos na região frontal em pseudorapidez (alta  $\eta$  ou baixos ângulos  $\theta$ ), tal como em interações difrativas são importantes na busca por uma compreensão dos processos de interação que dão origem os chuveiros atmosféricos. Atualmente, os modelos de interações hadrônicas [40, 41] possuem grandes incertezas teóricas na descrição dos chuveiros atmosféricos.

O acelerador LHC na energia no centro de massa ( $\sqrt{s} = 14$  TeV) terá acesso pela primeira vez a uma região de energia acima do joelho ( $\sim 10^{15}$  eV = 1000 TeV, no referencial do LAB) do espectro de energia de raios cósmicos, ou seja, a partir disso podemos estudar processos de interações hadrônicas, na busca por uma compreensão dos processos que ocorrem em raios cósmicos [42].

No LHC, o experimento TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement (TOTEM) [43], no detector CMS [26] é formado por duas estações Roman Pot instaladas a 150 m e 220 m

---

<sup>26</sup>Esse conceito é mais conhecido como partícula líder ("Leading Particle").

do ponto de interação (IP5 é a localização do CMS no anel do LHC) em ambos os lados, com o objetivo de fazer as medidas das seções de choque total, de espalhamento elástico e de processos difrativos na região frontal (ou região de fragmentação). Os detectores CMS e TOTEM combinados cobrem um intervalo em pseudorapidez de  $-6.6 < \eta < 6.6$ , constituindo uma poderosa ferramenta de instrumentação para estudar processos difrativos na região frontal, para eventos de raios cósmicos as partículas produzidas podem ser emitidas em altos de pseudorapidez ( $\eta \gtrsim 6.6$ ). Os dados experimentais referentes a região frontal podem contribuir para uma redução das incertezas ligadas à extrapolação dos modelos de interação para altas energias.

Os processos hadrônicos são tradicionalmente classificados em duas classes distintas: "*soft processes*" e "*hard processes*". Os processos soft são caracterizados por baixos valores de  $P_T$  ou baixos valores de  $t < 1 \text{ GeV}^2$ , aonde uma teoria perturbativa (pQCD)<sup>27</sup> não pode ser aplicada, devido as divergências da teoria no limite de  $P_T \rightarrow 0$ . Os processos hard são identificados por possuírem altos valores de momento transversal ( $P_T$ ), com a possível produção de jatos de partículas ou em altos valores de  $-t \cong P_T^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$ , permitem o uso de uma teoria (pQCD). As divergências da teoria para processos soft são contornadas pela teoria de Regge (modelo fenomenológico) que descreve os espalhamentos elásticos e difrativos [5].

---

<sup>27</sup>No regime perturbativo (p) a Cromodinâmica Quântica (QCD) é citada pela seguinte notação: (pQCD).

## Capítulo 3

# Evidências Experimentais

As evidências experimentais para eventos difrativos foram obtidas ao longo das últimas décadas pelos experimentos dos aceleradores de partículas HERA, TEVATRON e LHC. Nas próximas seções serão discutidos e apresentados os principais resultados sobre a física difrativa.

### 3.1 Aceleradores de Partículas

Nosso conhecimento das leis físicas em escalas sub-nucleares da ordem de  $10^{-15}$  m = 1 femtômetro (fm) ou menores são derivadas principalmente da análise dos resultados obtidos da colisão de partículas em altas energias. Os aceleradores de partículas HERA, TEVATRON e o LHC são basicamente formado por dois anéis, aonde são confinados dois feixes de partículas, utilizando um sofisticado sistema de campos elétricos e magnéticos para produzir feixes de partículas (estritamente focalizados) energéticas (elétrons, prótons e suas antipartículas). Os dois feixes circulam em sentidos opostos com iguais momentos lineares em módulo, a colisão dos feixes ocorrem nos pontos de cruzamento, no referencial de centro de massa (centro de momento). A região onde ocorrem as colisões (ponto de interação) é rodeada por um conjunto de detectores, que tem com objetivo identificar as partículas que saem da colisão através da medida de suas energias e momentos.

A taxa  $R(s)$  (número de eventos por segundo) medida pelos detectores é proporcional a luminosidade instantânea ( $\mathcal{L}$ )[cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>] [44] e a seção de choque ( $\sigma(s)$ )[cm<sup>2</sup>] associado a um determinado processo físico:  $R(s) = \mathcal{L}.\sigma(s)$ . A quantidade total de dados coletados em um determinado período



é chamado de luminosidade integrada ( $L$ ):  $L = \int \mathcal{L} dt$  ( $[\mu\text{b}^{-1}]$ ,  $[\text{pb}^{-1}]$ ,  $[\text{fb}^{-1}]$ ). Na Tabela 3.1 são apresentados os principais parâmetros dos aceleradores de partículas ao longo das últimas décadas.

Tabela 3.1: Aceleradores de Partículas.

Colisor/Laboratório	$\mathcal{L}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	Tipo	Anos de Operação	$\sqrt{s}$ [TeV]	Ref.
LEP-I/CERN	$2.4 \cdot 10^{31}$	$e^+e^-$	1989 - 1995	0.088 - 0.093	[45]
LEP-II/CERN	$1.0 \cdot 10^{32}$	$e^+e^-$	1996 - 2000	0.130 - 0.209	[45]
HERA-I/DESY	$1.4 \cdot 10^{31}$	$e^-p/e^+p$	1992 - 2000	0.301	[46]
HERA-II/DESY	$7.5 \cdot 10^{31}$	$e^-p/e^+p$	2002 -2007	0.320	[46]
TEVATRON Run 0/FERMILAB	$3.18 \cdot 10^{26}$	$p\bar{p}$	1988 - 1989	0.546	[47]
TEVATRON Run 0,I/FERMILAB	$6.36 \cdot 10^{27}$	$p\bar{p}$	1987 - 1996	0.630	[48]
TEVATRON Run I/FERMILAB	$3.18 \cdot 10^{30}$	$p\bar{p}$	1992 - 1996	1.8	[48]
TEVATRON Run II/FERMILAB	$4.31 \cdot 10^{32}$	$p\bar{p}$	2001 - 2011	1.96	[49]
LHC Startup/CERN	$2.7 \cdot 10^{27}$	pp	2009-2010	0.900 / 2.36	[50]
LHC Run I/CERN	$6 \cdot 10^{33}$	pp	2010 - 2012	7 - 8	[51]
LHC Phase 0/CERN	$1. \cdot 10^{34}$	pp	2015 - 2017	13 - 14	[51]
LHC Phase I/CERN	$2.0 \cdot 10^{34}$	pp	2019 - 2021	14	[52]
LHC Phase II*/CERN	$5.0 \cdot 10^{34}$	pp	2023 -	14	[52]

O período que os aceleradores estão desligados é para fazer as atualizações da máquina e aumentar o valor dos parâmetros (energia, luminosidade instantânea e entre outros).

### 3.1.1 HERA

O acelerador HERA (Hadron-Electron Ring Accelerator)[37] fez colisões elétron-próton ou positron-próton ( $e^\pm p$  é um processo chamado de DIS<sup>1</sup>), a colisão de elétrons/positrons com energias de 27.5 GeV e prótons com energias de 820 GeV ou 920 GeV no experimento H1 (detector Figura 3.1) no HERA, no referencial do LAB.

$$e^\pm + p \longrightarrow e^\pm + \Delta\eta + X + \Delta\eta + p \quad \text{difração inclusiva} \quad \gamma$$

Para identificar esse tipo de reação difrativa no experimento são utilizadas duas quantidades:

- $\Delta\eta$  no estado final das partículas produzidas.
- A presença de prótons altamente energéticos medidos em alta pseudorapidez  $\eta$  (pequenos ângulos,  $\theta$ ) próximo do feixe incidente.

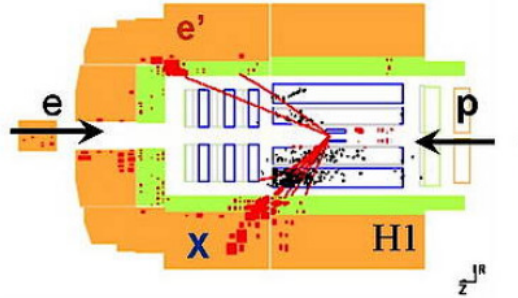


Figura 3.1: Um evento de DIS com a Large Rapidity Gap (LRG) observado com o detector H1 no HERA. Os prótons são espalhados próximo ao feixe incidente e somente podem ser medidos com detectores localizados dentro do tubo do feixe incidente. A variação ( $\Delta\eta$ ) é a diferença em pseudorapidez entre os prótons espalhados e as partículas observadas no sistema hadrônico X. A energia no centro de massa da colisão  $ep$  é  $\sqrt{s} = 320$  GeV. Figura retirada do site da colaboração H1 (<http://h1.desy.de/>).

O experimento H1 analisou um processo exclusivo (decaimento do méson  $\rho^0$ ) que mostra claramente a evidência experimental de difração em DIS, através da distribuição de eventos em

<sup>1</sup>DIS = Deep Inelastic Scattering é um processo de espalhamento utilizados elétrons, múons ou neutrinos para investigar a estrutura de hádrons, sendo que a energia tem uma papel fundamental na natureza do processo de espalhamento (Para uma discussão mais detalhadas veja a seção 7.1 do livro Modern Particle Physics, Mark Thomson [3]).

pseudorapidez ( $\eta$ ). O detector H1 observou na região central os produtos dos decaimentos dos mésons  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  (Figura 3.2, parte superior, lado direito) com os neutrons espalhados em baixos ângulos ( $\theta_n < 0.75$  mrad que corresponde a  $\eta > 7.9$ ) que foram observados pelo detector (Forward Neutron Calorimeter-FNC) na região frontal. No espalhamento difrativo, os neutrons podem ser produzidos como parte da dissociação do sistema de prótons em um sistema de massa difrativa  $M_n$ , cuja distribuição da energia é apresentada no gráfico do lado esquerdo da Figura 3.3.

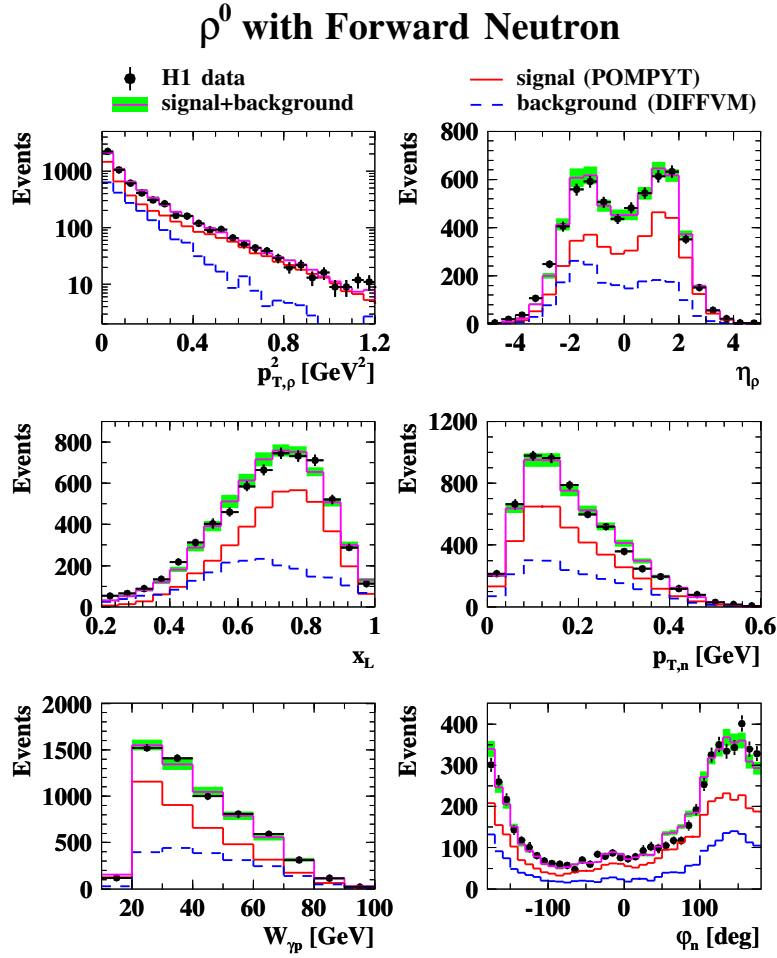


Figura 3.2: A distribuição das quantidades reconstruídas  $P_{T,\rho}^2$ ,  $\eta_\rho$ ,  $x_L = x_F$ ,  $P_{T,\rho}$ ,  $W_{\gamma p}$  e o  $\phi_n$  através das medidas do detector H1. No gráfico superior do lado direito, temos uma distribuição na região central em pseudorapidez ( $-4 < \eta < 4$ ) do sinal referente ao méson  $\rho^0$  reconstruído a partir das medidas dos produtos dos decaimentos (a seleção desse canal é descrita na referência [53]). Entre a região central e os neutrons espalhados na região frontal existe um LRG da ordem de  $\Delta\eta \approx 3.9$ . Figura retirada da referência [53].

$$\Delta\eta \cong \eta_n - \eta_{máx} \cong 7.9 - 4 \cong 3.9 \quad (3.1.1)$$

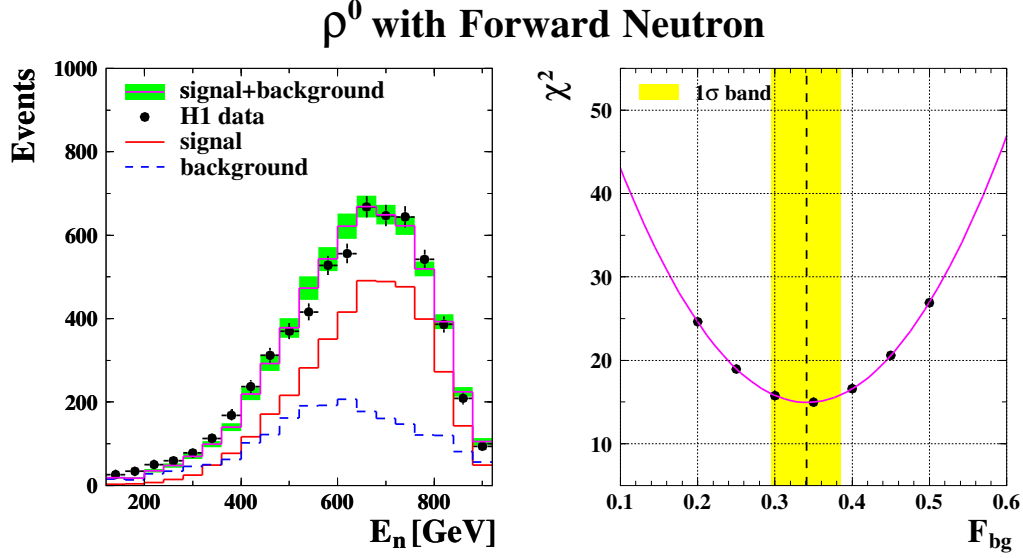


Figura 3.3: A distribuição de energia dos neutrons observados na região  $\eta > 7.9$ , no gráfico do lado esquerdo, com a contribuição do sinal-background, sinal e background. Do lado direito, a quantidade  $\chi^2$  que faz estimativa da qualidade da função ajustada aos dados em relação fração do background. A faixa amarela representa a incerteza de  $1\sigma$  em torno do ótimo ajuste da função ao background, levando em conta o erro estatístico. Figura retirada da referência [53].

O processo exclusivo é descrito pelo diagrama de Feynman da Figura 3.4, onde ocorre a interação do  $\gamma$  proveniente do elétron ou pósitron com o próton através da troca de pomeron, dando origem a produção do méson  $\rho^0$  e o sistema difrativo  $M_Y$ .

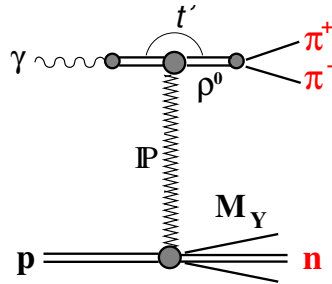


Figura 3.4: Diagrama de Feynman do espalhamento difrativo com a produção de neutrons como parte do sistema ( $M_Y$ ) formado a partir da dissociação do próton, contribuindo com o "background". Figura retirada da referência [53].

Na Figura 3.5 (a), a distribuição dos hádrons representados por pontos pretos no espaço de fase do detector ZEUS, com um  $\Delta\eta$  (gap) na região central. O gráfico da Figura 3.5 (b) é o esperado pela teoria para a distribuição de probabilidade de sobrevivência do gap. A distribuição de probabilidade do  $\Delta\eta$  não ser exponencialmente suprimido foi determinada pelo experimento ZEUS no HERA. Os gráficos da Figura 3.6 mostram uma comparação entre o que é esperado e o determinado pelo experimento ZEUS.

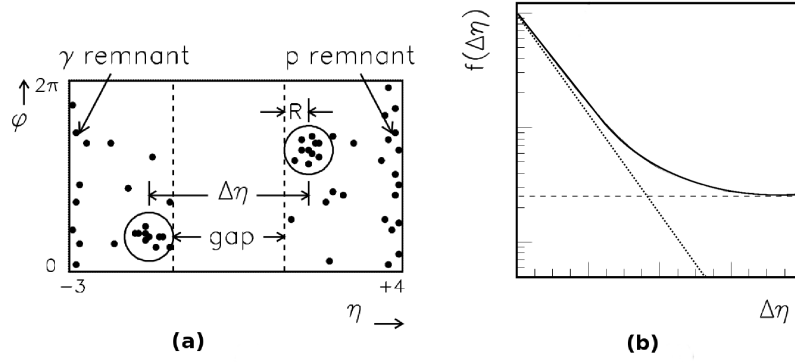


Figura 3.5: (a) Espaço de fase do detector ZEUS com os limites em ângulo azimutal e pseudorapidez. Dois jatos de raio  $R$  são apresentados dentro do círculo, separados por um intervalo em pseudorapidez  $\Delta\eta$  e "back-to-back" em ângulo azimutal. (b) As probabilidades esperadas para eventos difrativos (linha preta) e a para os eventos não difrativos (linha pontilhada). Figura retirada da referência [54].

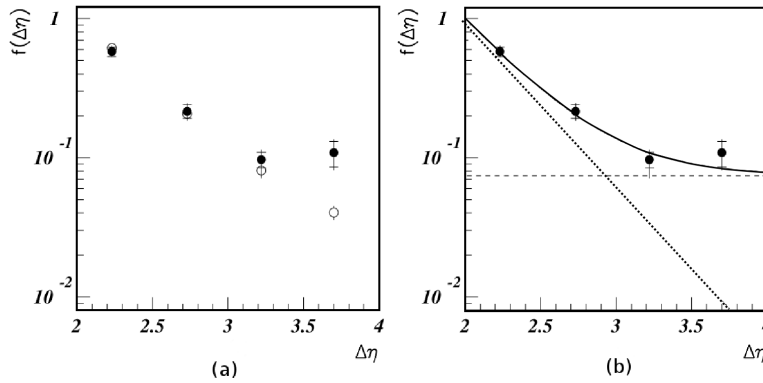


Figura 3.6: (a) O gráfico com os pontos (●) experimentais do ZEUS e os pontos (○) estimados pela simulação de Monte Carlo, com as barras de erros para a distribuição de probabilidade. (b) No gráfico, os pontos experimentais com um ajuste exponencial mais uma constante para a distribuição de probabilidade de eventos difrativos. Figura retirada da referência [54].

### 3.1.2 TEVATRON

O TEVATRON [55] é um acelerador de partículas que realizava colisões próton-antipróton ( $p\bar{p}$ ) em determinados pontos do anel do acelerador, aonde estão localizados os experimentos (detectores) CDF [56] e DØ [57]. Durante o período de operação do TEVATRON no Fermilab as energias no centro de massa foram  $\sqrt{s} = 0.546, 0.630, 1.8$  e  $1.96$  TeV [47, 48, 49] (veja a Tabela 3.1 para detalhes). Na Figura 3.7 são apresentados os principais processos estudados pelos detectores do TEVATRON.

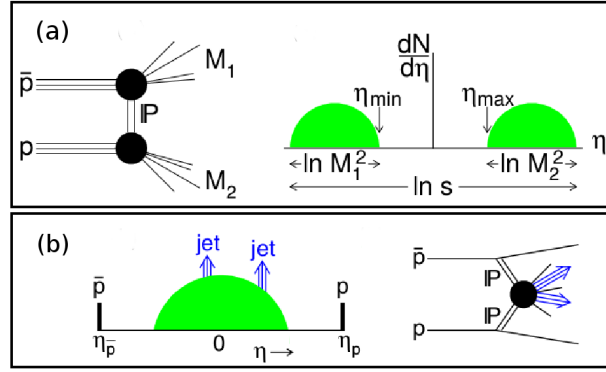


Figura 3.7: Os diagramas e as topologias dos eventos difrativos estudados no experimento CDF. Os processos difrativos: **(a)** Dupla (Esse caso pode ser uma difração simples no limite que  $M_2 = m_p \approx 1$  GeV ou  $M_1 = m_p$ ), **(b)** Dupla Troca de Pomerons (ou Difração Central) (DPE). O Gap (ou LRG) em pseudorapidez  $\eta$  é a evidência experimental que os detectores esperam observar entre as partículas espalhadas e o um sistema difrativo. Figuras retiradas das referências [49, 58].

A difração dupla (DD) (Figura (a)) ocorre devido a dissociação do  $p\bar{p}$  nos sistemas de massa  $M_1$  e  $M_2$ , com um gap (na região central) definido como  $\Delta\eta \equiv \ln(ss_0/M_1^2 M_2^2)$ , com  $s_0 = 1$  GeV<sup>2</sup>. A Figura 3.8 (esquerda) mostra o número de eventos como função de  $\Delta\eta_{\text{exp}}^0 = \eta_{\text{máx}} - \eta_{\text{mín}}$  (Essa relação é basicamente a probabilidade de ocorrência do gap ( $p(\Delta\eta)$ ), a menos de uma normalização, apresentada na seção 2.2) em  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, para os dados (pontos) com uma função que se ajusta aos dados. Essa função (linha escura) é gerada por um gerador de Monte Carlo (MC) para DD e não DD, e uma outra função (linha tracejada) somente para eventos não DD gerados por MC.

A Figura 3.8 (direita) apresenta a distribuição de partículas em função da pseudorapidez média ( $\eta^*$ ) associada aos jatos observados na região central do detector CDF, devido as colisões  $p\bar{p}$  em  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Na região frontal do detector CDF ( $\eta \geq 5.9$ ) foram instaladas três estações Roman

Pot Spectrometer (RPS) [43] para detectar a posição e o ângulo dos antiprotons ( $\bar{p}$ ) espalhados próximos ao feixe incidente. Na região central ( $-2.5 \leq \eta \leq 2.5$ ) a produção dos dois jatos e partículas não associadas aos jatos representadas pela área verde na Figura 3.7 (b).

A Figura 3.8 (direita) a distribuição de  $\eta^*$  para eventos não difrativos (ND) é simétrico em relação  $\eta^* = 0$ , como esperado, e a distribuição dos eventos de DPE é aproximadamente simétrica, com jatos produzidos nas colisões entre dois pomerons de momentos aproximadamente iguais (pelo que o gap em ambos os lados são aproximadamente iguais), enquanto a distribuição SD sofre um "boosted"(deslocada) na direção positiva de  $\eta^*$  (direção de saída do p), devido a produção de jatos em colisões entre um p que carrega o momento do feixe incidente,  $p_0$ , e um pomeron  $\mathbb{P}$  de momento muito menor,  $\xi_{\bar{p}}p_0$ . Os gaps para DPE estão entre a distribuição na região central e os p e  $\bar{p}$  espalhados na direção positiva de  $\eta^*$  e na direção negativa de  $\eta^*$ , respectivamente.

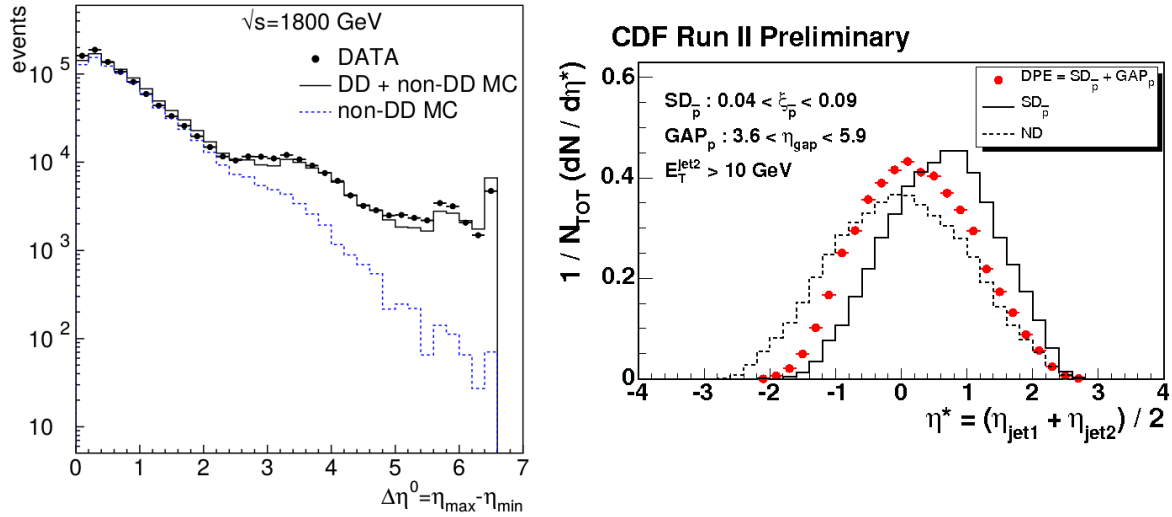


Figura 3.8: (esquerda) O número de eventos como uma função de  $\Delta\eta_{\text{exp}}^0 = \eta_{\max} - \eta_{\min}$  para os dados em  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV ( $\bullet$ ), para difração dupla (DD) mais não DD geradas por MC (linha escura), e somente para eventos não DD (linha tracejadas). Figura retirada da referência [58]. (direita) a distribuição de partículas  $(1/N_{\text{TOT}})(dN/d\eta^*)$  em função do valor médio da pseudorapidez ( $\eta^*$ ) do dois jatos, para os processos de Dupla Troca de Pomerons (DPE) ( $\bullet$ ) (dados experimentais), Difração Simples (SD) (linha escura) e não Difrativo (ND) (linha tracejada). Figura retirada da referência [49].

### 3.1.3 LARGE HADRON COLLIDER

O Large Hadron Collider (Grande Colisor de Hádrons) (LHC) [27, 4] é um acelerador de partículas formado por dois anéis de circunferência de aproximadamente 27 km. O LHC faz colisões próton-próton (pp), íons pesados (AA) ou próton-íon (pA), através da colisão de dois feixes de partículas que circulam em sentidos contrários nos anéis. As colisões dos feixes ocorrem em quatro pontos da circunferência, aonde estão localizados os quatro grandes experimentos: ALICE [59], ATLAS [25], CMS [26], LHCb [60].

De acordo com as medidas da seção de choque total realizadas pela colaboração CMS [61], uma fração em torno de 25 (%) da seção de choque inelástica (colisão pp) em altas energias pode ser atribuída a eventos difrativos, caracterizados pela presença de no mínimo uma lacuna  $\Delta\eta$  (LRG) não que é suprimido exponencial. Na Figura 3.9 são apresentados os principais eventos difrativos estudados no detector CMS.

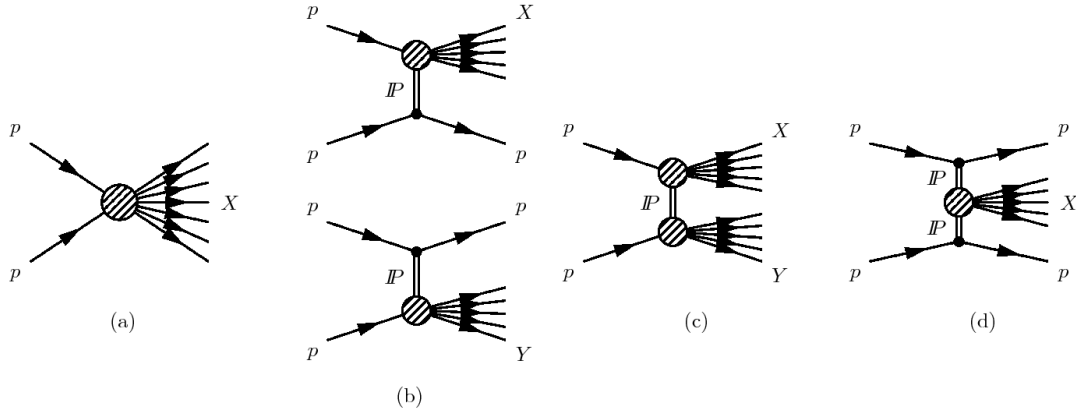


Figura 3.9: Diagramas dos eventos: (a) não difrativos (ND),  $pp \rightarrow X$ , e processos difrativos (b) SD,  $pp \rightarrow Xp$  ou  $pp \rightarrow pY$ , (c) DD,  $pp \rightarrow XY$ , e (d) CD,  $pp \rightarrow pXp$ ; X e Y representa a dissociação do próton ou uma produção de um sistema hadrônico. Figura retirada da referência [61].

A identificação dos processos difrativos nas interações hadrônicas é caracterizado pela presença de um LRG no espaço de fase do detector CMS+TOTEM, o LRG é presumido ser mediado pela trocas de pomerons,  $P$ . Na Figura 3.10 é possível observar a topologia dos eventos difrativos no estado final observados pelo detector CMS. A caixa vazia na região central (Figura 3.10) representa a parte central do detector ( $-4.7 \leq \eta \leq 4.7$ ), as caixas pintadas representam o estado final dos



sistemas hadrônicos ou dos prótons (representados por uma barra fina vertical no lado direito/esquerdo do esquema (b)/(d)). A caixa pontilhada em (d) e (e) representa o detector (calorímetro) CASTOR ( $-6.6 < |\eta| < -5.2$ ).

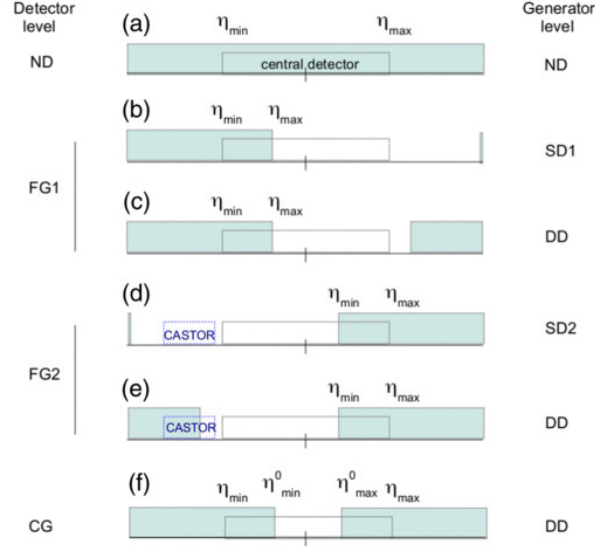


Figura 3.10: Topologia dos eventos no estado final das partículas no espaço de pseudorapidez ( $\eta$ ). Detector Level : Eventos não-difrativos (ND) e eventos difrativos na região frontal em  $\eta$ , com um gap sobre o lado positivo (FG1) ou sobre o lado negativo (FG2), ou um gap na região central (CG = central gap). Generator Level: **(a)** ND,  $p+p \rightarrow X$ , **(b)** SD1,  $p+p \rightarrow p+\Delta\eta+X$ , **(d)** SD2,  $p+p \rightarrow Y+\Delta\eta+p$ , e **(c,e,f)** DD,  $p+p \rightarrow X+\Delta\eta+Y$ . Figura retirada da referência [61].

Os resultados do detector CMS mostram que a seção de choque para eventos não-difrativos estão entre 60-75% da seção de choque inelástica [61], com a produção de partículas em todo o intervalo  $\eta$ , no estado final, como apresentando na Figura 3.10 (a). Nos eventos difrativos são esperados a observação de pelo menos uma lacuna  $\Delta\eta$  no estado final. Experimentalmente, a classificação topológica do evento ser difrativo ou não-difrativo depende da posição da lacuna  $\Delta\eta$  (LRG), observada no detector, como pode ser visto na Figura 3.10.

Na Figura 3.11 é apresentada a distribuição de  $\Delta\eta^0 = \eta_{\text{máx}}^0 - \eta_{\text{mín}}^0$  dos dados experimentais comparados com as previsões da simulação do gerador de Monte Carlo (MC) (PYTHIA 8 [62])<sup>2</sup>. Os dados são dominados por eventos ND, que são caracterizados por uma distribuição de partículas

<sup>2</sup>O PYTHIA é um programa gerador de colisões de partículas em altas energias, compreendendo um conjunto de modelos físicos (Modelo Padrão e Além do Modelo Padrão) para descrever os processos de interação entre as partículas elementares.

que decae exponencialmente em função do GAP de pseudorapidez. Os eventos difrativos são caracterizados por uma distribuição de partículas aproximadamente constante em regiões de alto  $\Delta\eta^0$ .

As contribuições de cada processo (SD1, SD2, DD, CD, ND) do gerador de MC e os eventos simulados com a superposição de no mínimo duas interações de qualquer tipo (PILEUP,  $\mu = 0.14$ ) são apresentados separadamente na Figura 3.11. A linha vertical vermelha tracejada indica a região  $\Delta\eta^0 > 3$  onde ocorre o domínio de eventos difrativos.

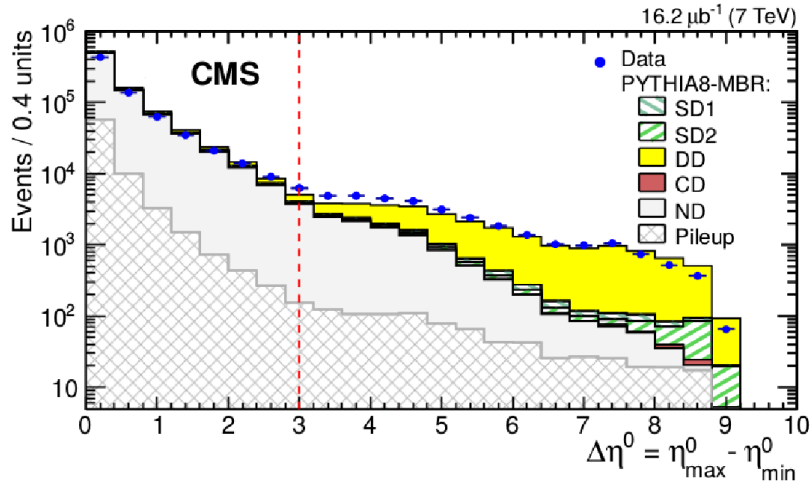


Figura 3.11: A distribuição no nível do detector para a  $\Delta\eta^0 = \eta_{\text{máx}}^0 - \eta_{\text{mín}}^0$  variáveis medidas no "minimum bias samples" (com somente erros estatísticos), comparado com as previsões da simulação do PYTHIA 8 MBR (Um gerador de eventos difrativos baseado sobre um modelo fenomenológico (Teoria de Regge renormalizada [63, 64]), o fluxo de pomeron é interpretado como a probabilidade para formação LRG) normalizada a luminosidade integrada (L) dos dados. Figura retirada da referência [61].

As evidências experimentais apresentadas nesse capítulo fornecem informações fundamentais na busca por processos difrativos, em eventos de interação hadrônica da radiação cósmica. Os eventos de raios cósmicos observados pela CBJ foram estudados nesta pesquisa de mestrado, na busca por evidências experimentais a respeito de física difrativa.

Os eventos de raios cósmicos foram observados através da exposição de detectores (Câmara de Emulsão Nuclear), em elevadas altitudes, com o objetivo de ter acesso a medidas de energias próximas da energia da partícula primária. No capítulo 4 será apresentado a descrição experimental utilizada pela CBJ para a coleta dos dados de raios cósmicos, em seguida uma análise preliminar

dados da radiação cósmica. Na análise fizemos a comparação dos dados de raios cósmicos com os dados de eventos difrativos simulados pelo gerador PYTHIA 8, na busca por indícios a respeito de eventos difrativos na radiação cósmica.

## Capítulo 4

# Análises Preliminares dos Dados da Radiação Cósmica

### 4.1 Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos

A Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos (CBJ) (1962-88)[9, 65, 66] fez experiências, com o objetivo de estudar interações hadrônicas de altas energias ( $\geq 100$  TeV) (no referencial do LAB) e medir o fluxo de raios cósmicos, através da exposição de câmaras de fotoemulsões-chumbo (detectores) no Monte Chacaltaya (a 5220 m acima do nível do mar, correspondendo a  $540 \text{ g/cm}^2$  de profundidade atmosférica), localizado em torno de 20 km da capital La Paz, na Bolívia.

#### 4.1.1 Descrição Experimental da Câmara de Emulsão Nuclear

Os detectores utilizados pela CBJ eram compostos de uma ou duas unidades semelhantes, cuja unidade é chamada de *câmara*. A câmara é composta de blocos que são formados por placas de chumbo (Pb) com 1 cm de espessura (1 cm de Pb é aproximadamente  $2X_0(\text{Pb}) \approx 1.12 \text{ cm}$ , sendo  $X_0(\text{Pb})$  o comprimento de radiação do Chumbo), alternadas com material fotossensível (composto de uma placa de emulsão nuclear<sup>1</sup> e dois filmes de raio-X) colocados em envelopes protegidos da

---

<sup>1</sup>Emulsão fotográfica destinada à observação da trajetória individual das partículas ionizantes.

luz e umidade. A câmara de emulsão tem a função de um calorímetro<sup>2</sup>, no caso, um calorímetro hadrônico e eletromagnético [51, 67].

Para estudar as interações hadrônicas usando a radiação cósmica como fonte de partículas, a CBJ utilizou dois tipos de configuração para a câmara de emulsão nuclear. As câmaras de emulsão nuclear formadas por um unidade (chamadas câmaras de 1 andar) usavam com alvo a atmosfera e as câmaras de emulsão nuclear formada por duas unidades sobrepostas (chamadas câmaras de 2 andares), a câmara superior e câmara inferior. A câmara superior está localizada acima da câmara inferior, como um alvo de Carbono (C) (blocos de piche)<sup>3</sup> localizado abaixo da câmara superior. Existe uma camada de ar de aproximadamente 152 cm separando o alvo de Carbono (C) da câmara inferior, na câmara de emulsão nuclear (2 andares) (Figura 4.1).

A câmara superior tem uma área maior que a câmara inferior para garantir que a maioria das partículas observadas (espalhadas em ângulos pequenos) na câmara inferior, possam ter passado pelo alvo de Carbono (C) e pela câmara superior. O Chumbo (Pb) foi utilizado devido a sua alta densidade  $n$  e um alto valor de número atômico  $Z = 82$ , permitindo uma alta probabilidade de interação da partícula incidente com o material do detector. A interação da partícula incidente com o Chumbo (Pb) induz a produção de cascatas eletromagnéticas (gamas  $\gamma$ ), que dão origem a produção de pares ( $\gamma \rightarrow e^-e^+$ ) durante a propagação no material do detector. As partículas eletricamente carregadas são observadas através dos traços registrados (ionização) no material fotossensível. Na Tabela 4.1 são descritas as características de algumas das câmaras de emulsão nuclear usadas durante a fase de coleta de dados da CBJ.

Basicamente, o comprimento de radiação ( $X_0$ ) é a distância média ao longo do qual a energia de um elétron é reduzida por bremsstrahlung por um fator de  $1/e$ . O comprimento de radiação está relacionado com o número atômico  $Z$  e a densidade  $n$  do material, de acordo com a referência [68] é dada pela seguinte relação:

$$X_0 \approx \frac{A}{4\alpha n Z(Z+1)r_e^2 \ln [191 (Z^{-1/3})]} [\text{g.cm}^{-2}], \quad (4.1.1)$$

---

<sup>2</sup>O calorímetro basicamente faz a medida da energia depositada pela partícula através de uma quantidade mensurável que é proporcional a energia, essa quantidade é o grau de enegrecimento do material fotossensível que está relacionada com a energia da partícula.

<sup>3</sup>Um hidrocarboneto ( $\text{C}_{26}\text{H}_{52}$ ).

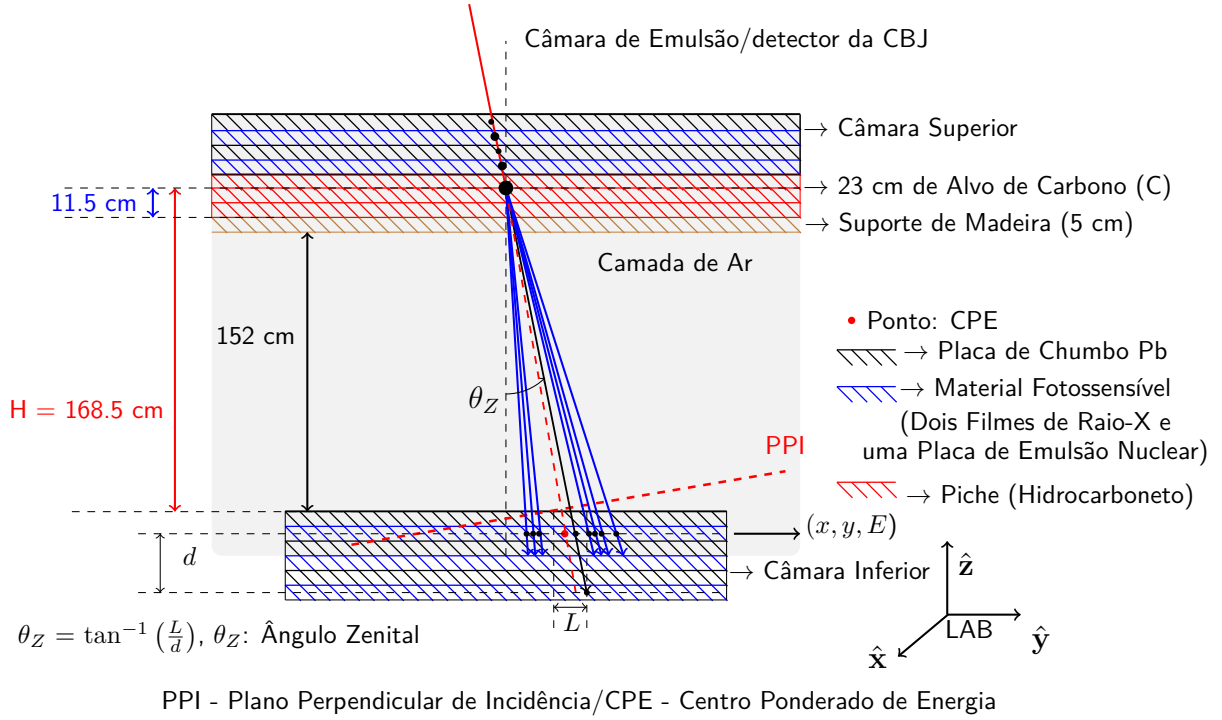


Figura 4.1: A descrição de um tipo evento observado na câmara de emulsão, onde ocorre a interação de uma partícula (primária incidente na câmara superior) proveniente do chuveiro atmosférico extenso com o material (Chumbo (Pb) ou Carbono (C)) do detector, na câmara superior, iniciando uma cascata eletromagnética no detector. A CBJ adotou que a posição média dos vértices interação coincide com a região central do alvo de Carbono, em torno de 11.5 cm. Figura baseada na referência [9].

onde  $A$  é o número de massa do elemento,  $\alpha = 1/137$  (constante de estrutura fina) e  $r_e = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  o raio clássico do elétron. Um pequeno valor  $X_0(\text{Pb})$  significa que uma partícula carregada ao atravessar uma placa de Chumbo (Pb) percorre uma pequena distância entre as colisões (interações)<sup>4</sup>, ou seja, uma alta probabilidade de interação da partícula carregada com a placa de Chumbo (Pb) na câmara superior, sendo que em média as câmaras superiores possuíam em torno de 8.2 cm de espessura de Chumbo (Pb).

Na câmara de emulsão nuclear de dois andares, a câmara superior basicamente observa a componente eletromagnética e nuclear proveniente das interações hadrônicas ocorridas na atmosfera (alvo) acima da câmara, os chamados A-jatos, através da medida de energia depositada no ma-

<sup>4</sup>Esse conceito é semelhante ao mean free path (livre caminho médio).

terial fotossensível. Para eventos com energias relativamente elevadas, ocorre a continuação da componente eletromagnética do chuveiro de partículas até a câmara inferior, passando pelo alvo de Carbono (C). A câmara inferior faz a detecção da energia das partículas proveniente da interação com o Carbono (C-jatos) ou da interação com a placa de Chumbo (Pb-jatos).

Tabela 4.1: Câmaras de Emulsão Nuclear

Nº Câmara	Área [m <sup>2</sup> ]	Período de Exposição/dias	Tipo de Evento	Evento Centauro
11	6.0	1964-65/316	6/A-jatos	
12 Superior	6.0	1964-65/334	2/A-jatos	
12 Inferior	6.0	1964-65/334		
13 Superior	9.8	1966-67/384	3/A-jatos	
13 Inferior	5.0	1966-67/384		
14	45.8	1968-69/366	23/A-jatos	
15 Superior	44.2	1969-70/297	14/A-jatos	I
15 Inferior	33.0	1969-70/295	17/C-jatos	
16 Superior	44.2	1971-72/383	14/A-jatos	V
16 Inferior	20.4	1971-72/375	7/C-jatos	
17 Superior	44.2	1972-74/599	34/A-jatos	II,III,IV
17 Inferior	33.0	1972-74/594	31/C-jatos	
18 Superior	44.2	1974-76/570	49/A-jatos	
18 Inferior	33.0	1974-76/570	17/C-jatos	
19 Superior	44.2	1977-79/678	59/A-jatos	
19 Inferior	33.0	1977-79/675	15/C-jatos	

Os eventos são provenientes da colisão com o alvo, a Atmosfera (A-jatos), o Carbono (C-jatos) ou Chumbo (Pb-jatos). Veja a Figura 4.3 com a ilustração das características dos eventos observados na câmara de emulsão nuclear. Os dados disponíveis são 82 eventos C-jatos (Tabela 4.2).

A escolha da espessura de 23 cm para alvo de Carbono (C) corresponde a aproximadamente um 1/3 do livre caminho médio de interação nuclear do Carbono (C) tem objetivo de evitar múltiplas interações no alvo de Carbono (C), resultando numa boa localização do ponto de colisão ou vértice de interação. Como é praticamente impossível determinar a posição do vértice de interação, a CBJ utilizou a metade do alvo de Carbono (C) (11.5 cm) como uma estimativa da posição do vértice de interação, na Figura 4.1.

As principais partículas produzidas em interações hadrônicas com alvo são pions carregados ( $\pi^\pm$ ), píons neutros ( $\pi^0$ ) e entre outras em menor multiplicidade. Essas partículas propagam-se no inteiro da câmara passando pela camada de ar até atingir a câmara inferior, aonde sofrem interações com a placa de Chumbo (Pb), dando início a cascatas eletromagnéticas<sup>5</sup> que são observadas no material fotossensível. A camada de ar entre o alvo de Carbono (C) e a câmara inferior tem a finalidade de proporcionar a separação entre as cascatas eletromagnéticas observadas na câmara inferior, resultantes da interação no alvo de Carbono (C). A separação das cascatas eletromagnéticas observadas nos materiais fotossensíveis (veja isso na câmara inferior da Figura 4.1), permite uma melhor resolução da medida de energia ( $E$ ) e posição ( $x, y$ ) de cada cascata eletromagnética.

#### 4.1.2 Materiais Fotossensíveis

As câmaras de emulsões foram expostas por um período de até 1 ou 2 anos, ao longo do tempo de operação da CBJ. Após esse período de exposição as câmaras foram desmontadas e os materiais fotossensíveis foram processados quimicamente, apresentando os traços das partículas carregadas. As características dos materiais fotossensíveis<sup>6</sup> usados na câmara de emulsão nuclear são:

**1 Placa de Emulsão Nuclear:** Alta resolução espacial ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) permite observar a estrutura das cascatas eletromagnéticas através do microscópio óptico e medir os traços das partículas ionizantes (partículas carregadas  $e^\pm, \pi^\pm, p$  e entre outras). A placa apresenta aglomerados de traços observados no microscópio que é proporcional à energia da cascata eletromagnética, sendo a densidade dos traços a grandeza mensurável proporcional à energia da partícula. A placa de

---

<sup>5</sup>A componente eletromagnética proveniente de decaimentos do pion neutro ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) ou interação de partículas carregadas.

<sup>6</sup>Na época foram realizados testes com o material fotossensível, mostrando que o material pode resistir a períodos de exposição de aproximadamente 2 anos, após esse período a qualidade do material decai drasticamente.



emulsão nuclear detecta aproximadamente energias acima de 0.1 - 0.2 TeV. A emulsão é composta de microcristais de Brometo de Prata (AgBr) capazes de registrar a imagem da trajetória das partículas ionizantes. De acordo com os registros da CBJ [9], o erro experimental na determinação da energia é em torno de 20% da energia observada.

**2 Filmes de Raio-X:** É uma película sensível às partículas carregadas em ambos os lados, através da medida de pontos escuros que correspondem à aglomerados de traços. A determinação da energia no filme foi através do método de fotodensitometria<sup>7</sup> que faz a medida da intensidade do enegrecimento do filme que é a grandeza mensurável proporcional à energia do chuveiro (ou da partícula). O filme de raio-X detecta energias acima de 0.5 - 1 TeV.

Os limiares da energia de detecção dos materiais fotossensível mostra que num evento observado na câmara estamos perdendo uma parte da energia (da ordem de GeV, MeV) que não foi detectada, devido aos limites tecnológicos do detector da CBJ, na época. Através dos pontos dos traços podemos determinar as posições  $(x, y)$  das cascatas eletromagnéticas e conseqüentemente o ângulo azimutal  $(\phi)$ , no plano do detector. A partir da posição dos chuveiros observados nas placas de emulsão nuclear sobrepostas e a distância entre elas podemos estimar o ângulo de entrada do chuveiro, o chamado ângulo zenital  $(\theta_Z)$  que é mostrado na Figura 4.1.

Portanto, a partir das pontos registrados nas placas de emulsão nuclear e nos filmes de raio-X foram determinadas as posições  $(x, y)$  e as energias  $(E)$  dos chuveiros. Os dados disponíveis para análise foram observados na câmara inferior e classificados pela CBJ como eventos C-jatos.

### 4.1.3 Região Observável da Câmara de Emulsão

O detector da CBJ somente é capaz de fazer observações dos secundários emitidos na região frontal em pseudorapidez  $(\eta)$  (ou região de fragmentação), ou seja, os secundários emitidos praticamente na direção de incidência da partícula na câmara superior. Na Figura 4.2 é descrita a região do espaço de fase  $(\eta - \phi)$  observada pela câmara inferior.

A câmara de emulsão não é capaz de fazer a identificação da partícula que originou a cascata eletromagnética observada na câmara inferior, ou fazer a reconstrução total do evento com o

---

<sup>7</sup>É a medida da opacidade, isto é, a medida da atenuação de um feixe luminoso ao passar pelo filme de raio-X.

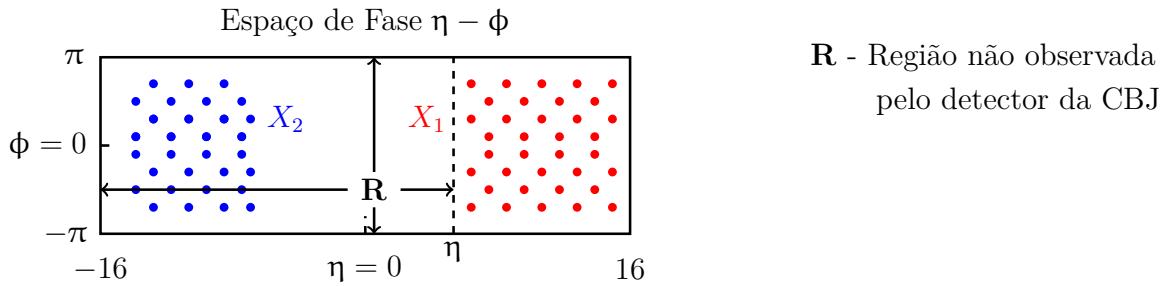


Figura 4.2: Descrição do espaço de fase ( $\eta - \phi$ ) observado pela câmara inferior e a região não observada **R**.

objetivo de identificar a partícula que interagiu no alvo de Carbono (C). Os eventos observados na câmara de emulsão foram classificados de acordo com a profundidade atingida pela cascata eletromagnética no detector (veja a Figura 4.3).

A câmara de emulsão nuclear tem a capacidade de observar a maior parte da componente eletromagnética ( $\gamma$ ) dos eventos, devido a composição dos materiais utilizados para detecção. A CBJ fez a estimativa de uma quantidade chamada coeficiente de inelasticidade ( $k_\gamma$ ), que expressa

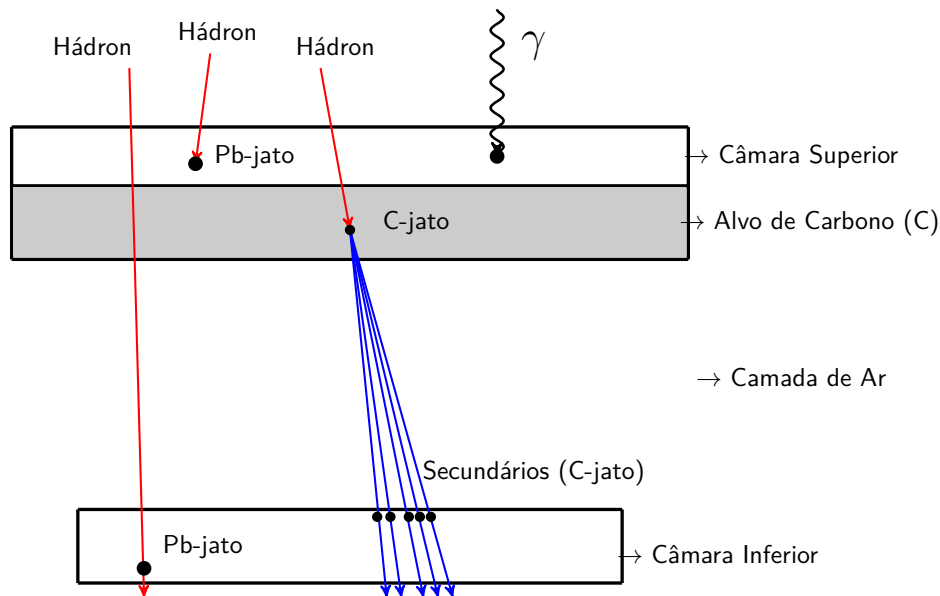


Figura 4.3: Câmara de emulsão com ilustrações dos típicos eventos observados e classificados de acordo com as regras adotadas pela CBJ. Os eventos são classificados em A-jatos (sendo os hádrons e a componente eletromagnética ( $\gamma$ ) proveniente da interação na atmosfera (A)), Pb-jatos e C-jatos. O final da seta mostra a profundidade atingida pelo chuveiro no interior do detector [9].

a porcentagem da energia total do evento medida na câmara inferior, definida como:

$$k_\gamma = \frac{\sum_i^N E_\gamma}{E_0}, \quad (4.1.2)$$

onde  $\sum_i^N E_\gamma$  é a somatoria da energia observada na câmara inferior, sendo  $N$  o número de chuueiros e  $E_0$  é a energia da partícula incidente na câmara superior, que iniciou os chuueiros de partículas associada as componentes hadrônica e eletromagnética do evento. A princípio não é possível calcular com precisão o fator  $k_\gamma$ , pelo fato de ser desconhecida a energia inicial ( $E_0$ ), então, a CBJ fez algumas estimativas estatística do  $k_\gamma$ .

A primeira estimativa de  $k_\gamma$  tem como hipótese que os chuueiros observados na câmara inferior são provenientes dos decaimentos dos píons neutros ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), que são aproximadamente um 1/3 da energia total, considerando que praticamente todas as partículas produzidas são píons neutros ( $\pi^0$ ) e carregados ( $\pi^+, \pi^-$ ), então, o fator  $k_\gamma \sim 1/3 \sim 0.33$  [9].

A segunda estimativa de  $k_\gamma$  tem como hipótese considerar que as cascatas eletromagnéticas não são somente produtos dos decaimentos de pions neutros ( $\pi^0$ ), mas também de partículas como os mésons eta  $\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , considerando no total  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  e  $\eta^0$ , então,  $k_\gamma \sim 2/4 \sim 0.5$  [9].

O fator  $k_\gamma$  será de extrema importância na comparação dos dados experimentais (eventos C-jatos) com as simulações geradas pelo PYTHIA 8 [62], na busca por indícios sobre os processos de interações que ocorrem na câmara superior. Nessa seção descrevemos as características experimentais da câmara de emulsão nuclear da CBJ e os eventos observados que serão analisados na próxima Seção 4.2.

## 4.2 Análise dos Dados de Raios Cósmicos da CBJ

Os dados disponíveis para análise são referentes aos eventos observados nas câmaras inferiores (Tabela 4.2). A partir desses dados foram construídas as seguintes distribuições: de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ), de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ), de partículas em função do ângulo azimutal ( $\phi$ ), de energia em função do ângulo azimutal ( $\phi$ ) e de momento transversal ( $p_T$ ). As distribuições são fundamentais na busca por uma compreensão dos processos de interação

hadrônica que ocorrem na câmara superior.

Tabela 4.2: Dados das Câmaras Inferiores

Nº	Evento	Nº Chuveiros	$\Sigma E_\gamma$ [TeV]	Nº	Evento	Nº Chuveiros	$\Sigma E_\gamma$ [TeV]
1	1517	9	20.97	19	1685	4	20.85
2	1528	16	30.34	20	1686	9	118.75
3	1543	18	24.74	21	1691	24	31.49
4	1547	9	92.55	22	1696	15	24.02
5	1567	25	21.76	23	16101	16	52.75
6	156725	19	24.68	24	16105	26	26.23
7	1576	15	19.67	25	17192	23	95.27
8	1577	14	27.94	26	1769	7	32.25
9	1584	17	18.70	27	17791	4	31.10
10	1597	24	62.53	28	17792	7	34.44
11	15102	22	34.06	29	17841	8	23.54
12	15105	22	35.02	30	17842	11	22.45
13	15115	29	76.62	31	1786	28	40.83
14	15150	8	19.38	32	1789	7	25.81
15	15156	4	24.85	33	1790	27	41.91
16	15159	9	22.97	34	17961	28	33.66
17	151614	6	16.91	35	17962	19	20.10
18	1680	25	36.86	36	171022	26	31.88

Nº	Evento	Nº Chuveiros	$\Sigma E_\gamma$ [TeV]	Nº	Evento	Nº Chuveiros	$\Sigma E_\gamma$ [TeV]
37	171024	21	22.14	63	187330	20	26.85
38	17104	12	23.23	64	187650	13	21.91
39	17105	5	32.32	65	1892	18	18.49
40	17115	14	18.51	66	1893	14	27.16
41	17122	10	22.35	67	18110	27	37.20
42	17124	23	44.38	68	18139	19	20.17
43	17130	18	38.94	69	18145	8	37.93
44	17132	5	25.10	70	18149	8	69.65
45	171351	29	38.66	71	19100	7	25.90
46	171354	21	23.69	72	19105	12	21.40
47	17136	37	110.48	73	19107	8	21.29
48	171382	14	21.08	74	19108	11	24.14
49	171388	25	19.82	75	19115	12	57.45
50	17140	27	30.37	76	191214	8	21.30
51	17148	19	19.32	77	191215	8	20.19
52	17150	12	95.15	78	19127	19	21.51
53	17159	13	21.31	79	19129	22	20.56
54	17164	44	123.20	80	191361	15	52.46
55	1821	5	65.93	81	191362	16	81.45
56	1824	17	28.34	82	19138	9	29.00
57	1828	4	29.30		TOTAL	1334	
58	1830	22	65.86				
59	1832	22	54.14				
60	1847	13	24.20				
61	1849	26	42.74				
62	1869	22	42.64				

### 4.2.1 Descrição do Tratamento dos Dados do Evento

Na análise dos dados fizemos uma rotina escrita em C++ utilizando o programa **root**<sup>8</sup> para calcular as variáveis cinemáticas e plotar os gráficos das distribuições. A seguir é apresentado uma sequência dos procedimentos realizados no tratamento dos dados para cada evento:

1. Cada evento tem um número  $N$  de chuveiros, com as medidas de posição e energia  $(x_i, y_i, E_i)$  do chuveiro  $i$ ,  $i = 1, \dots, N$ . Com  $x_i$  [cm],  $y_i$  [cm] e  $E_i$  [TeV].
2. Com os dados de posição e energia é necessário determinar o Centro Ponderado de Energia (CPE) que corresponde ao referencial no qual os chuveiros podem ser analisados em conjunto. As coordenadas do CPE no referencial do Laboratório (LAB) é  $(x_{\text{CPE}}, y_{\text{CPE}})$ , então, o cálculo das coordenadas do CPE é:

$$x_{\text{CPE}} = \frac{\sum_i^N x_i E_i}{E_T} \text{ [cm]}, \quad y_{\text{CPE}} = \frac{\sum_i^N y_i E_i}{E_T} \text{ [cm]}, \quad (4.2.1)$$

onde  $E_T = \sum_i^N (E_i)_\gamma$  é a energia total do evento, sendo  $\gamma$  a cascata eletromagnética do chuveiro. A transformação para o referencial CPE:

$$x_{ci} = x_i - x_{\text{CPE}}, \quad y_{ci} = y_i - y_{\text{CPE}}. \quad (4.2.2)$$

3. O ângulo zenital é usado para fazer a projeção dos dados de posição  $(x_{ci}, y_{ci})$  no Plano Perpendicular de Incidência (PPI) (veja a Figura 4.4).
4. A determinação do ângulo zenital ( $\theta_Z$ ) é a partir dos dados de posição de pontos (ou manchas) não sobrepostos observados nas películas fotossensíveis superior e inferior, na câmara inferior (veja a Figura 4.5).

$$\tan \theta_Z = \frac{L}{d} \rightarrow \theta_Z = \tan^{-1} \left( \frac{L}{d} \right), \quad (4.2.3)$$

---

<sup>8</sup><https://root.cern.ch/>

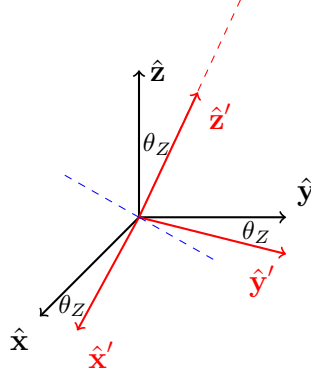


Figura 4.4: Os eixos de coordenadas no referencial no plano da câmara inferior ( $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ ) e os eixos de coordenadas no PPI ( $\hat{x}', \hat{y}', \hat{z}'$ ). No referencial do LAB, os eixos de referência no plano frontal da colisão.

onde  $L$  o deslocamento lateral do chuveiro entre as películas do filme de raio-X e  $d$  é a espessura do filme de raio-X.

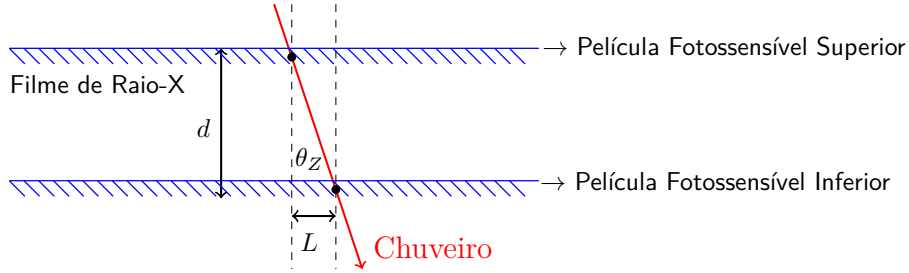


Figura 4.5: Cálculo do ângulo zenital  $\theta_Z$  através da distância ( $L$ ) percorrida pelo chuveiro no filme de raio-X e a espessura ( $d$ ), corresponde aproximadamente ao ângulo de entrada da partícula incidente na câmara superior.

$$x'_i = x_{ci} \cdot \cos \theta_Z, \quad y'_i = y_{ci} \cdot \cos \theta_Z. \quad (4.2.4)$$

As coordenadas  $(x'_i, y'_i)$  transformadas para o referencial CPE foram projetada no PPI, ou seja, o evento é observado no plano frontal. Com isso calculamos as variáveis cinemáticas do evento.

##### 5. Ângulo Azimutal ( $\phi_i$ ):

$$\phi_i = \tan^{-1} \left( \frac{y'_i}{x'_i} \right). \quad (4.2.5)$$

6. Ângulo de espalhamento ( $\theta_i$ ):

$$\theta_i = \tan \left( \frac{\sqrt{x_i'^2 + y_i'^2}}{h} \right), \quad (4.2.6)$$

sendo  $h = H/\cos \theta_Z$  é a altura entre a metade do alvo de Carbono (C) e o PPI.

7. pseudorapidez ( $\eta_i$ ):

$$\eta_i = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta_i}{2} \right) \right]. \quad (4.2.7)$$

8. As variáveis cinemáticas calculadas através da seguinte aproximação  $E \approx |\vec{p}|$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} p_{Ti} = E_i \sin \theta_i, \\ p_{xi} = p_{Ti} \cos \phi_i, \\ p_{yi} = p_{Ti} \sin \phi_i, \\ p_{zi} = E_i \cos \theta_i. \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (4.2.8a) \\ (4.2.8b) \\ (4.2.8c) \\ (4.2.8d) \end{array}$$

Todas as variáveis calculadas anteriormente estão no referencial do LAB.

Após a aplicação dos procedimentos descritos acima a todos os eventos, obtemos as variáveis cinemáticas referentes as colisões que ocorrem na câmara superior, na placa de Chumbo (Pb) ou no alvo de Carbono (C). Na busca por características experimentais gerais fizemos a união dos eventos C-jatos, com objetivo de analisar os eventos em conjunto através das distribuições das variáveis cinemáticas. Abaixo serão apresentados os gráficos das distribuições de todos os eventos C-jatos, no referencial do LAB.



### 4.2.2 Distribuições das Variáveis Cinemáticas no Referencial do LAB

O gráfico da Figura 4.6 apresenta a distribuição de partículas (multiplicidade) dos eventos C-jatos em altos valores de pseudorapidez ( $\eta > 6.6$ ), no referencial do LAB, na região frontal ou região de fragmentação (região observada pela câmara de emulsão) ainda não observada pelos experimentos dos aceleradores de partículas.

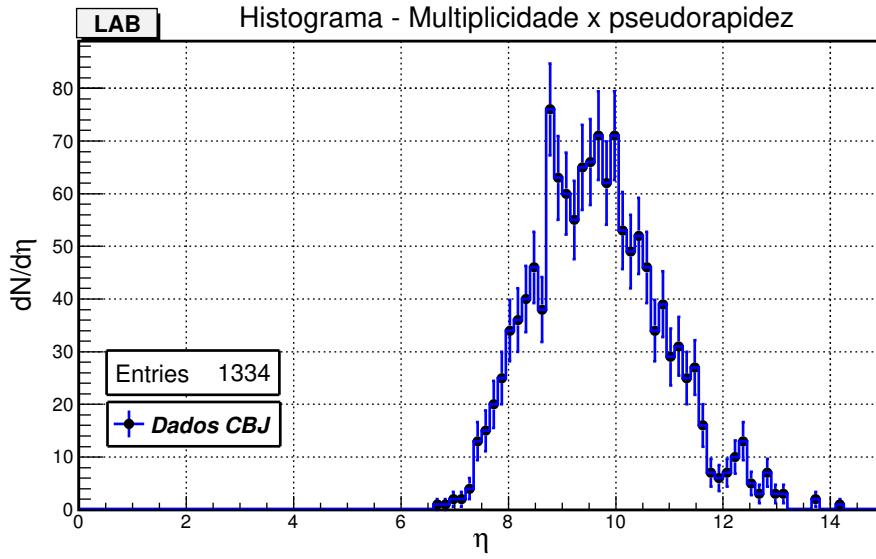


Figura 4.6: Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, no referencial do LAB.

A distribuição de energia em pseudorapidez ( $\eta$ ) no referencial do LAB apresenta uma assimetria no gráfico da Figura 4.7, que podem ser atribuído às partículas que carregam a maior parte da energia do evento, as chamadas partículas líderes (Leading Particle) [69]. Como exemplo, Na Tabela 4.3 é apresentado os dados de posição ( $x, y$ ) e a energia  $E$  do evento C-jato 1547, com um destaque em amarelo para o chuveiro que pode ser uma partícula líder ou partícula sobrevivente da colisão no alvo de Carbono (C). Essa característica está presente na maior parte dos eventos C-jatos, cuja característica é a motivação para estudar os eventos, na busca por evidências experimentais a respeito de eventos difrativos.

Tabela 4.3: Evento 1547 - C-jato

Nº $\gamma, i$	$x'_i$ [cm]	$y'_i$ [cm]	$E_i$ [TeV]
1	0.00	-0.20	12.00
2	0.10	0.40	41.10
3	0.30	1.90	25.00
4	1.40	0.75	6.00
5	5.30	-0.15	2.50
6	3.90	-2.10	0.85
7	3.70	6.80	0.50
8	3.60	11.80	0.50
9	0.30	1.00	4.10
Total: 9			$E_T = 92.55$ TeV

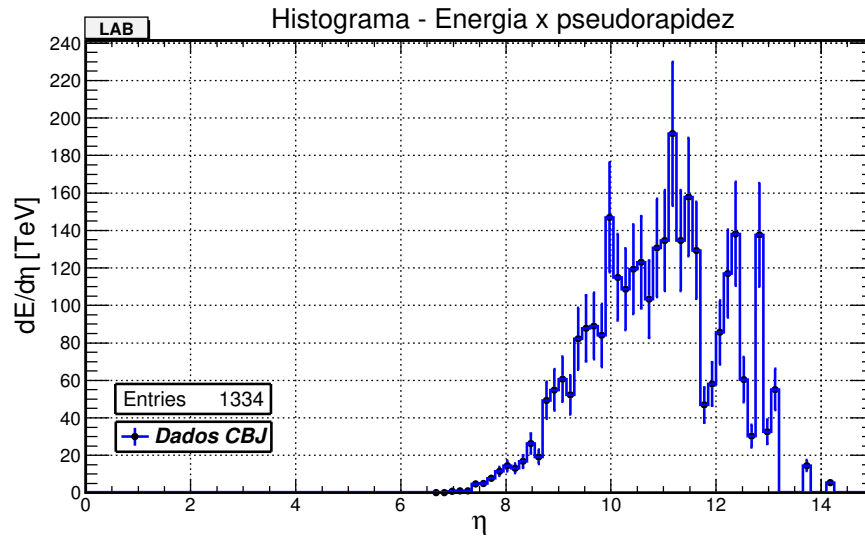


Figura 4.7: Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro experimental, igual a  $20\%E_{\text{bin}}$ , sendo  $E_{\text{bin}}$  a energia por bin, no referencial do LAB.

No gráfico da Figura 4.7 existe uma assimetria na distribuição que pode ser associada as partículas líderes, pelo fato que poucas partículas carregam uma parte significativa da energia dos

eventos, de acordo com os gráficos das Figuras 4.6 e 4.7. O gráfico da Figura 4.8 apresenta a distribuição de partículas em ângulo azimutal com algumas evidências de aglomerados de partículas, que possuem energias significativas de acordo com o gráfico da Figura 4.9.

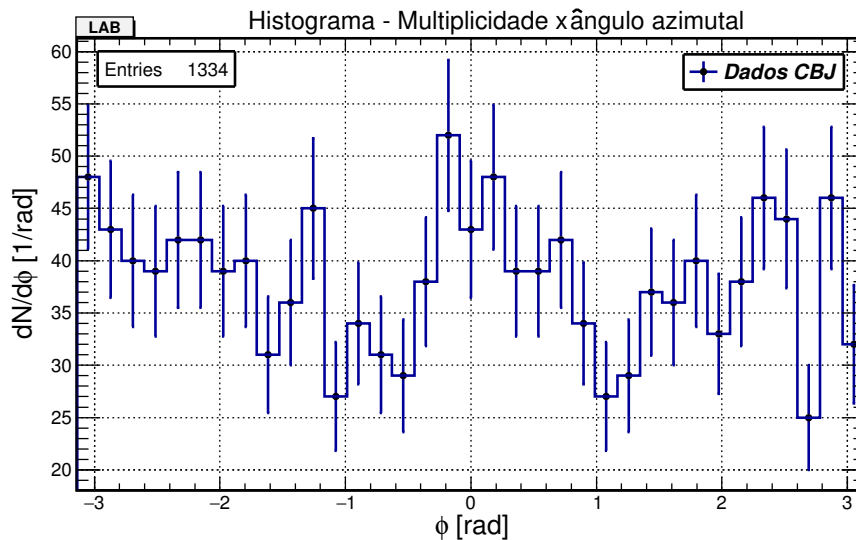


Figura 4.8: Distribuição de partículas em função do ângulo azimutal ( $\phi$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, no referencial do LAB.

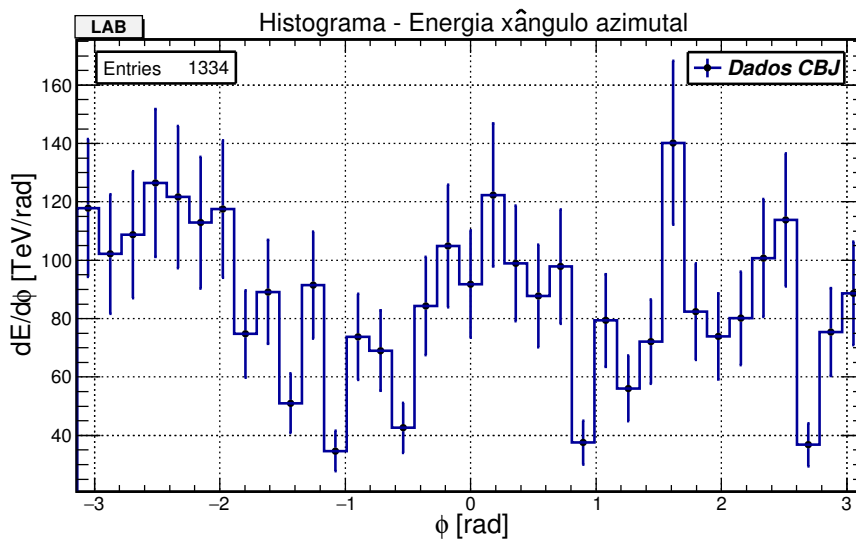


Figura 4.9: Distribuição de energia em função da ângulo azimutal ( $\phi$ ) com as barras de erro experimental, igual a  $20\%E_{\text{bin}}$ , sendo  $E_{\text{bin}}$  a energia por bin, no referencial do LAB.

Na Figura 4.10, a distribuição de momento transversal ( $p_T$ ) dos eventos C-jatos estão numa região com baixos valores de momento transversal ( $p_T$ ), ou seja, pequenos valores do quadrado do momento transferido, descrito pela variável de Mandelstam,  $t$ , que aproximadamente é  $t \cong -p_T^2$  (veja a equação 2.2.9, região de fragmentação,  $x_F \simeq 1$ ).

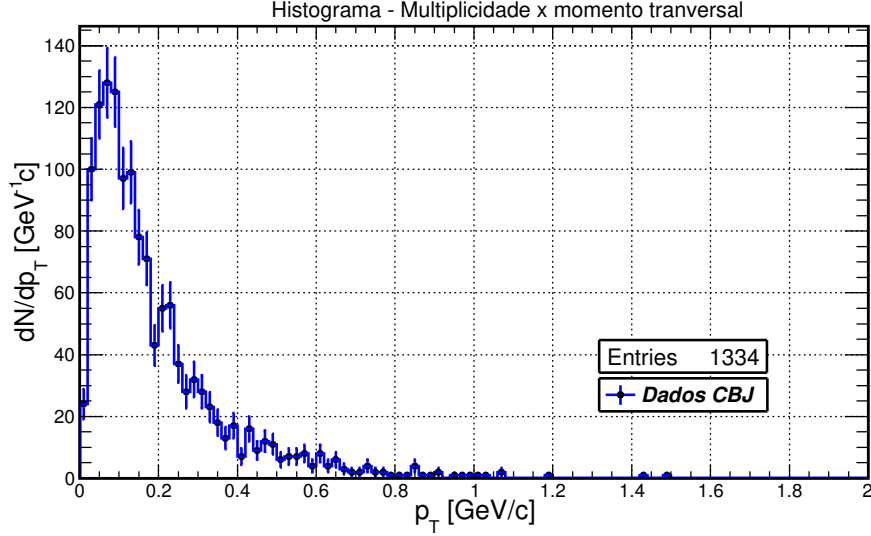


Figura 4.10: Distribuição de partículas em função da variável de Mandelstam ( $t$ ), com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin.

A partir dos valores de momento transversal ( $p_T$ ) dos eventos C-jatos determinamos que os valores da variável  $t$  estão abaixo de  $1 \text{ [GeV/c]}^2$  (veja a Figura 4.11), o que pode ser associado aos processos softQCD (baixos valores de  $t \leq 1 \text{ [GeV/c]}^2$ ) [5].

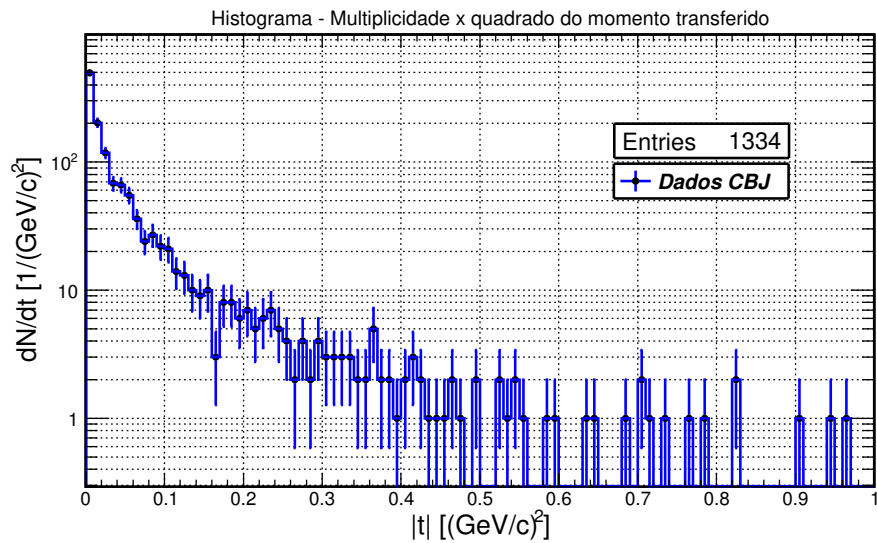


Figura 4.11: Distribuição de partículas em função quadrado do momento transferido ( $t$ ), com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin.

Os gráficos das Figuras 4.12 e 4.13 com as distribuições de partículas e energia no espaço de fase  $\eta - \phi$ , mostram que poucas partículas carregam uma parte significativa da energia dos eventos, em altos valores de pseudorapidez, em torno de  $\eta = 12$ .

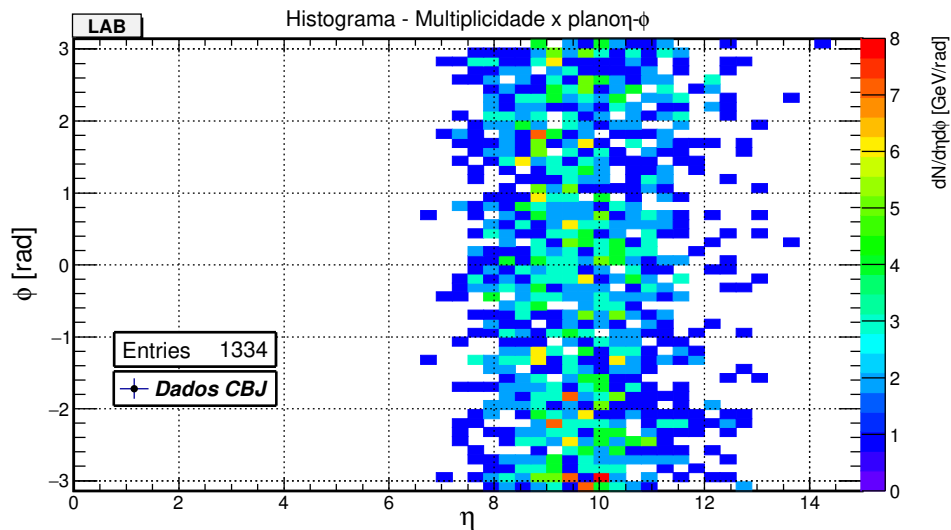


Figura 4.12: Distribuição de partículas no espaço de fase  $\eta - \phi$  no referencial do LAB.

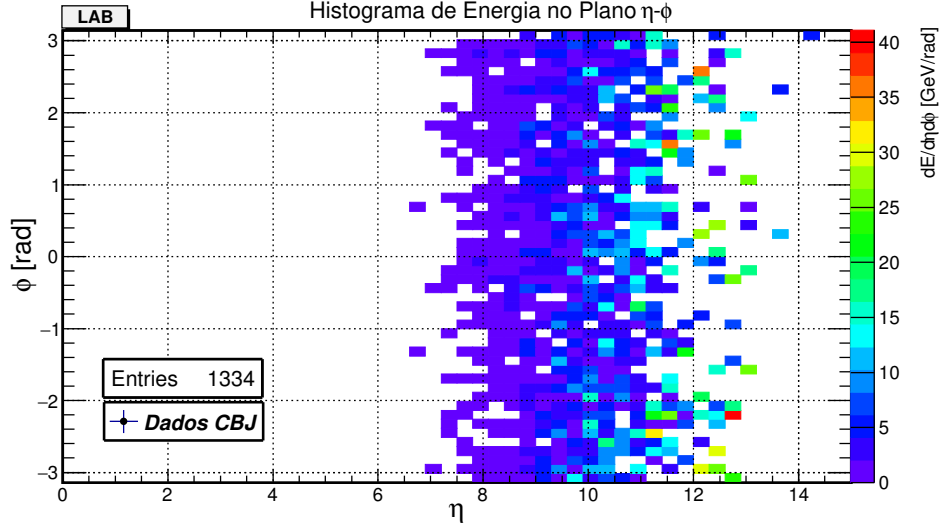


Figura 4.13: Distribuição de energia no espaço de fase  $\eta - \phi$  no referencial do LAB.

### 4.2.3 Comparação das Distribuições do PYTHIA 8 e dos Eventos C-jatos

No estudo dos eventos C-jatos usamos o gerador PYTHIA 8 para simular os processos de interações que podem ter ocorrido na câmara superior. Num primeiro momento selecionamos no PYTHIA 8 processos softQCD. Para gerar eventos no PYTHIA 8 próximos dos eventos observados na câmara de emulsão, usamos como parâmetro de entrada a energia média (simples) dos eventos C-jatos ( $\langle \sum E_\gamma \rangle$ )<sup>9</sup> dividido por  $k_\gamma$  (0.33 ou 0.5), com o objetivo de estimar aproximadamente a energia da partícula que iniciou o evento na câmara superior, através da colisão<sup>10</sup> pp no referencial do LAB. Os parâmetros iniciais da simulação no PYTHIA 8 são específicas nos quadros abaixo para cada caso, com as estatísticas finais dos processos estudados.

<sup>9</sup>A energia média dos eventos C-jatos tem um significado difícil de ser analisado, pelo fato que a distribuição de energia ( $f(E)$ ) é do tipo  $E^{-2}$  referente ao espectro de energia de raios cósmicos, sendo a média definida pela seguinte relação:

$$\langle E \rangle = \frac{\int E f(E) dE}{\int f(E) dE},$$

com  $f(E) \sim CE^{-2}$ .

<sup>10</sup>Nesse ponto é importante deixar claro que o PYTHIA 8 não faz a simulação de colisão próton-Núcleo e nem Núcleo-Núcleo (próton-Carbono), o que seria interessante para a simulação, porque poderíamos aproximar ainda mais os processos simulados dos processos observados nas câmara de emulsão.

**PYTHIA 8****Parâmetros Iniciais (PI1):**

Processos : softQCD,  $k_\gamma \simeq 0.33$ .

Colisão (Referencial LAB): próton-próton (pp), com  $E_{\text{LAB}} = \frac{\langle \sum E_\gamma \rangle}{k_\gamma} = \frac{36.9}{0.33} \simeq 112 \text{ TeV} \rightarrow \sqrt{s} \simeq 459 \text{ GeV}$ ,  $10^4$  colisões, Produtos das colisões: Somente  $\gamma$  foram selecionados.

**Estatística Final dos Produtos (softQCD)** (% da seção de choque total ( $\sigma_{\text{Tot}}$ )):

Não-Difrativo (55.36 %). pp  $\rightarrow$  pp, Elástico (18.50 %). pp  $\rightarrow$  pX, Difração Simples (1º Caso) (8.89 %). pp  $\rightarrow$  Xp, Difração Simples (2º Caso) (8.89 %). pp  $\rightarrow$  XX, Difração Dupla (8.36 %). pp  $\rightarrow$  pXp, Difração Central ( $\sim 0$  %).

**PYTHIA 8****Parâmetros Iniciais (PI2):**

Processos : softQCD,  $k_\gamma \simeq 0.5$ .

Colisão (Referencial LAB): próton-próton (pp), com  $E_{\text{LAB}} = \frac{\langle \sum E_\gamma \rangle}{k_\gamma} = \frac{36.9}{0.5} \simeq 74 \text{ TeV} \rightarrow \sqrt{s} \simeq 118 \text{ GeV}$ ,  $10^4$  colisões, Produtos das colisões: Somente  $\gamma$  foram selecionados.

**Estatística Final dos Produtos (softQCD)** (% da seção de choque total ( $\sigma_{\text{Tot}}$ )):

Não-Difrativo (55.36 %). pp  $\rightarrow$  pp, Elástico (18.50 %). pp  $\rightarrow$  pX, Difração Simples (1º Caso) (8.89 %). pp  $\rightarrow$  Xp, Difração Simples (2º Caso) (8.89 %). pp  $\rightarrow$  XX, Difração Dupla (8.36 %). pp  $\rightarrow$  pXp, Difração Central ( $\sim 0$  %).

Nas próximas Figuras serão apresentados os gráficos com as comparações dos eventos gerados no PYTHIA 8 sem corte e corte na energia de 0.2 TeV com os eventos C-jatos, para a distribuição de partículas e a distribuição de energia em pseudorapidez ( $\eta$ ), e também a distribuição de momento transversal ( $p_T$ ).

Os gráficos (a) e (b) da Figura 4.14 são referentes as configurações iniciais (PI1) e (PI2) do PYTHIA 8, a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 apresenta partículas distribuídas em um amplo intervalo em pseudorapidez ( $0 \leq \eta \leq 14$ ), ao contrário dos eventos C-jatos que estão concentrados em altos valores de pseudorapidez ( $6.6 \leq \eta \leq 14$ ), ou seja, num primeiro momento não apresentam nenhuma concordância entre as duas distribuições, no caso sem o corte.

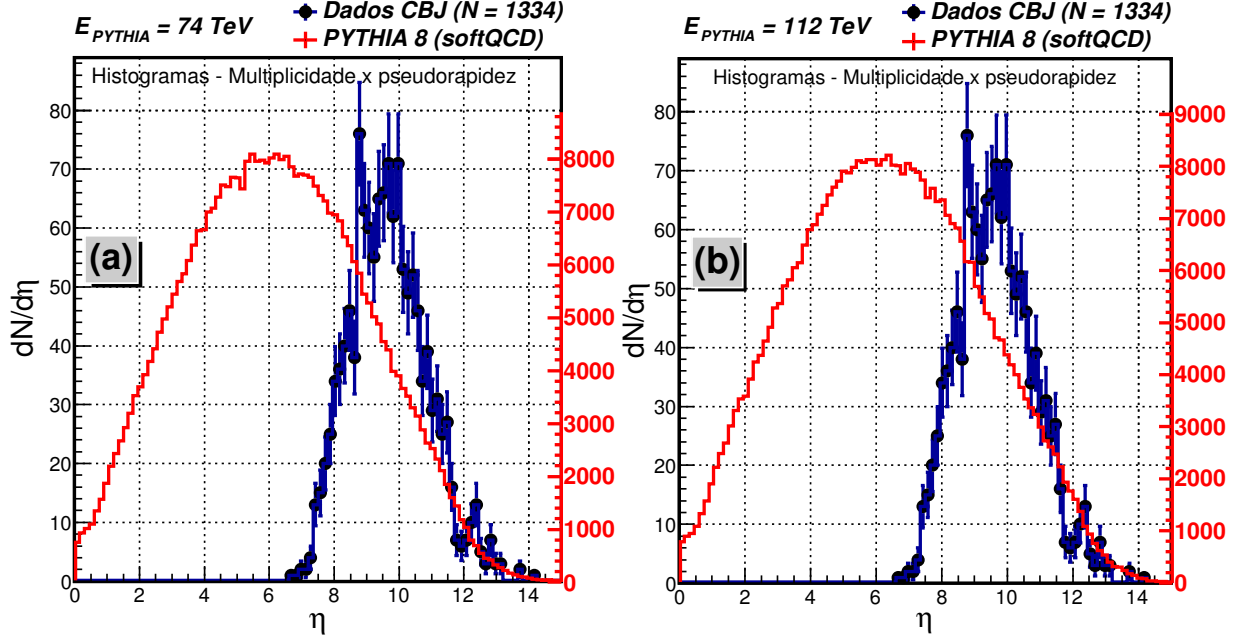


Figura 4.14: Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (sem corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB.

Nos gráficos da Figura 4.14 existe uma grande diferença em multiplicidade de partículas, ou seja, uma quantidade maior de partículas geradas pelo PYTHIA 8 em relação aos dados dos eventos C-jatos. A princípio estamos interessados na estrutura das distribuições, que podem apresentar características fundamentais para um entendimento sobre os processos que ocorrem na câmara de emulsão. Essa enorme quantidade de dados gerados pelo PYTHIA 8 tem a função de reduzir os efeitos de flutuações nas curvas de distribuições, assim, podemos obter distribuições bem definidas.

A comparação das distribuições de energia na Figura 4.15 mostra uma concordância e é ainda possível observar um deslocamento da distribuição do PYTHIA 8 no gráfico (b) em relação ao gráfico (a), da Figura 4.15, devido ao aumento da energia. Analisando os gráficos das Figuras 4.14 e 4.15 observamos nas distribuições geradas pelo PYTHIA 8 que poucas partículas carregam uma parte significativa da energia dos eventos, no intervalo de pseudorapidez ( $10 \leq \eta \leq 12$ ).



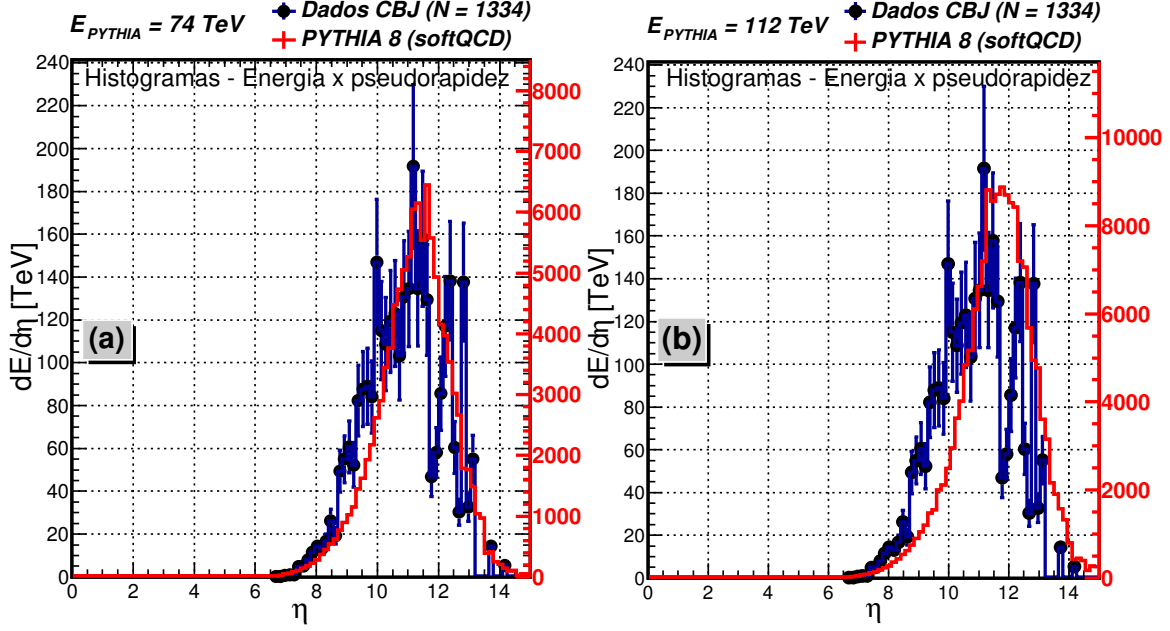


Figura 4.15: Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (sem corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

Nas distribuições de energia da Figura 4.15 observamos que a maior parte da energia está concentrada em alto valores de pseudorapidez ( $\eta$ ), cujas distribuições de energia são referentes aos gamas ( $\gamma$ ) produtos das colisões geradas pelo PYTHIA 8.

Comparamos as distribuições de momento transversal ( $p_T$ ) dos eventos C-jatos com a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 na forma de gamas ( $\gamma$ ), nos gráficos das Figuras 4.16. Na Figura 4.16, a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 apresentam uma concordância com a distribuição dos eventos C-jatos observados na câmara de emulsão. Os gamas ( $\gamma$ ) produtos do PYTHIA 8 são principalmente derivados dos decaimentos dos píons neutros ( $\pi^0$ ) e mésons eta ( $\eta^0$ ) ou processos de bremsstrahlung.

A partir dos gráficos das Figuras 4.14, 4.15 e 4.16, concluímos que é necessário utilizar outro parâmetro para aproximar a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 da distribuição dos eventos C-

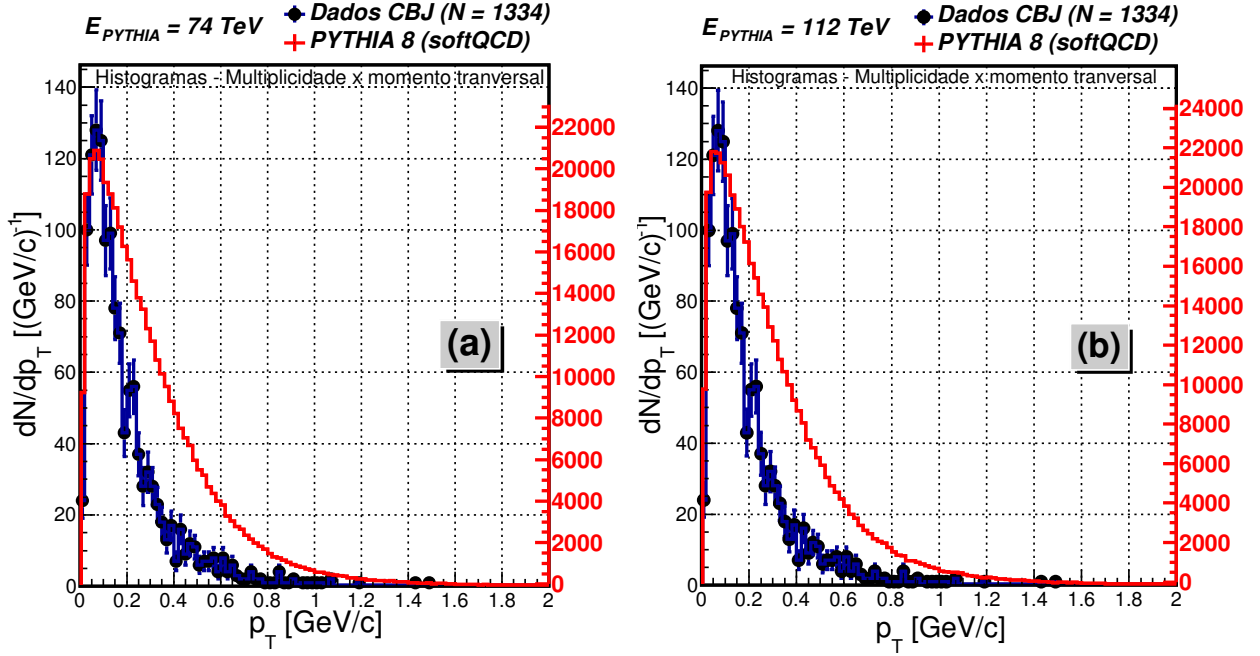


Figura 4.16: Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{bin}}$ , sendo  $N_{bin}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (sem corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2 \text{ TeV}$  (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

jatos. O parâmetro utilizado foi o limiar de detecção da câmara de emulsão, através do corte nas distribuições selecionamos partículas com energia  $E \geq 0.2 \text{ TeV}$ , nas distribuições geradas pelo PYTHIA 8. Nos próximos gráficos serão apresentados as comparação das distribuições dos eventos gerados pelo PYTHIA 8 (com corte) com as distribuições dos eventos C-jatos.

A distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ), na Figura 4.17, com o corte na distribuição gerada pelo PYTHIA 8, observamos uma diferença em relação ao gráfico da Figura 4.14. Além do corte em energia de  $0.2 \text{ TeV}$ , usamos também o corte em ângulo  $\theta$ , para valores de  $\theta < \theta_\gamma$ , sendo  $\theta_\gamma = 0.002547 \text{ rad}$  o maior ângulo observado nos dados dos eventos C-jatos. Os gráficos da Figura 4.17 mostram uma concordância entre as distribuições geradas pelo PYTHIA 8 (somente com gamas ( $\gamma$ )) com os eventos C-jatos.

Nos gráficos (a) e (b) da Figura 4.17 é possível observar uma diferença entre as distribuições

dos gráficos (a) e (b), no gráfico (b) a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 (com a energia de  $E_{\text{PYTHIA}} = 112$  TeV) foi levemente deslocada comparada com a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 (com a energia de  $E_{\text{PYTHIA}} = 74$  TeV) no gráfico (a). A comparação das distribuições de partículas em pseudorapidez nos gráficos da Figura 4.17, para as diferentes energias, mostram uma concordância entre as distribuições geradas pelo PYTHIA 8 com a distribuição dos eventos C-jatos.

Para a energia  $E_{\text{PYTHIA}} = 112$  TeV, no gráfico (b), as distribuições apresentam uma concordância melhor comparado com o gráfico (a) da Figura 4.17, que pode ser devido a energia de  $E_{\text{PYTHIA}} = 112$  TeV estar próxima da energia da partícula incidente na câmara superior, na câmara de emulsão (veja a Figura 4.1), que iniciou os processos de interação no alvo de Carbono (C) cujos produtos foram observados na câmara inferior representam uma parte do evento.

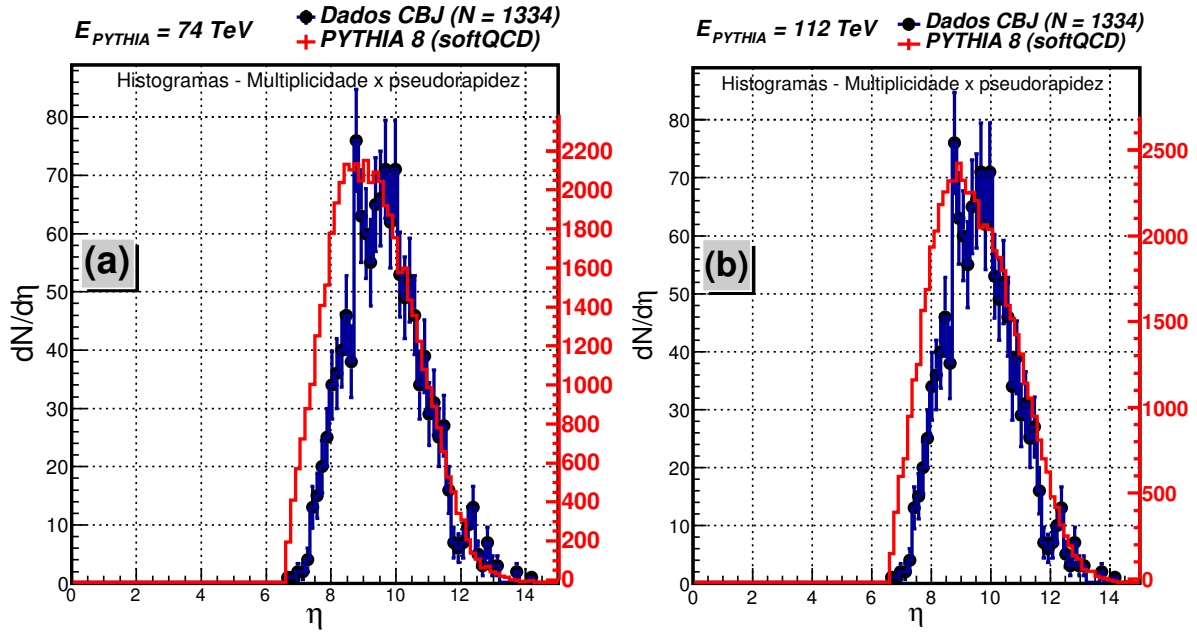


Figura 4.17: Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB.

A distribuição de energia em função pseudorapidez ( $\eta$ ) gerada pelo PYTHIA 8 comparada com a distribuição dos eventos C-jatos, nos gráficos da Figura 4.18 apresentam uma melhor concordância com a inclusão do corte de 0.2 TeV, comparando com as mesmas distribuições nos gráficos da Figura 4.15 sem corte de 0.2 TeV.

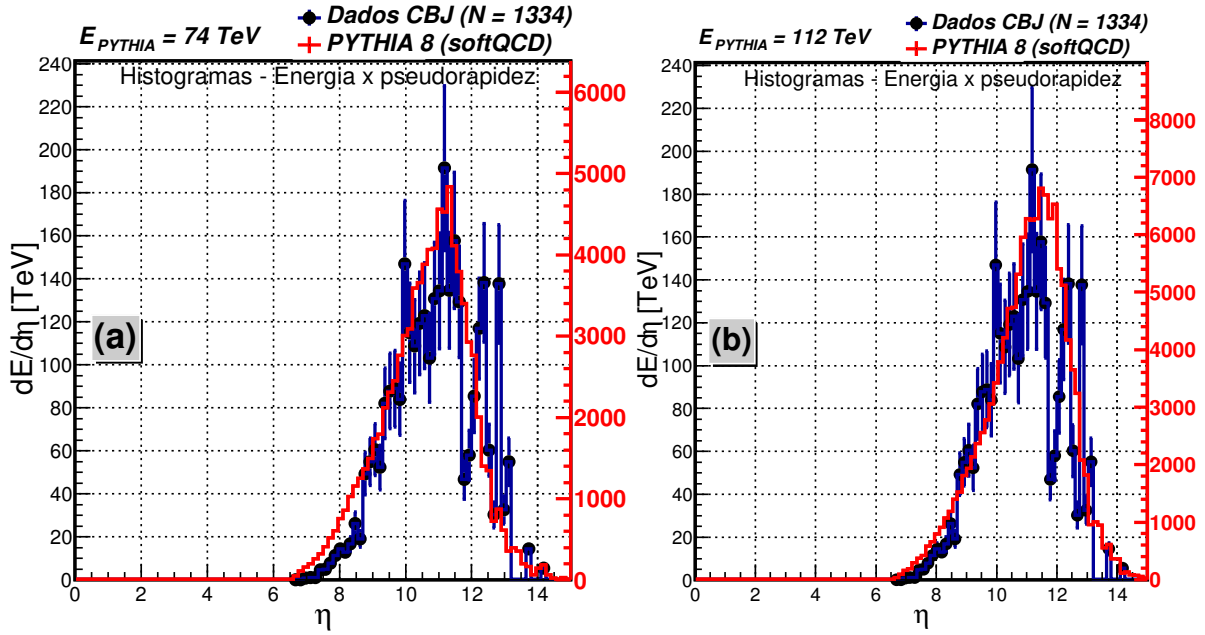


Figura 4.18: Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

Comparamos as distribuições de momento transversal ( $p_T$ ) dos eventos C-jatos com a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 na forma de gamas ( $\gamma$ ), nos gráficos das Figuras 4.19 observamos que as distribuições estão mais próximas após o corte de 0.2 TeV comparando com os gráficos da Figura 4.16 sem o corte de 0.2 TeV. Na Figura 4.19, a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 apresentam uma concordância com a distribuição dos eventos C-jatos observados na câmara de emulsão na forma de gama ( $\gamma$ ).

As distribuições geradas pelo PYTHIA 8 comparadas com as distribuições dos eventos C-jatos

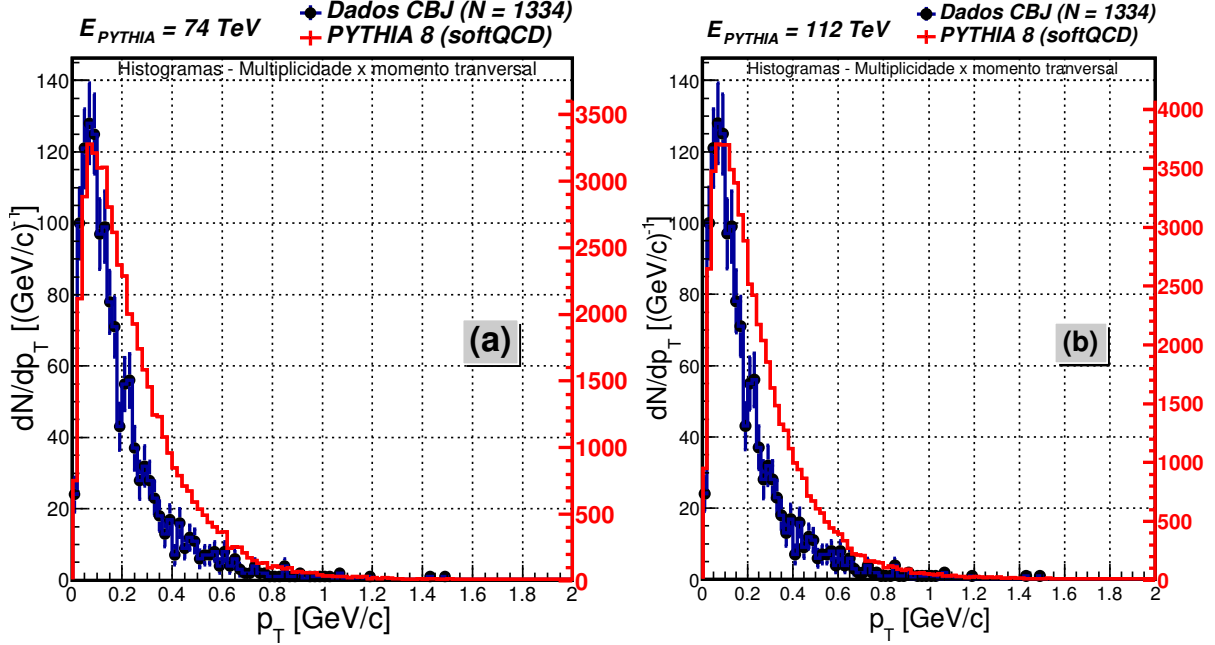


Figura 4.19: Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

apresentam uma concordância com a utilização do corte de 0.2 TeV, ou seja, esse corte tem a função de aproximar as distribuições geradas pelo PYTHIA 8 dos eventos C-jatos, com o objetivo de fazer um estudo morfológico das distribuições, na busca por características experimentais a respeito dos processos observados na câmara de emulsão.

As distribuições geradas pelo PYTHIA 8 foram com todos os processos softQCD, em seguida será apresentada as comparações com alguns processos difrativos, por exemplo, com a Difração Simples (DS) (veja as Figuras 4.20, 4.21 e 4.22) e a Difração Dupla (DD) (veja as Figuras 4.23, 4.24 e 4.25), da mesma forma que fizemos anteriormente.

Nos gráficos da Figura 4.20, as distribuições geradas pelo PYTHIA 8 para o processo de Difração Simples apresentam uma concordância significativa com os dados dos eventos C-jatos, na região de altos valores de pseudorapidez ( $6.6 \leq \eta \leq 14$ ), para ambas as energias de 74 e 112 TeV do

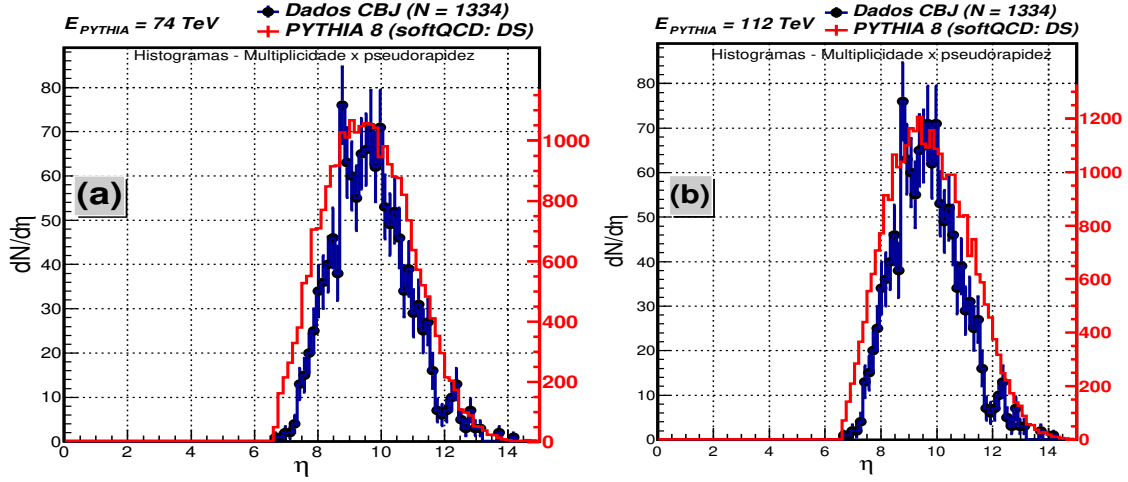


Figura 4.20: Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para o processo softQCD: Difração Simples (DS), referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB.

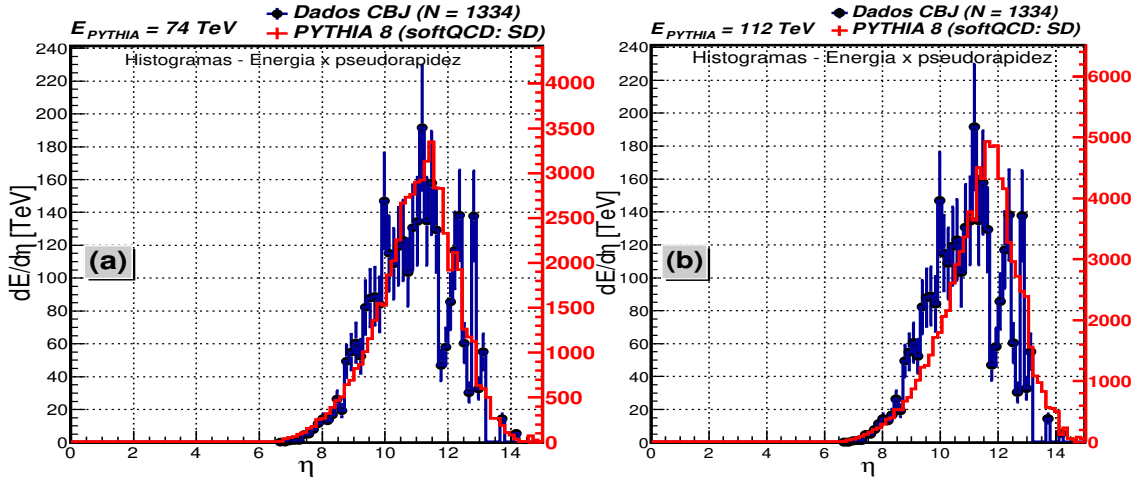


Figura 4.21: Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Simples, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

PYTHIA 8, com o corte de 0.2 TeV. A distribuição de energia em pseudorapidez ( $\eta$ ) na Figura 4.21 (a) gerada pelo PYTHIA 8, na energia de  $E_{\text{PYTHIA}} = 74$  TeV apresenta uma maior concordância com os eventos C-jatos comparada com a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 no gráfico da Figura 4.21 (b), para o processo de Difração Simples (DS), na energia de  $E_{\text{PYTHIA}} = 112$  TeV.

A Figura 4.22 mostra a comparação das distribuições de momento transversal ( $p_T$ ) dos eventos gerados pelo PYTHIA 8 com os eventos C-jatos, para as energias de  $E_{\text{PYTHIA}} = 74$  e 112 TeV.

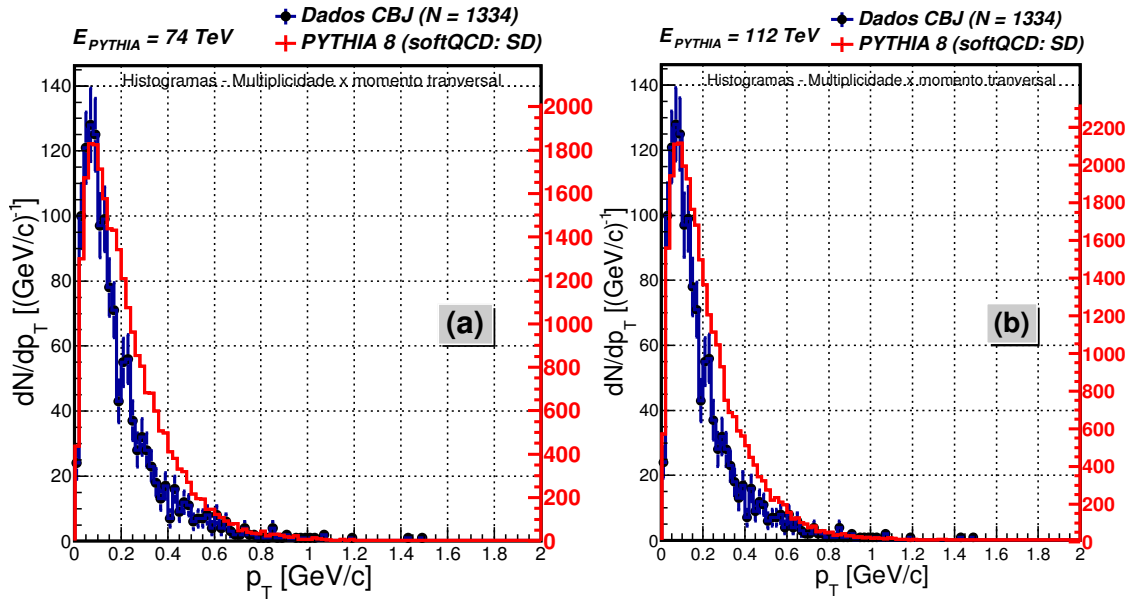


Figura 4.22: Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Simples, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

Os gráficos da Figura 4.22 apresentam uma concordância entre as distribuições, com o fato que a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 é referente a gamas ( $\gamma$ ) proveniente de decaimentos ou de interações de partículas carregadas. Na Figura 4.23, os gráficos das distribuições geradas pelo PYTHIA 8 para as energias de 74 e 112 TeV para a Difração Dupla não apresentam uma concordância com os eventos C-jatos, pelo fato que as distribuições do PYTHIA 8 estão levemente deslocadas em relação às distribuições dos eventos C-jatos.



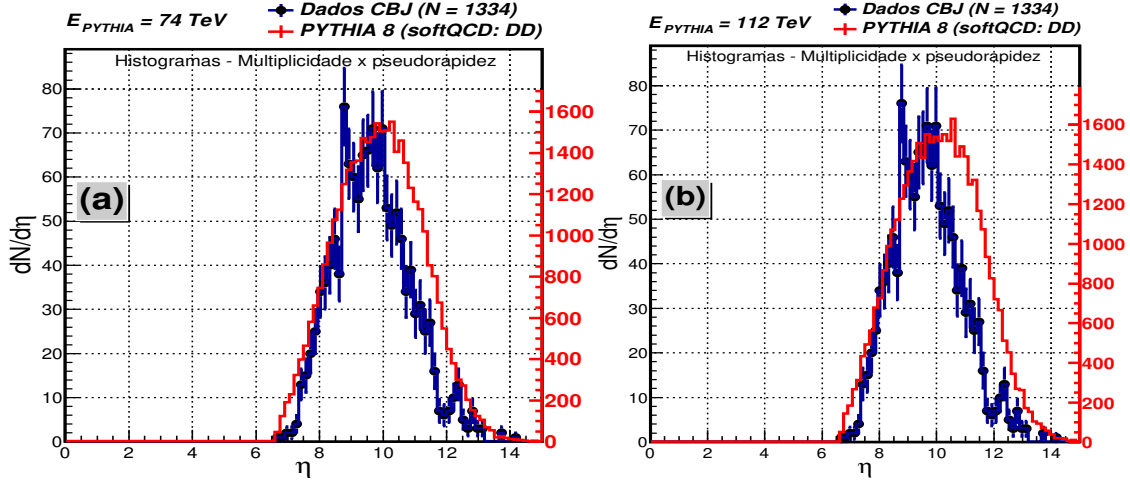


Figura 4.23: Distribuição de partículas em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2 \text{ TeV}$  (Limiar de detecção da câmara de emulsão)) para o processo softQCD: Difração Dupla (DD), referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8, no referencial do LAB.

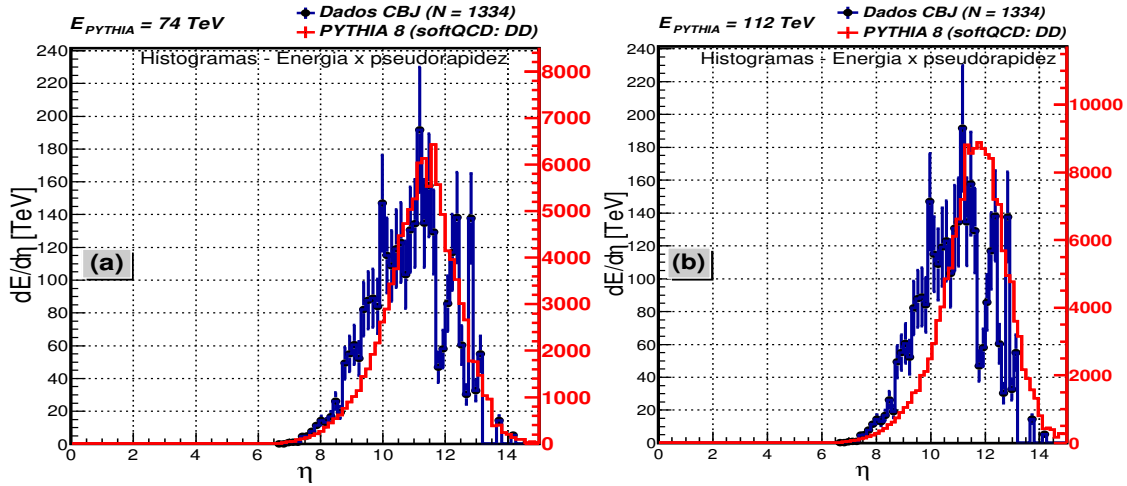


Figura 4.24: Distribuição de energia em função da pseudorapidez ( $\eta$ ) com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Dupla, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2 \text{ TeV}$  (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.



As distribuições de energia em pseudorapidez ( $\eta$ ) na Figura 4.24 (a) e (b) gerada pelo PYTHIA 8 para o processo de Difração Dupla, nas energias de 74 e 112 TeV apresentam um leve deslocamento em relação às distribuições dos eventos C-jatos.

Os gráficos da Figura 4.25 mostram uma comparação das distribuições de momento transversal ( $p_T$ ) dos eventos gerados pelo PYTHIA 8 para o processo de Difração Dupla com os eventos C-jatos, para as energias de  $E_{\text{PYTHIA}} = 74$  e 112 TeV. Na Figura 4.25, os gráficos apresentam uma concordância entre as distribuições, com o fato que a distribuição gerada pelo PYTHIA 8 é referente a gamas ( $\gamma$ ) proveniente de decaimentos ou de interações de partículas carregadas.

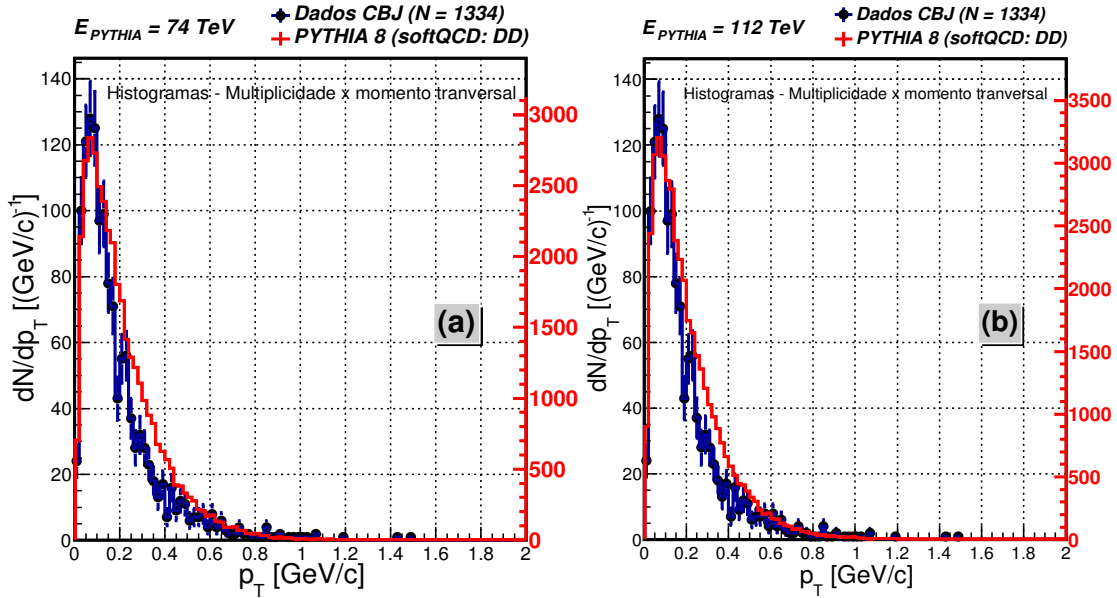


Figura 4.25: Distribuição de partículas em função do momento transversal ( $p_T$ ), com as barras de erro estatístico, igual a  $\sqrt{N_{\text{bin}}}$ , sendo  $N_{\text{bin}}$  o número de partículas por bin, comparada com a distribuição de partículas gerada pelo PYTHIA 8 para os processos softQCD: Difração Dupla, referente as configurações iniciais (PI1 e PI2) do PYTHIA 8 (com corte na distribuição para energia  $E \geq 0.2$  TeV (Limiar de detecção da câmara de emulsão)), no referencial do LAB.

Em resumo, as distribuições geradas pelo PYTHIA 8 comparadas com as distribuições dos eventos C-jatos tiveram como objetivo fazer um estudo fenomenológico dos eventos provenientes de raios cósmicos, observados na câmara de emulsão. A comparação dos eventos C-jatos com os eventos gerados pelo PYTHIA 8 tem uma caráter revelante, porque a princípio podemos controlar

os parâmetros iniciais do PYTHIA 8, ou seja, podemos fornecer alguns parâmetros experimentais dos eventos C-jatos na simulação do PYTHIA 8, com a intenção de reproduzir de uma maneira aproximada os processos de interações que deram origem aos secundários observados na câmara inferior, da câmara de emulsão.

A busca por evidências experimentais de processos difrativos nos eventos C-jatos, implica na procura por assimetrias associadas a formação de jatos ou anisotropias nas distribuições de eventos de raios cósmicos, para tanto, utilizaremos o modelo proposto por Duller e Walker [70], que faz uma estimativa numérica do grau de isotropia da distribuição angular das partículas secundárias, proveniente de raios de cósmicos observadas nos detectores.

#### 4.2.4 Modelo Duller-Walker para Interações de Altas Energias em Raios Cósmicos

No modelo Duller-Walker [70] tem como hipótese, se a distribuição angular dos secundários no centro de massa for uniforme (isotrópico), então, a seguinte relação deve ser satisfeita:

$$\frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} = \Gamma^2 \tan^2 \theta, \quad (4.2.9)$$

onde  $F(\theta)$  é a fração de partículas emitidas com ângulo  $\theta_i \leq \theta$  no referencial do LAB, e  $\Gamma$  é o fator de Lorentz do centro de massa (ou centro de momento) do evento. Aplicando o logaritmo na equação 4.2.9, temos:

$$\text{Log} \left[ \frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} \right] = 2 \text{Log} (\Gamma \tan \theta). \quad (4.2.10)$$

O coeficiente angular do ajuste linear dos pontos do gráfico  $\text{Log} \left[ \frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} \right]$  vs  $\text{Log} (\Gamma \tan \theta)$  igual a 2 significa que o evento é isotrópico (veja o gráfico da Figura 4.26).

Através do modelo Duller-Walker podemos verificar a isotropia do decaimento e calcular o fator de Lorentz  $\Gamma$ , utilizando a seguinte condição:

$$\frac{F(\theta)}{1 - F(\theta)} = 1 \implies \Gamma = \frac{1}{\tan \theta_{1/2}}, \quad (4.2.11)$$

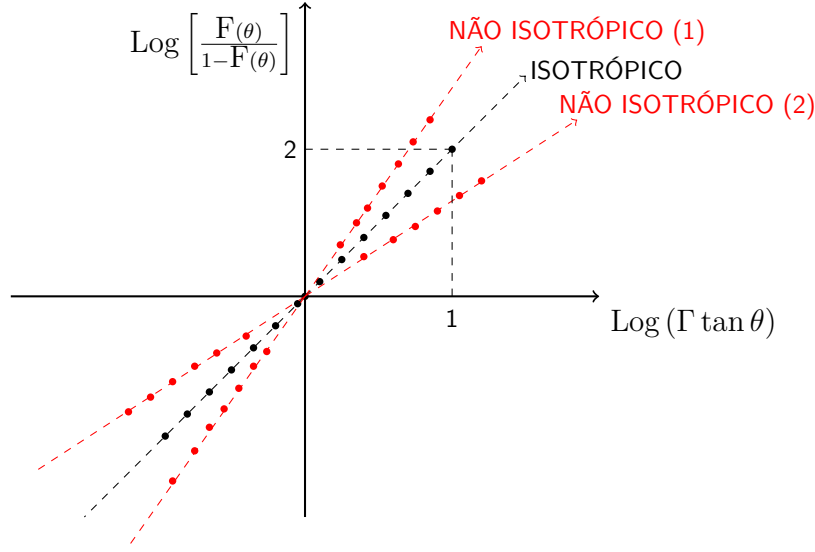


Figura 4.26: Gráfico Duller-Walker referente a distribuição angular dos secundários de interações de raios cósmicos, com as seguintes possibilidades: **NÃO ISOTRÓPICO (1)** com coeficiente angular maior que 2, **ISOTRÓPICO** com coeficiente angular igual a 2 e **NÃO ISOTRÓPICO (2)** com coeficiente angular menor que 2. A reta é descrita da seguinte forma geral  $y = ax + b$ , com  $a$  sendo o coeficiente angular e  $b$  intercepto da reta.

onde  $\theta_{1/2}$  é a para o qual a relação  $\frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} = 1$  é satisfeita. A interpretação de  $\theta_{1/2}$  pode ser obtida através da relação 4.2.12, que relaciona o ângulo de emissão no sistema de CM (representado por astérico (\*)) com o ângulo de emissão no sistema do LAB:

$$\Gamma \tan \theta = \tan \left( \frac{\theta^*}{2} \right), \quad (4.2.12)$$

Então, para  $\theta = \theta_{1/2}$  e usando as relações 4.2.11 e 4.2.12, temos:

$$\Gamma \tan \theta_{1/2} = 1 \longrightarrow \tan \left( \frac{\theta^*}{2} \right) = 1 \longrightarrow \theta^* = \frac{\pi}{2} \quad (4.2.13)$$

Assim, as partículas observadas no LAB com ângulos menores  $\theta_{1/2}$  foram emitidas para frente ("forward") no referencial do CM e as partículas com ângulo maiores  $\theta_{1/2}$  foram emitidas para trás ("backward") no referencial do CM [71], essa nomenclatura também é conhecida como "back-to-back" na literatura de física de partículas. Na Figura 4.27 são apresentados os resultados da aplicação do modelo Duller-Walker em alguns eventos de raios cósmicos observados em emulsões

nucleares.

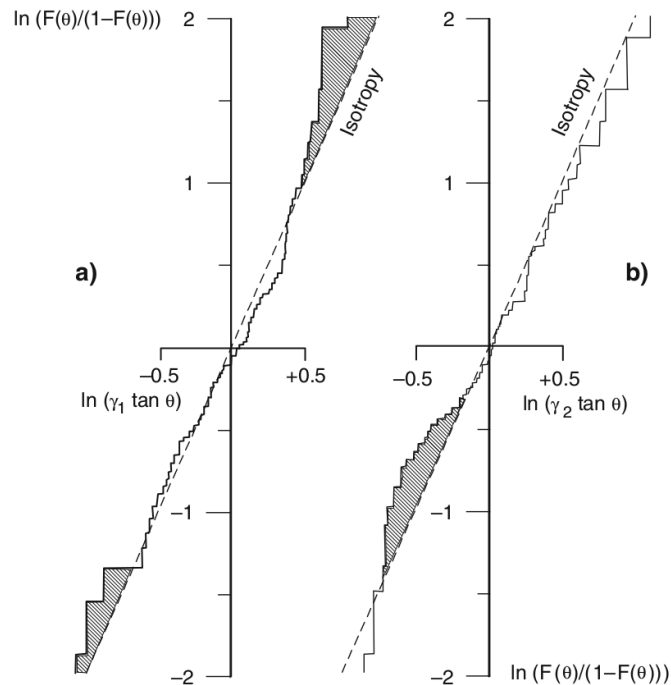


Figura 4.27: Duller-Walker ou F-T plots, nos gráficos são apresentadas a composição integral da distribuição angular em cones individuais. **a)** aplicados à cones "forward", **b)** aplicados à "backward". A distribuição ao longo da linha pontilhada corresponde a emissão isotrópica de secundários. As áreas sombreadas apresentam regiões de aglomerados ("clustering"). **a)** Existe um aglomerado forward e backward, em **b)** um aglomerado backward próximo da região central. Figura retirada da referência [72].

Na análise dos dados dos eventos de raios cósmicos da CBJ, aplicamos o modelo Duller-Walker em alguns eventos C-jatos e os resultados são apresentados nos gráficos da Figura 4.28. Os resultados mostram que os eventos analisados não são isotrópicos, de acordo com o modelo Duller-Walker [70], ou seja, a evidência do evento não ser isotrópico é um indício da formação de jatos de partículas em raios cósmicos.

## CAPÍTULO 4. ANÁLISES PRELIMINARES DOS DADOS DA RADIAÇÃO CÓSMICA101

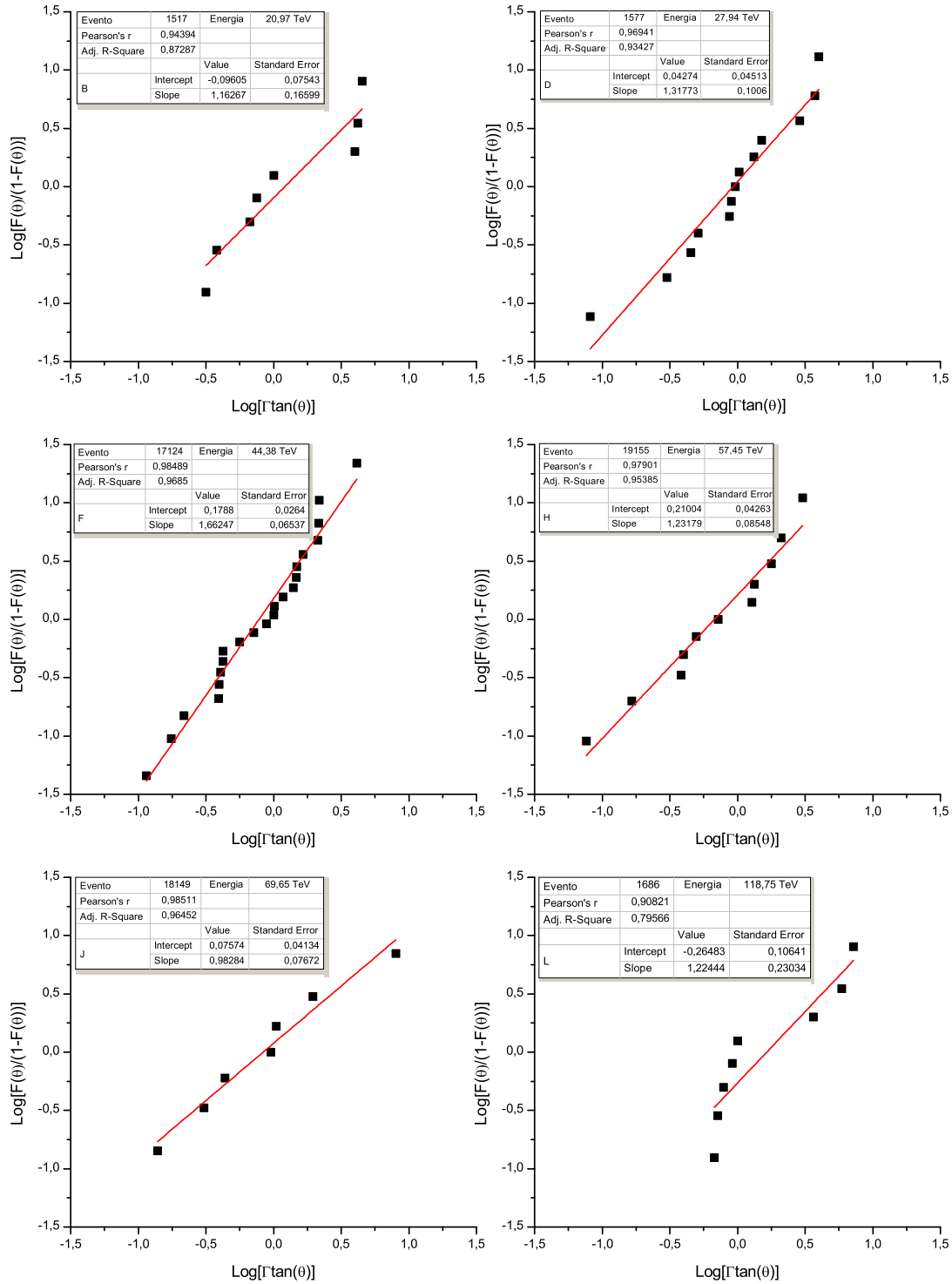


Figura 4.28: Os resultados da aplicação do modelo Duller-Walker aplicado aos eventos C-jatos 1517, 1577, 17124, 19115, 18149 e 1686. Os eventos escolhidos estão em ordem crescente de energia entre 20 - 120 TeV no referencial do LAB. [70, 71].

Analisando alguns eventos observamos que apresentam características de emissão isotrópica, na Figura 4.29, o gráfico faz a comparação entre dois eventos, um isotrópico e outro não isotrópico em diferentes energias.

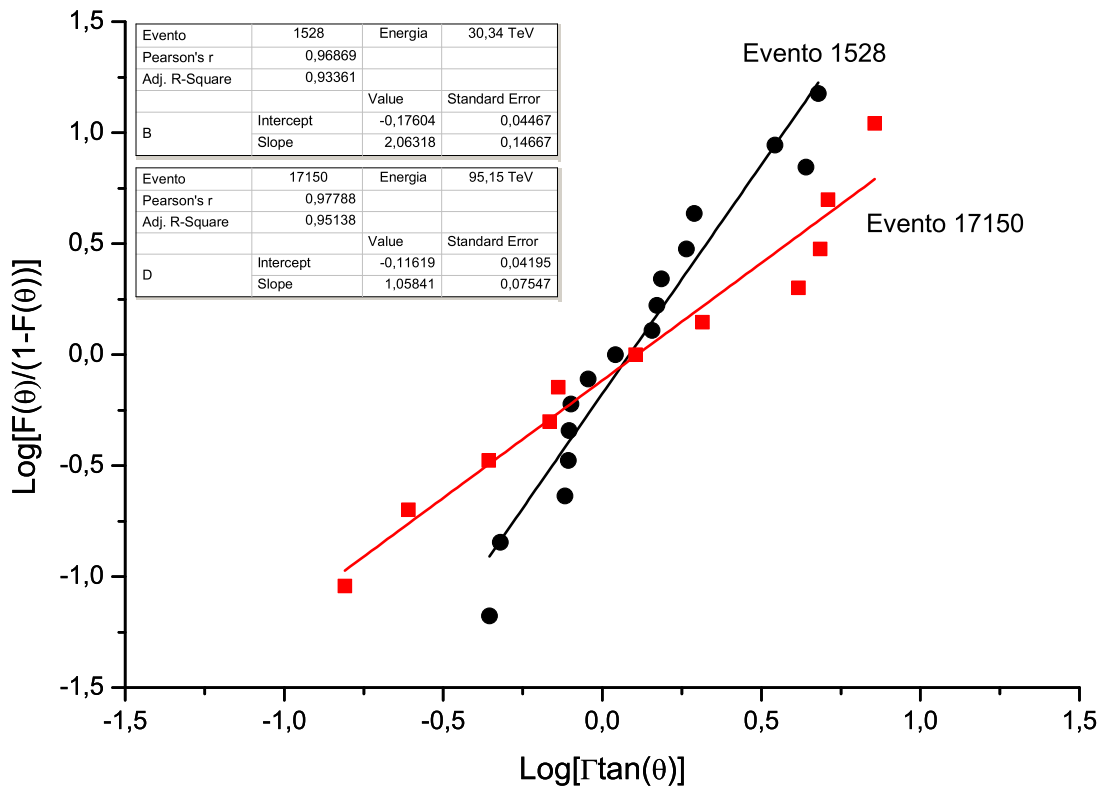


Figura 4.29: Os resultados da aplicação do modelo Duller-Walker aos eventos C-jatos 1528 e 17150, obtemos a comparação entre dois eventos. De acordo com o modelo Duller-Walker, a distribuição angular dos secundários para o evento 1528 é isotrópica e para o evento 17150 é não isotrópica.

Os resultados da análise dos dados de raios cósmicos da CBJ não apresentam num primeiro momento evidências experimentais, que comprovem a ocorrência de eventos difrativos em raios cósmicos, mas a comparação dos eventos C-jatos com os eventos gerados pelo PYTHIA 8 fornecem algumas indícios sobre as características dos processos de interações que ocorrem na câmara de emulsão. A concordância entre as distribuições dos eventos C-jatos e os eventos gerados pelo PYTHIA 8, para processos softQCD com somente gamas ( $\gamma$ ) proveniente do decaimento dos mé-

sons pions neutros ( $\pi^0$ ), etas ( $\eta^0$ ) e a interação de partículas carregadas. Essas informações são fundamentais na busca por uma compreensão dos processos de interações que ocorreram na câmara superior, que deram origem aos secundários observados na câmara inferior.

## Capítulo 5

# Discussão dos Resultados

Num primeiro momento, a análise preliminar dos eventos C-jatos não apresenta indícios de lacunas em pseudorapidez, que seriam assinaturas experimentais de processos difrativos, ou seja, não temos a princípio evidências experimentais que nos indiquem a presença de eventos difrativos em raios cósmicos. De qualquer forma, seria difícil observá-las, para não dizer improvável, no referencial do laboratório.

É importante, então, discutir as limitações presentes em nossos dados. Pelas características experimentais e pelo limiar de detecção de energia da câmara de emulsão ser da ordem de 0.2 TeV, parte dos eventos não é observada. O que inviabiliza uma análise no referencial do centro de momento, e consequentemente, uma comparação direta com os dados de aceleradores, especialmente com os dados do experimento CMS, no LHC, ou seja, a observação direta de uma lacuna não será possível.

A câmara de emulsão foi desenvolvida com o objetivo de estudar as interações hadrônicas de partículas provenientes de raios cósmicos com um alvo de Carbono (alvo fixo), ou seja, permitindo uma boa precisão da localização do vértice de interação dentro do alvo. Para tentar contornar todas as limitações, utilizamos o gerador de eventos PYTHIA 8, para simular os possíveis processos de interação hadrônicas que ocorrem na câmara, com o objetivo de buscar indícios a respeito dos processos que deram origem aos secundários observados na câmara inferior. Uma limitação do gerador PYTHIA 8 é não possibilitar interações próton-Carbono, ou seja, utilizamos interações



próton-próton, o que pode explicar as diferenças entre as distribuições entre as distribuições do PYTHIA 8 e dos eventos C-jatos.

Em experimentos com emulsões, no caso específico das câmaras da CBJ, não conhecemos a partícula que interagiu no Carbono nem sua energia. Neste trabalho, para as simulações no PYTHIA 8, partimos da hipótese um tanto arbitrária de que a partícula interagente seria um próton, interagindo com outro próton. Embora isto não seja verdade, serviu para uma análise preliminar, que é o objetivo deste trabalho. Uma análise mais consistente, que pretendemos fazer posteriormente, deve utilizar outros geradores, que contemple interações próton-Carbono e próton-Chumbo, como por exemplo o CORSIKA [73], HERWIG [74, 75] e EPOS [76].

Embora tenhamos limitações de detecção e geométricas, as câmaras de emulsão permitem a observação na região frontal em pseudorapidez entre  $6.6 \leq \eta \leq 14$ , que ainda não foi investigada pelos detectores em aceleradores.

A comparação dos nossos dados com os resultados das simulações utilizando o PYTHIA 8 merece especial atenção. Sem a utilização de qualquer tipo de corte, as distribuições (veja as Figuras 4.14, 4.15 e 4.16) não guardam qualquer semelhança, todavia, ao aplicarmos um corte em energia (e ângulo) para os dados gerados pelo PYTHIA 8 (somente a componente eletromagnética ( $\gamma$ )) temos uma concordância entre as distribuições (veja as Figuras 4.17, 4.18 e 4.19).

Vale mencionar que a configuração utilizada no PYTHIA 8 foi softQCD, que dá conta de processos difrativos e elásticos, na região de baixo momento transversal ( $p_T$ ). Como sabemos que câmara detecta a componente eletromagnética do evento, selecionamos no PYTHIA 8 apenas os gamas ( $\gamma$ ) na sua saída. Após a seleção da componente eletromagnética dos eventos gerados pelo PYTHIA 8 observamos uma melhor concordância aparente entre as distribuições.

Nas Figuras 4.20, 4.21 e 4.22 podemos ver a comparação com as simulações na configuração softQCD, considerando apenas processos de Difração Simples (Single Diffractive) e nas Figuras 4.23, 4.24 e 4.25 apenas processos de Difração Dupla (Double Diffractive), em ambos os processos utilizamos o corte para energia de 0.2 TeV e no ângulo  $\theta \leq 0.002547$  rad de acordo com as referências e dados experimentais da Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos (CBJ). As distribuições associadas aos processos de Difração Simples comparadas com as distribuições dos eventos C-jatos apresentam uma maior concordância, quando comparados com o caso de Difração

Dupla.

Os indícios de uma concordância aparente entre as distribuições do PYTHIA 8 e dados da CBJ nos levou naturalmente, a questionar o modelo de emissão isotrópica, utilizado originalmente pela CBJ. A busca por assimetrias ou distribuições não isotrópicas foi realizada utilizando o modelo proposto por Duller e Walker, que faz uma estimativa do grau de isotropia da distribuição angular do evento. Este modelo aplicado a alguns eventos C-jatos mostrou que estes apresentam características não isotrópicas (veja a Figura 4.28) que podem ser incídios experimentais associados a processos difrativos.

Uma análise posterior deve utilizar outras abordagens na busca de jatos, por exemplo utilizando o algoritmo anti-kt [77] (que é utilizado pela Colaboração CMS no LHC/CERN), e outro gerador que não o PYTHIA 8, para uma comparação mais consistente. No entanto, temos apenas indícios e não podemos neste momento nada afirmar acerca da presença de processos difrativos em interações hadrônicas de raios cósmicos, na faixa de energia considerada (20 a 124 TeV). Como já mencionamos, não podemos comparar os dados de raios cósmicos com dados de aceleradores, pois não conseguimos trabalhar no referencial de Centro de Massa, pelo fato que cada evento não é observado na sua totalidade, devido as limitações experimentais da câmara de emulsão.

Por fim, é importante ressaltar o caráter inédito deste trabalho. É a primeira tentativa de comparação entre os dados da CBJ e dados obtidos em aceleradores utilizando uma abordagem comum; ou seja, utilizando uma mesma linguagem, que no caso tem como referências o Modelo Padrão de Física de Partículas e a Teoria de Regge (no âmbito da Cromodinâmica Quântica não perturbativa).

# Referências

- [1] Peter KF Grieder. *Cosmic rays at Earth*. Gulf Professional Publishing, 2001.
- [2] Donald H Perkins. *Introduction to high energy physics*. Cambridge University Press, 2000.
- [3] Mark Thomson. *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [4] Thomas Schörner-Sadenius, ed. *The Large Hadron Collider*. Berlin: Springer, 2015. ISBN: 9783319150000, 9783319150017. DOI: 10.1007/978-3-319-15001-7. URL: <http://www.springer.com/gb/book/9783319150017>.
- [5] Vincenzo Barone e Enrico Predazzi. *High-energy particle diffraction*. Springer Science & Business Media, 2013.
- [6] Peter Donald Bruce Collins. “An introduction to Regge theory and high energy physics”. Em: *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, by PDB Collins, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2009* 1 (2009).
- [7] Bianca Keilhauer et al. “Impact of varying atmospheric profiles on extensive air shower observation: - Atmospheric density and primary mass reconstruction”. Em: *Astropart. Phys.* 22 (2004), pp. 249–261. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2004.08.004. arXiv: astro-ph/0405048 [astro-ph].
- [8] Peter L Biermann e Günter Sigl. “Introduction to cosmic rays”. Em: *Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*. Springer, 2001, pp. 1–26. URL: <https://arxiv.org/pdf/astro-ph/020425v1.pdf>.

- [9] Cesar MG Lattes et al. “Chacaltaya emulsion chamber experiment”. Em: *Progress of Theoretical Physics Supplement* 47 (1971), pp. 1–125. URL: <http://ptps.oxfordjournals.org/content/47.toc>.
- [10] Sin-itiro Tomonaga. “On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields.” Em: *Progress of Theoretical Physics* 1.2 (1946), pp. 27–42.
- [11] Julian Schwinger. “On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron”. Em: *Physical Review* 73.4 (1948), p. 416.
- [12] Julian Schwinger. “Quantum electrodynamics. I. A covariant formulation”. Em: *Physical Review* 74.10 (1948), p. 1439.
- [13] Richard Phillips Feynman. “Space-time approach to quantum electrodynamics”. Em: *Physical Review* 76.6 (1949), p. 769.
- [14] Richard P Feynman. “The theory of positrons”. Em: *Physical Review* 76.6 (1949), p. 749.
- [15] Richard P Feynman. “Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction”. Em: *Physical Review* 80.3 (1950), p. 440.
- [16] Freeman J Dyson. “The radiation theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman”. Em: *Physical Review* 75.3 (1949), p. 486.
- [17] G Arnison et al. “Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV”. Em: *Physics Letters B* 122 (1983), pp. 103–116.
- [18] M Banner et al. “Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN pp collider”. Em: *Physics Letters B* 122.5 (1983), pp. 476–485.
- [19] L GLASHOW E SHELTON. “Partial-symmetries of weak interactions”. Em: *Selected Papers on Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions* (1981), p. 171.
- [20] Abdus Salam e N Svartholm. “Elementary particle theory”. Em: *Almqvist and Wiksell, Stockholm* (1968), p. 367.

- [21] Steven Weinberg. “A model of leptons”. Em: *Physical review letters* 19.21 (1967), p. 1264. URL: <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [22] R Keith Ellis, W James Stirling e Bryan R Webber. *QCD and collider physics*. Cambridge university press, 2003.
- [23] Serguei Chatrchyan et al. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. Em: *Phys. Lett. B* 716 (2012), pp. 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [24] Georges Aad et al. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. Em: *Phys. Lett. B* 716 (2012), pp. 1–29. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.020. arXiv: 1207.7214 [hep-ex].
- [25] G. Aad et al. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. Em: *JINST* 3 (2008), S08003. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [26] S. Chatrchyan et al. “The CMS experiment at the CERN LHC”. Em: *JINST* 3 (2008), S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [27] Lyndon Evans e Philip Bryant. “LHC Machine”. Em: *JINST* 3 (2008), S08001. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001. URL: <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/3/08/S08001/pdf>.
- [28] K. A. Olive et al. “Review of Particle Physics”. Em: *Chin. Phys. C* 38 (2014), p. 090001. DOI: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [29] Alexander Aab et al. “The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory”. Em: *Nucl. Instrum. Meth. A* 798 (2015), pp. 172–213. DOI: 10.1016/j.nima.2015.06.058. arXiv: 1502.01323 [astro-ph.IM].
- [30] Serguei Chatrchyan et al. “Measurement of pseudorapidity distributions of charged particles in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV by the CMS and TOTEM experiments”. Em: *Eur. Phys. J. C* 74.10 (2014), p. 3053. DOI: 10.1140/epjc/s10052-014-3053-6. arXiv: 1405.0722 [hep-ex].

- [31] S. Ostapchenko. “On the model dependence of the relation between minimum-bias and inelastic proton-proton cross sections”. Em: *Phys. Lett. B* 703 (2011), pp. 588–592. DOI: 10.1016/j.physletb.2011.08.050. arXiv: 1103.5684 [hep-ph].
- [32] Betty Abelev et al. “Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE”. Em: *Eur. Phys. J. C* 73.6 (2013), p. 2456. DOI: 10.1140/epjc/s10052-013-2456-0. arXiv: 1208.4968 [hep-ex].
- [33] M. G. Poghosyan. “Diffraction dissociation in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  TeV, 2.76 TeV and 7 TeV with ALICE at the LHC”. Em: *J. Phys. G* 38 (2011), p. 124044. DOI: 10.1088/0954-3899/38/12/124044. arXiv: 1109.4510 [hep-ex].
- [34] EL Feinberg. “Pomeranchuk IYa. Suppl”. Em: *Nuov* 1101.3 (1956), p. 652.
- [35] M. L. Good e W. D. Walker. “Diffraction dissociation of beam particles”. Em: *Physical Review* 120.5 (1960), p. 1857.
- [36] Michele Arneodo e Markus Diehl. “Diffraction for non-believers”. Em: (2005). arXiv: hep-ph/0511047 [hep-ph].
- [37] Nicolo Cartiglia. “Diffraction at HERA”. Em: *The Strong interaction, from hadrons to partons: Proceedings, 24th SLAC Summer Institute on Particle Physics (SSI 96), Stanford, Calif., 19-30 Aug 1996*. 1996. arXiv: hep-ph/9703245 [hep-ph]. URL: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/confproc/ssi96/ssi96-014.html>.
- [38] J. D. Bjorken. “Rapidity gaps and jets as a new physics signature in very high-energy hadron hadron collisions”. Em: *Phys. Rev. D* 47 (1993), pp. 101–113. DOI: 10.1103/PhysRevD.47.101.
- [39] David G. d’Enterria. “Forward Physics at the LHC”. Em: *Proceedings, 15th International Workshop on Deep-inelastic scattering and related subjects (DIS 2007). Vol. 1 and 2: Munich, Germany, April 16-20, 2007*. 2007, pp. 1141–1152. DOI: 10.3204/proc07-01/221. arXiv: 0708.0551 [hep-ex]. URL: <https://inspirehep.net/record/757466/files/arXiv:0708.0551.pdf>.

- [40] R. D. Parsons et al. “Systematic uncertainties in air shower measurements from high-energy hadronic interaction models”. Em: *Astropart. Phys.* 34 (2011), pp. 832–839. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2011.02.007. arXiv: 1102.4603 [astro-ph.HE].
- [41] David d’Enterria et al. “Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics”. Em: *Astropart. Phys.* 35 (2011), pp. 98–113. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2011.05.002. arXiv: 1101.5596 [astro-ph.HE].
- [42] *Hadron-Hadron and Cosmic-Ray Interactions at multi-TeV Energies*. 2011. arXiv: 1101.1852 [hep-ex]. URL: <https://inspirehep.net/record/883930/files/arXiv:1101.1852.pdf>.
- [43] G. Anelli et al. “The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider”. Em: *JINST* 3 (2008), S08007. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08007.
- [44] Werner Herr e Bruno Muratori. “Concept of luminosity”. Em: *proceedings of CERN Accelerator School*. Vol. 361. 2003. URL: <https://cds.cern.ch/record/941318/files/p361.pdf>.
- [45] S. Schael et al. “Precision electroweak measurements on the Z resonance”. Em: *Phys. Rept.* 427 (2006), pp. 257–454. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.12.006. arXiv: hep-ex/0509008 [hep-ex].
- [46] A. Aktas et al. “Measurement and QCD analysis of the diffractive deep-inelastic scattering cross-section at HERA”. Em: *Eur. Phys. J.* C48 (2006), pp. 715–748. DOI: 10.1140/epjc/s10052-006-0035-3. arXiv: hep-ex/0606004 [hep-ex].
- [47] M. Deile et al. “Diffraction and total cross-section at the Tevatron and the LHC”. Em: *Springer Proc. Phys.* 108 (2006), pp. 40–45. DOI: 10.1007/978-3-540-32841-4\_7. arXiv: hep-ex/0602021 [hep-ex].
- [48] D. Acosta et al. “Diffractive dijet production at  $\sqrt{s} = 630$  GeV and 1800 GeV at the Fermilab Tevatron”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), p. 151802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.151802. arXiv: hep-ex/0109025 [hep-ex].
- [49] T. Aaltonen et al. “Diffractive Dijet Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV”. Em: *Phys. Rev.* D86 (2012), p. 032009. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.032009. arXiv: 1206.3955 [hep-ex].

- [50] Sercan Sen. “Measurement of the energy flow in a large  $\eta$  range and forward jets at LHC at  $\sqrt{s} = 0.9$  -TeV, 2.36-TeV and 7-TeV”. Em: *PoS DIS2010* (2010), p. 138. arXiv: 1102.2867 [hep-ex].
- [51] CMS Collaboration. *Technical proposal for the upgrade of the CMS detector through 2020*. Rel. téc. CERN-LHCC-2011-006. LHCC-P-004. Jun. de 2011. URL: <http://cds.cern.ch/record/1355706>.
- [52] “Physics at a High-Luminosity LHC with ATLAS”. Em: *Community Summer Study 2013: Snowmass on the Mississippi (CSS2013) Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*. 2013. arXiv: 1307.7292 [hep-ex]. URL: <https://inspirehep.net/record/1245017/files/arXiv:1307.7292.pdf>.
- [53] V. Andreev et al. “Exclusive  $\rho^0$  meson photoproduction with a leading neutron at HERA”. Em: *Eur. Phys. J. C* 76.1 (2016), p. 41. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3863-1. arXiv: 1508.03176 [hep-ex].
- [54] M. Derrick et al. “Rapidity gaps between jets in photoproduction at HERA”. Em: *Phys. Lett. B* 369 (1996), pp. 55–68. DOI: 10.1016/0370-2693(95)01588-4. arXiv: hep-ex/9510012 [hep-ex]. URL: [http://www-zeus.desy.de/zeus\\_papers/zeus\\_papers.html](http://www-zeus.desy.de/zeus_papers/zeus_papers.html).
- [55] Valery Lebedev e Vladimir Shiltsev. *Accelerator physics at the Tevatron collider*. Springer, 2014. URL: <http://link.springer.com/book/10.1007%2F978-1-4939-0885-1>.
- [56] R. Blair et al. *The CDF-II detector: Technical design report*. Rel. téc. 1996.
- [57] B. Pifer et al. “An Experiment at DØ to Study anti-Proton - Proton Collisions at 2-TeV: Design Report”. Em: (1983). URL: <http://inspirehep.net/record/196696/files/fermilab-design-1983-02.pdf>.
- [58] T. Affolder et al. “Double diffraction dissociation at the Fermilab Tevatron collider”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), p. 141802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.141802. arXiv: hep-ex/0107070 [hep-ex].
- [59] K. Aamodt et al. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. Em: *JINST* 3 (2008), S08002. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08002.



- [60] A. Augusto Alves Jr. et al. “The LHCb Detector at the LHC”. Em: *JINST* 3 (2008), S08005. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [61] Vardan Khachatryan et al. “Measurement of diffraction dissociation cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”. Em: *Phys. Rev. D* 92.1 (2015), p. 012003. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.012003. arXiv: 1503.08689 [hep-ex].
- [62] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna e Peter Z. Skands. “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”. Em: *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), pp. 852–867. DOI: 10.1016/j.cpc.2008.01.036. arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
- [63] Konstantin A. Goulianos. “Hadronic diffraction: Where do we stand?” Em: *Results and perspectives in particle physics. Proceedings, 18th Rencontres de Physique de la Vallée d’Aoste, La Thuile, Italy, February 29-March 6, 2004*. 2004, pp. 251–274. arXiv: hep-ph/0407035 [hep-ph].
- [64] Konstantin A. Goulianos. “Diffraction in QCD”. Em: *Corfu Summer Institute on Elementary Particle Physics (Corfu 2001) Corfu, Greece, August 31-September 20, 2001*. 2002. arXiv: hep-ph/0203141 [hep-ph]. URL: <http://alice.cern.ch/format/showfull?sysnb=2300203>.
- [65] Felix René Arias Revollo. “Interações hadrônicas : análise de C-jatos”. Tese de doutorado. Campinas, SP: Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP, 1996. URL: <http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=vtls000186867>.
- [66] S.L.C Barroso. “Análise de eventos Centauro”. Tese de Doutorado. Tese de doutorado. Campinas, SP: Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP, 2001. URL: <http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=vtls000218860>.
- [67] S Chatrchyan et al. “Performance of the CMS Hadron Calorimeter with Cosmic Ray Muons and LHC Beam Data”. Em: *JINST* 5 (2010), T03012. DOI: 10.1088/1748-0221/5/03/T03012. arXiv: 0911.4991 [physics.ins-det].

- [68] E.H. Shibuya. “Observações sobre interações na atmosfera de hadrons (partículas nuclearmente ativas) da radiação cósmica, detectadas em câmaras de fotoemulsões-chumbo expostas a 5220 metros acima do nível do mar”. Tese de doutorado. Campinas, SP: Instituto de Física "Gleb Wataghin", UNICAMP, 1977. URL: <http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=vtls000056133&opt=4>.
- [69] M. Batista e R. J. M. Covolan. “Leading particle effect, inelasticity and the connection between average multiplicities in  $e^+e^-$  and pp processes”. Em: *Phys. Rev. D* 59 (1999), p. 054006. DOI: 10.1103/PhysRevD.59.054006. arXiv: hep-ph/9811425 [hep-ph].
- [70] N. M. Duller e W. D. Walker. “High-Energy Meson Production”. Em: *Phys. Rev.* 93.1 (1954), p. 215. DOI: 10.1103/PhysRev.93.215.
- [71] M.J. Menon. “Observações sobre interações induzidas por hádrons da radiação cósmica, ocorridas no alvo de câmaras de fotoemulsões e chumbo”. Em: *Tese de Mestrado, publicada no Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas* 1 (1982). URL: <http://www.bibliotecadigital.unicamp.br/document/?code=vtls000056044>.
- [72] Peter Karl Grieder. *Extensive Air Showers*. Springer, 2010.
- [73] JN Capdevielle et al. “The Karlsruhe extensive air shower simulation code CORSIKA.” Em: *The Karlsruhe extensive air shower simulation code CORSIKA., by Capdevielle, JN; Grieder, P.; Knapp, J.; Gabriel, P.; Gils, HJ; Heck, D.; Mayer, HJ; Oehlschläger, J.; Rebel, H.; Schatz, G.; Thouw, T.. Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH (Germany). Inst. für Kernphysik, Nov 1992, 60 p., (1992)*.
- [74] M. Bahr et al. “Herwig++ Physics and Manual”. Em: *Eur. Phys. J. C* 58 (2008), pp. 639–707. DOI: 10.1140/epjc/s10052-008-0798-9. arXiv: 0803.0883 [hep-ph].
- [75] Johannes Bellm et al. “Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note”. Em: *Eur. Phys. J. C* 76.4 (2016), p. 196. DOI: 10.1140/epjc/s10052-016-4018-8. arXiv: 1512.01178 [hep-ph].
- [76] T. Pierog e K. Werner. “EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays”. Em: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 196 (2009), pp. 102–105. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2009.09.017. arXiv: 0905.1198 [hep-ph].

- [77] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam e Gregory Soyez. “The Anti- $k(t)$  jet clustering algorithm”. Em: *JHEP* 04 (2008), p. 063. DOI: 10.1088/1126-6708/2008/04/063. arXiv: 0802.1189 [hep-ph].

# Apêndice A

## A.1 Transformação de Lorentz numa Direção Arbitrária

$$\begin{bmatrix} E' \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\beta_x \gamma & -\beta_y \gamma & -\beta_z \gamma \\ -\beta_x \gamma & 1 + (\gamma - 1) \frac{\beta_x^2}{\beta^2} & (\gamma - 1) \frac{\beta_x \beta_y}{\beta^2} & (\gamma - 1) \frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} \\ -\beta_y \gamma & (\gamma - 1) \frac{\beta_y \beta_x}{\beta^2} & 1 + (\gamma - 1) \frac{\beta_y^2}{\beta^2} & (\gamma - 1) \frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} \\ -\beta_z \gamma & (\gamma - 1) \frac{\beta_z \beta_x}{\beta^2} & (\gamma - 1) \frac{\beta_z \beta_y}{\beta^2} & 1 + (\gamma - 1) \frac{\beta_z^2}{\beta^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{bmatrix},$$

No caso:

$$\beta_x \simeq 0, \quad \beta_y \simeq 0, \quad \beta \simeq \beta_z \simeq 0.9999999999,$$

$$\begin{bmatrix} E' \\ p'_x \\ p'_y \\ p'_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta \gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta \gamma & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{bmatrix}$$

$$c = 1, \quad E = \gamma m, \quad (\text{A.1.1})$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - |\vec{\beta}|^2}}, \quad |\vec{\beta}| = \beta \equiv \frac{|\vec{v}|}{c}.$$

multiplicando por  $\beta$  os dois lados da equação A.1.1, temos:

$$\beta E = \gamma m \beta, \quad (\text{A.1.2})$$

$$\beta E = \frac{m \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (\text{A.1.3})$$

Elevando ao quadrado os dois lados da equação e simplificando A.1.3, temos:

$$|\vec{p}|^2 = \beta^2 E^2 \quad \beta^2 = \frac{|\vec{p}|^2}{E^2}, \quad \beta = \frac{|\vec{p}|}{E}, \quad (\text{A.1.4})$$

$$\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2,$$

$$\vec{p}^2 = \vec{p}_x^2 + \vec{p}_y^2 + \vec{p}_z^2,$$

$$\beta^2 = \frac{\vec{p}_x^2 + \vec{p}_y^2 + \vec{p}_z^2}{E^2} = \frac{\vec{p}_x^2}{E^2} + \frac{\vec{p}_y^2}{E^2} + \frac{\vec{p}_z^2}{E^2}, \quad (\text{A.1.5})$$

Logo,

$$\beta_x = \frac{|\vec{p}_x|}{E}, \quad \beta_y = \frac{|\vec{p}_y|}{E}, \quad \beta_z = \frac{|\vec{p}_z|}{E}.$$

Para determinar o parâmetro  $\beta$  referente à transformação da pseudorapidez do **LAB** ( $\eta^{\text{LAB}}$ ) para a pseudorapidez do **CM** ( $\eta^{\text{CM}}$ ) é necessário fazer a transformação de Lorentz dos momentos do **LAB** para o **CM**, depois usar que a somatória dos momentos em relação ao **CM** é zero para encontrar o  $\beta_{\text{CM}}$ :

$$\sum_i^N \vec{p}_i^{\text{CM}} = 0, \quad (\text{A.1.6})$$

$$\sum_i^N \vec{p}_i^{\text{CM}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{CM}}^2}} \cdot \left( \sum_i^N \vec{p}_i^{\text{LAB}} - \vec{\beta}_{\text{CM}} \sum_i^N E_i^{\text{LAB}} \right) = 0, \quad (\text{A.1.7})$$

$$\sum_i^N \vec{p}_i^{\text{CM}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{CM}}^2}} \cdot \left( \sum_i^N \vec{p}_i^{\text{LAB}} - \vec{\beta}_{\text{CM}} \sum_i^N E_i^{\text{LAB}} \right) = 0, \quad (\text{A.1.8})$$

Usando  $c = 1$ ,

$$E^2 = m^2 + |\vec{p}|^2, \quad \text{considerando que } p \gg m \implies \boxed{E \simeq |\vec{p}|}. \quad (\text{A.1.9})$$

A partir da equação A.1.8 temos que:

$$\sum_i^N \vec{p}_i^{\text{LAB}} - \vec{\beta}_{\text{CM}} \sum_i^N E_i^{\text{LAB}} = 0, \quad (\text{A.1.10})$$

Para simplificar vamos usar a seguinte notação:

$$|\vec{p}| = \left| \sum_i^N \vec{p}_i^{\text{LAB}} \right|, \quad E_{\text{T}} = \sum_i^N E_i^{\text{LAB}}, \quad (\text{A.1.11})$$

$$\boxed{\beta_{\text{CM}} = \frac{|\vec{p}|}{E_{\text{T}}}}. \quad (\text{A.1.12})$$

# Apêndice B

## B.1 Pseudorapidez

A pseudorapidez ( $\eta$ ) é uma quantidade que é praticamente igual a grandeza rapidez, sendo o mais fácil de calcular o  $\eta$  do que a rapidez para partículas muito energéticas. A aproximação do momento longitudinal é  $p_z \approx E \cos \theta$ , onde  $\theta$  é o ângulo polar com respeito ao eixo do feixe, permite fazer a aproximação da rapidez da seguinte forma:

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right), \quad (\text{B.1.1})$$

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right), \quad (\text{B.1.2})$$

Sabemos das relações trigonométricas que:

$$1 + \cos \theta = 2 \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right), \quad (\text{B.1.3})$$

$$1 - \cos \theta = 2 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right), \quad (\text{B.1.4})$$

Logo, usando as equações B.1.3 e B.1.4, temos que:

$$\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{2 \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{2 \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} = \coth^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (\text{B.1.5})$$

Colocando B.1.5 na equação B.1.2:

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left[ \coth^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{\sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right], \quad (\text{B.1.6})$$

$$y \approx -\frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{\cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right] = -\frac{2}{2} \ln \left[ \frac{\sin \left( \frac{\theta}{2} \right)}{\cos \left( \frac{\theta}{2} \right)} \right], \quad (\text{B.1.7})$$

Portanto, a pseudorapidez  $\eta$  é definida como

$$\boxed{\eta \equiv -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]}. \quad (\text{B.1.8})$$

## B.2 Transformação da Rapidez

A transformação de Lorentz da energia  $E$  e momento  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$  do referencial do (LAB) para o referencial do (CM):

$$\left\{ \begin{array}{l} E^* = \gamma E - \gamma \beta p_z, \end{array} \right. \quad (\text{B.2.1a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_x^* = p_x, \end{array} \right. \quad (\text{B.2.1b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_y^* = p_y, \end{array} \right. \quad (\text{B.2.1c})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} p_z^* = -\gamma \beta E + \gamma p_z. \end{array} \right. \quad (\text{B.2.1d})$$

Com o fator de Lorentz ( $\gamma$ ) e o parâmetro da velocidade( $\beta$ ) definidos abaixo:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta \equiv \frac{v}{c}.$$

A invariância pode ser apresentada da seguinte forma, considerando o efeito da transformação de Lorentz ao longo do eixo  $\hat{z}$ , onde a rapidez  $y$  no referencial do (CM) após a transformação é dada por:



$$y^* = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E^* + p_z^*}{E^* - p_z^*} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{\gamma E - \gamma \beta p_z - \gamma \beta E + \gamma p_z}{\gamma E - \gamma \beta p_z - (-\gamma \beta E + \gamma p_z)} \right), \quad (\text{B.2.2})$$

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{(E + p_z)(1 - \beta)}{(E - p_z)(1 + \beta)} \right], \quad (\text{B.2.3})$$

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{E + p_z}{E - p_z} \right] + \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right] = y + \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right], \quad (\text{B.2.4})$$

$$y^* = y - \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right]. \quad (\text{B.2.5})$$

O termo de transformação da rapidez pode ser simplificado da seguinte forma:

$$\Gamma = -\frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right] \leftrightarrow \Gamma = -\ln \left[ \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \right],$$

$$-\tanh^{-1}(\beta) = \Gamma \leftrightarrow \boxed{\Gamma = -\tanh^{-1}(\beta)}.$$

Logo,

$$y^* = y - \tanh^{-1}(\beta). \quad (\text{B.2.6})$$

ou

$$\ln \left[ \sqrt{\frac{(1 + \beta)(1 + \beta)}{(1 - \beta)(1 + \beta)}} \right] = \ln \left[ \sqrt{\frac{(1 + \beta)^2}{1 - \beta^2}} \right] = \ln \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} (1 + \beta) \right] = \ln [\gamma(1 + \beta)],$$

$$y^* = y - \ln [\gamma(1 + \beta)]. \quad (\text{B.2.7})$$

No caso que  $\beta \approx 1$ , temos:

$$y^* = y - \ln(2\gamma). \quad (\text{B.2.8})$$

Então, a diferença em rapidez é a mesma medida observada em qualquer referencial,  $\Delta y^* = \Delta y = \Delta \eta^* = \Delta \eta$ . Portanto, um boost longitudinal do sistema de partículas não afeta a distribuição (histograma) da rapidez ou pseudorapidez.

### B.3 Invariância da Pseudorapidez

Para observar essa invariância, vamos supor que nós temos duas partículas ejetadas depois de uma colisão, com as respectivas pseudorapidez  $\eta_1$  e  $\eta_2$  quando medidas por algum observador num referencial. Agora, outro observador faz medidas das mesmas pseudorapidez em outro referencial, obtendo as  $\eta'_1$  e  $\eta'_2$ . Assim, temos que a diferença em pseudorapidez:

$$\eta'_1 - \eta'_2 = (\eta_1 - \tanh^{-1}(\beta)) - (\eta_2 - \tanh^{-1}(\beta)), \quad (\text{B.3.1})$$

$$\eta'_1 - \eta'_2 = \eta_1 - \eta_2. \quad (\text{B.3.2})$$

Portanto, a diferença em pseudorapidez é invariante sob boost de Lorentz longitudinal.