



Universidade do Estado do Rio de Janeiro
Instituto de Física Armando Dias Tavares
Pós-Graduação em Física

Dissertação de Doutorado

PPGF-D.03/07

Produção Difrativa de J/ψ no Experimento DØ

Ana Carolina dos Santos Assis Jesus

Orientador: Andre Sznajder

Co-orientador: Alberto Santoro

Rio de Janeiro

Julho de 2007

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Resumo

Este trabalho apresenta medidas de duas razões de produção difrativa envolvendo sabores pesados, através de um estudo em uma amostra reconstruída de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV com o uso do detector DØ situado no Fermilab. Estes eventos foram selecionados com o uso dos detectores do Monitor de Luminosidade, o sistema de calorimetria e o sistema de mÃons do DØ, em uma região de pseudo-rapidez $2,7 \leq |\eta| \leq 4,4$. As razões medidas foram $\frac{N_{diff}^{J/\psi}}{N_{total}^{J/\psi}} = (1,74 \pm 0,16(stat) \pm 0,13(sist))\%$ e $\frac{N_{diff}^b}{N_{total}^b} = (0,79 \pm 0,11(stat) \pm 0,23(sist))\%$.

Abstract

This work presents measurements of two diffractive production ratio for heavy flavour physics with the use of a reconstructed $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ sample in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using the DØ detector at Fermilab Tevatron. These events were selected using the Luminosity Monitor detectors, the calorimeter system and the muon system in a pseudo-rapidity region with range $2.7 \leq |\eta| \leq 4.4$. The measured ratio were estimated to be

$$\frac{N_{diff}^{J/\psi}}{N_{total}^{J/\psi}} = (1.74 \pm 0.16(stat) \pm 0.13(sist))\% \text{ e}$$
$$\frac{N_{diff}^b}{N_{total}^b} = (0.79 \pm 0.11(stat) \pm 0.23(sist))\%.$$

Agradecimentos

Meus agradecimentos especiais para todos aqueles que contribuíram para tornar esse trabalho uma realidade, especialmente a todos aqueles que me orientaram durante este percurso e aos componentes da banca examinadora pelos comentários que muito acrescentaram ao trabalho.

Agradeço à CAPES, ao CNPq e à FAPERJ pelo auxílio financeiro e à Pós-graduação em Física e ao Departamento de Física Nuclear e Altas Energias da UERJ pelo espaço e infra-estrutura disponibilizados.

Finalizando, gostaria de agradecer aos meus amigos, familiares e ao Pieter pelo suporte essencial.

Aos meus pais e a meu irmão.

Sumário

1	Introdução	10
2	Revisão Teórica	12
2.1	O Modelo Padrão	12
2.1.1	QCD	14
2.2	Processos Difrativos	15
2.2.1	Teoria de Regge	17
2.2.2	O Pomeron	21
2.2.3	Difração Dura	23
3	Produção de J/ψ	27
3.1	O Charmonium	27
3.2	Produção Direta	28
3.2.1	Modelo de Singlete de Cor (CSM)	29
3.2.2	Modelo de Octeto de Cor (CO)	30
3.3	Produção de B	32
4	O Experimento DØ no Fermilab	34
4.1	O Fermilab e a Cadeia de Aceleradores	34
4.1.1	Fonte de Prótons	36
4.1.2	<i>Booster</i>	36
4.1.3	Injetor Principal	36
4.1.4	Fonte de Anti-prótons	37
4.2	O Tevatron	37
4.3	O Experimento DØ	38
4.3.1	Sistema de Coordenadas	39
4.3.2	Sistema de Detecção de Traços	40
4.3.3	Campo Magnético	43
4.3.4	Detectores <i>Preshower</i>	44
4.3.5	Calorímetro	44
4.3.6	Detector de Múons	48

4.3.7	FPD (<i>Forward Proton Detector</i>)	50
4.3.8	Monitor de Luminosidade	56
4.3.9	Sistema de <i>Triggers</i> e Aquisição de Dados	61
5	Análise da Produção Difrativa de J/ψ	65
5.1	Amostra de Dados	65
5.1.1	Seleção de Dimuons	66
5.2	Gaps de Rapidez e Seleção de Eventos Difrativos	68
5.2.1	Métodos de Seleção	69
5.2.2	Métodos de Análise	70
5.3	Monte Carlo	71
5.3.1	Monte Carlo Difrativo	71
5.3.2	Monte Carlo não-Difrativo	75
5.3.3	Análise da Amostra Mista de MC	80
5.3.4	Estudo nas regiões de η	88
5.4	Análise da Amostra de Dados	88
5.4.1	Análise da Amostra de J/ψ produzida via decaimento do méson B	92
5.4.2	Análise da Amostra de J/ψ produzida diretamente	97
6	Conclusões e Perspectivas	103
	Bibliografia	108

Lista de Figuras

2.1	Descrição integrada das partículas elementares detectadas até o momento: os quarks, como constituintes básicos dos núcleos, os léptons e quatro bósons responsáveis pela intermediação das forças naturais.	13
2.2	Diagrama genérico para eventos de difração elástica em colisões próton-antipróton	17
2.3	Gráfico Chew-Frautschi para as trajetórias de um Reggeon genérico, do Píon e do Pomeron [17].	17
2.4	Diagrama de um processo genérico de espalhamento de dois corpos.	18
2.5	Diagrama genérico para processos (a) no canal- s e (b) no canal- t	19
2.6	Seção de choque total para colisões pp e $p\bar{p}$ [23].	21
2.7	Seção de choque diferencial em colisões $p\bar{p}$ para diferentes energias	22
2.8	Diagrama genérico para eventos de difração simples em colisões próton-antipróton	23
2.9	Visão esquemática da fatorização de Regge segundo Ingelman-Schlein.	24
3.1	Vista de um dos planos de detecção do experimento Mark I, no SLAC. A reconstrução da trajetória das partículas forma o desenho da letra grega ψ , que deu origem ao nome dessa descoberta [48].	28
3.2	Diagramas de Feynman para produção de quarks pesados em LO.	29
3.3	Diagramas de Feynman no modelo de singlete de cor.	30
3.4	Fragmentação gluônica para a produção de J/ψ no modelo de octeto de cor. Neste caso, um glúon é radiado durante o processo não-perturbativo.	31
3.5	Diagramas de Feynman para a produção de b via (a) fusão de glúons (LO); (b) separação de glúon (NLO) e (c) excitação de sabor (NLO).	32
3.6	Diagrama para um decaimento típico do méson B com produção de charmonium.	32
4.1	Visão esquemática da Cadeia de Aceleradores do Fermilab	35

4.2	Esquema da estrutura de feixes de prótons e anti-prótons.	38
4.3	Visão esquemática da lateral y - z do detector $D\emptyset$	39
4.4	Visão esquemática da lateral $r - z$ do detector $D\emptyset$, com visualização do sistema de traços.	40
4.5	Visão esquemática do detector SMT.	41
4.6	Visão de uma seção reta do detector $D\emptyset$, com o CFT, SMT e os calorímetros.	43
4.7	Visão esquemática do calorímetro do $D\emptyset$	44
4.8	Visão esquemática da lateral do calorímetro central e de um dos calorímetros frontais. As nuances em preto indicam como as células dos calorímetros se agrupam em torres para a leitura do sinal. As retas indicam intervalos de pseudo-rapidez, partindo do centro do detector.	46
4.9	Unidade de célula típica para o calorímetro, mostrando a estrutura de <i>gap</i> , as placas absorvedoras aterradas e as placas de sinal. . . .	48
4.10	Visão esquemática do sistema de múons.	49
4.11	Visão esquemática do FPD ao longo da linha do feixe do Tevatron, em ambos os lados do detector central [80].	51
4.12	Castelo de quadrupolo do FPD. <i>Pirani</i> , <i>Ions Pump</i> e <i>Hot Cathode</i> garantem o vácuo na região do detector. O LVDT (<i>Linear Variable Displacement Transducer</i>) monitora a posição do RP.	52
4.13	O detector de Fibras e a MAPMT.	54
4.14	Visualização da taxa com que quatro detectores, no caso, D2I, A2U, P2U e P1I, são atingidos e as auréolas do $D\emptyset$ (D0PHL e D0AHL) e do CDF (B0PLOS e B0ALOS) durante o processo de inserção.	55
4.15	Esquema do Monitor de Luminosidade. A visão $r - \phi$ de um dos vetores é mostrada do lado esquerdo. A visão $r - z$ de todos os vetores é mostrada à direita.	57
4.16	Visão esquemática do sistema de leitura do LM.	58
4.17	Visão do sistema VME de leitura para o LM. Este sistema digitaliza os sinais de cada PMT separadamente e está completamente integrado ao sistema de leitura do $D\emptyset$	58
4.18	Relatório sobre a Luminosidade do $D\emptyset$	62
4.19	Esquema do sistema de <i>trigger</i> do $D\emptyset$ e as razões nas quais os eventos são selecionados.	63
4.20	Diagrama de bloco para os sistemas de <i>trigger</i> L1 e L2. As setas indicam o fluxo dos dados passando pelos <i>triggers</i>	64
5.1	Distribuição de massa invariante para candidadtos a J/ψ , com $N(J/\psi) \sim 363266 \pm 981$	67

5.2	Visão esquemática para a produção difrativa de J/ψ em interações $p\bar{p}$	68
5.3	(a) Distribuição da multiplicidade no detector norte do LM; (b) Distribuição da multiplicidade no detector norte contra a multiplicidade no detector sul. É importante notar que esta amostra de MC simula eventos de difração simples com a presença de um <i>gap</i> na região norte e portanto a região sul possui, ao contrário da região norte, uma concentração de eventos a alta multiplicidade.	72
5.4	(a) Distribuição da soma, por evento, da energia depositada nas células do calorímetro frontal norte, cobrindo a mesma região em η correspondente ao detector norte do LM, para eventos difrativos. (b) Distribuição da soma de energia no calorímetro norte contra a soma de energia no calorímetro sul. Podemos observar que o lado sul apresenta maiores valores de energia, em se tratando de eventos difrativos de <i>gap</i> norte.	73
5.5	(a) e (c) Distribuição do momentum perdido pelo anti-próton durante a colisão. (b) e (d) Distribuição do momentum perdido pelo próton durante a colisão. (c) e (d) apresentam um <i>zoom</i> para eventos de baixo ξ	74
5.6	Distribuição da multiplicidade para eventos de J/ψ , não-difrativos, produzidos a partir do decaimento do méson B . (a) distribuição da multiplicidade no detector norte; (b) distribuição da multiplicidade no lado norte versus a multiplicidade no detector do lado sul.	75
5.7	Distribuição da energia depositada nos calorímetros frontais para eventos de J/ψ não difrativos produzidos a partir do decaimento do méson B . (a) distribuição da energia no calorímetro norte; (b) distribuição da energia no calorímetro norte versus a energia no calorímetro sul.	76
5.8	Distribuição da multiplicidade no LM para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente. (a) mostra a distribuição referente ao detector do lado norte e (b) mostra uma comparação entre os detectores norte e sul.	77
5.9	Distribuição da energia depositada nos calorímetros frontais para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente. (a) mostra a distribuição referente ao calorímetro norte e (b) mostra uma comparação entre os calorímetros norte e sul.	77
5.10	Distribuição do momentum perdido (a e c) pelo anti-próton e (b e d) pelo próton durante a colisão para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos a partir do decaimento do méson B	78

5.11	Distribuição do momentum perdido (a e c) pelo anti-próton e (b e d) pelo próton durante a colisão para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente.	78
5.12	Corte em 3σ de significância do comprimento de decaimento do J/ψ para uma amostra de MC contendo apenas eventos não-difrativos, produzidos diretamente e a partir do decaimento do méson B, normalizados por suas seções de choque.	80
5.13	Distribuição da massa invariante para candidatos a J/ψ produzidos a partir do decaimento do méson B para eventos de MC (a) não-difrativo e (b) difrativo. (a) $N(J/\psi_{no-difrativo}) = 17734 \pm 137$; (b) $N(J/\psi_{difrativo}) = 690 \pm 28$	81
5.14	Variáveis para a amostra mista de eventos difrativos e não-difrativos. (a) Distribuição da multiplicidade no detector norte do LM; (b) Distribuição da energia depositada no calorímetro norte. Pode-se notar em ambos os gráficos como os eventos difrativos e não-difrativos possuem diferentes formatos, entretanto há de se notar também, que a distribuição em (a) está em escala logarítmica, uma vez que em escala normal torna-se impossível observar os eventos difrativos.	83
5.15	Eficiência para cortes realizados (a) na multiplicidade dos detectores do LM e na (b) energia depositada nos calorímetros frontais.	85
5.16	Pureza versus contaminação para cortes realizados (a) na multiplicidade dos detectores do LM e na (b) energia depositada nos calorímetros frontais.	85
5.17	Distribuição da multiplicidade no LM para um corte a 10 GeV no calorímetro norte para (a) uma amostra puramente difrativa e para (b) uma amostra puramente não-difrativa.	86
5.18	Distribuição da energia para um corte a 2 disparos no detector norte do LM para (a) uma amostra somente de eventos difrativos e para (b) uma amostra de eventos apenas não-difrativos.	87
5.19	Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos via decaimento do méson B. $N(J/\psi) \sim 63142 \pm 496$, o que corresponde a $\sim (17 \pm 0.1)\%$ da amostra total.	89
5.20	Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos diretamente. $N(J/\psi) \sim 300391 \pm 879$, o que corresponde a $\sim (83 \pm 0.3)\%$ da amostra total.	90
5.21	Comparação entre a amostra de dados inclusiva com a amostra de MC não-difrativo, para (a) multiplicidade no LM e (b) energia no calorímetro. Ambas as distribuições apresentam um excesso de eventos na amostra de dados em relação à amostra de MC para a região de baixa atividade.	91

5.22	Comparação entre a amostra de dados correspondente à produção via decaimento do hadron B com a amostra mista de MC, difrativo e não-difrativo, de mesma fonte de produção, para (a) multiplicidade no LM e (b) energia no calorímetro. As amostras foram normalizadas arbitrariamente.	92
5.23	(a) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos via decaimento do méson B e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no LM. $N(J/\psi) \sim 184 \pm 17$; (b) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos via decaimento do méson B e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no calorímetro. $N(J/\psi) \sim 498 \pm 27$	95
5.24	(a) Curva de ajuste à distribuição de energia para um corte de seleção na informação de multiplicidade no LM; (b) Curva de ajuste à distribuição da multiplicidade para um corte de seleção na energia do calorímetro.	96
5.25	Distribuição de ξ para eventos selecionados com o (a) LM e com o (b) calorímetro, para eventos de J/ψ produzida via decaimento do B	97
5.26	(a) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos diretamente e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no LM. $N(J/\psi) \sim 1544 \pm 44$; (b) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos diretamente e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no calorímetro. $N(J/\psi) \sim 3385 \pm 65$	100
5.27	(a) Curva de ajuste à distribuição de energia para um corte de seleção na informação de multiplicidade do LM; (b) Curva de ajuste à distribuição de multiplicidade para um corte de seleção na energia do calorímetro.	101
5.28	Distribuição de ξ para eventos selecionados com o (a) LM e com o (b) calorímetro, para eventos de J/ψ produzidos diretamente.	102

Lista de Tabelas

5.1	Eficiência e pureza para cortes a baixa atividade	84
5.2	Eficiência e pureza para uma amostra selecionada na região central	88
5.3	Eficiência e pureza para uma amostra selecionada na região frontal	88

Capítulo 1

Introdução

Nas últimas décadas a QCD tem tido grande sucesso na descrição das interações fortes. Entretanto, a maior parte da seção de choque total, para eventos $p\bar{p}$ ou pp , está associada a processos não-perturbativos, como por exemplo espalhamentos difrativos, elásticos e inelásticos, os quais não podem ser calculados a partir da QCD, uma vez que a teoria de perturbação falha neste regime.

Em termos do estado final, os eventos difrativos são caracterizados pela presença de lacunas de rapidez [1, 2], que são regiões no espaço de pseudo-rapidez com ausência de partículas, os quais não são exponencialmente suprimidos com o aumento da largura da lacuna, como esperado para lacunas produzidas por flutuações na hadronização de um evento não-difrativo. A propriedade específica do estado final de eventos de difração simples, como por exemplo $p + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + X$, é a aparição de um hádron principal, isto é, um hádron com um momentum próximo ao momentum do feixe, o qual se espalha quase elasticamente e é separado do estado final difrativo pela lacuna de rapidez.

A Teoria de Regge [3], que é uma teoria precedente à QCD, fornece uma descrição razoável para os eventos de difração mole. Porém, uma vez que interações fortes são descritas pela QCD, é necessário encontrar uma maneira de explicar os processos difrativos no quadro da QCD, já que eles são resultados de interações fortes.

A produção de quarks pesados (Q) é um dos mais atrativos quadros de estudo para se testar a QCD, uma vez que a produção hadrônica de quarks pesados é possível a nível perturbativo, quando a massa do quark produzido é grande quando comparada a 1 GeV [4]. A produção de quark charm ($1,2 < m_c < 1,8$ GeV) é um processo que ocorre em abundância, o que facilita o seu estudo, embora haja dúvidas sobre se sua massa é suficientemente pesada para aplicação de QCD

perturbativa, fazendo-se seu estudo o limiar da QCD. Por outro lado, a produção de quark bottom ($4,5 < m_b < 5,0$ GeV), por ser suficientemente pesado é um processo que apresenta boa concordância com a QCD.

Do ponto de vista da física difrativa, a produção de sabores pesados merece atenção especial, não só devido ao fato de suas massas fornecerem uma escala dura, garantindo assim a aplicação de QCD perturbativa, mas como também pelo fato de que, sendo sua produção dominada pela contribuição glúon-glúon, esses eventos são capazes de fornecer informações importantes sobre o conteúdo glúônico do Pomeron (ver seção 2.2.3).

Foi escolhido, para este trabalho, o estudo da partícula J/ψ , que além de apresentar uma massa razoavelmente alta, o que possibilita a aplicação de QCD perturbativa, apresenta uma assinatura de fácil identificação, através de seu modo de decaimento leptônico. Uma vez que eventos de J/ψ em colisões a altas energias possuem duas fontes principais de produção, (uma fonte de produção direta, na qual seu vértice de produção não poder ser distinguido do vértice principal da colisão e a outra fonte a partir do decaimento de um méson B) é esperado não só o estudo da produção difrativa de estados de charmonium, mas também de hádrons contendo quark b .

Experimentalmente, as interações fortes são estudadas fazendo uso de um complexo de detectores e aceleradores, com o objetivo de atingir energia suficiente para possibilitar o estudo da estrutura partônica do próton. No caso de eventos difrativos, uma das maneiras de estudo experimental, é através da seleção de eventos que apresentem uma região do detector desprovida de partículas. O estudo, aqui apresentado, baseia-se neste tipo de seleção de eventos difrativos, através do estudo de uma amostra reconstruída de eventos $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ registrados em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV e apresenta a primeira medida de produção difrativa de sabores pesados realizada no DØ.

No decorrer desta tese faremos uma revisão sobre a teoria da Física de Partículas no capítulo 2, com ênfase em processos difrativos. Uma descrição sobre o processo de produção do méson J/ψ será feita no capítulo 3. No capítulo 4 será apresentado um resumo sobre o experimento DØ e seus componentes. Finalizando, a análise da produção difrativa de J/ψ é apresentada no capítulo 5, seguida pelas conclusões obtidas com a mesma e as perspectivas para a continuação deste trabalho.

Capítulo 2

Revisão Teórica

Uma das questões mais antigas da humanidade é saber do que o Universo é formado, e conseqüentemente, entender como seus constituintes se comportam. A Física de Partículas Elementares tem como objetivo a busca por este entendimento, através do estudo dos constituintes mais fundamentais da matéria e de suas interações. A seguir faremos uma descrição superficial do Modelo Padrão [5, 6, 7]. Muito embora o Modelo Padrão forneça uma boa descrição para muitos processos observados experimentalmente, ainda existem problemas em aberto. Entre estes encontra-se o tema principal desta dissertação, a física difrativa.

2.1 O Modelo Padrão

O termo elementar denomina um objeto sem qualquer subestrutura, uma partícula puntiforme. Entretanto, experimentalmente falando, só é possível estudar estruturas até uma determinada escala de comprimento e esta por sua vez é limitada pela energia disponível para estudo. Portanto, a definição do que é elementar ou fundamental é sempre baseada em verificações experimentais a energias cada vez mais altas.

Após a descoberta do nêutron em 1932 [8], pensava-se que este, juntamente com o elétron e o próton fossem os constituintes fundamentais de toda a matéria. Entretanto, em meados dos anos 60, experimentos envolvendo raios cósmicos, aceleradores e energias mais elevadas, revelaram a existência de um grande número de hadrons, de estados mais excitados e de maior massa, levando ao questionamento sobre se essas novas partículas também poderiam ser consideradas fundamentais. Ao mesmo tempo, uma série de medidas realizadas no final da década de 60, no SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*), em experimentos de

espalhamento, indicavam que os dados seriam mais facilmente entendidos se prótons e nêutrons fossem compostos por partículas puntiformes, que apresentassem cargas de $-\frac{1}{3}$ e $\frac{2}{3}$ da carga do elétrica do pósitron.

Assim, no início dos anos 70, tornava-se cada vez mais claro que hádrons não eram partículas elementares, mas sim compostas por aquelas partículas de carga fracionária, que foram então denominadas de *quarks*, como já sugerido anteriormente e independentemente, por Murray Gell-Mann e George Zweig. Por outro lado, partículas como o elétron, denominadas de léptons, continuavam a não apresentar subestrutura, e portanto a serem referidas como fundamentais. Essa linha de pensamento, que a princípio era completamente teórica, uniu-se a observações de espalhamento do elétron e espectroscopia de partículas e ao modelo de quarks culminando no atual Modelo Padrão (Fig. 2.1).

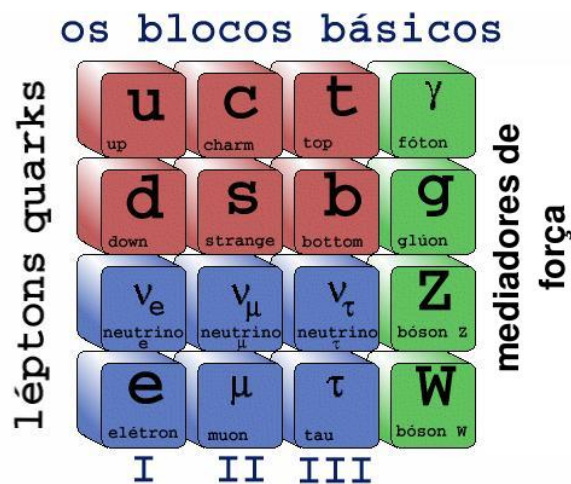


Figura 2.1: Descrição integrada das partículas elementares detectadas até o momento: os quarks, como constituintes básicos dos núcleos, os léptons e quatro bósons responsáveis pela intermediação das forças naturais.

O Modelo Padrão incorpora todas as partículas conhecidas como fundamentais (quarks, léptons e bósons de gauge, que são partículas mediadoras das interações) e descreve três das interações fundamentais¹ - forte, fraca e eletromagnética.

No Modelo Padrão temos os seguintes bósons de gauge:

- Fóton (γ), mediador da interação eletromagnética.

¹A gravitação não está incluída no Modelo Padrão por não ser expressa como uma Teoria de Campo de Gauge. O graviton (G), seu suposto mediador, ainda não foi observado.

- Bósons W^\pm e Z^0 , mediadores da interação fraca.
- Glúons (g), mediadores da interação forte. Existem oito glúons, seis deles sendo rotulados como pares de cor e de anti-cor e duas outras combinações mais complexas entre cores e anti-cores.

O Modelo Padrão é uma teoria quântica de campos de gauge [9]. Para cada uma das interações a Lagrangeana dos campos deve ser invariante sob as transformações de gauge de diversos grupos de simetria. No total, o Modelo Padrão é invariante para os grupos $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, levando, em adição, à conservação de diversos números quânticos, como por exemplo o número bariônico e o número de léptons.

A primeira Teoria Quântica de Campo foi a Eletrodinâmica Quântica (QED - *Quantum Electrodynamics*), que descreve as interações eletromagnéticas de cargas com fótons e é expressa como uma Teoria de Gauge $U(1)$ conservando carga elétrica. Essa teoria se uniu à Teoria Fraca dando origem a Teoria Eletrofraca, uma Teoria de Gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ que conserva o isospin fraco (I) e a hipercarga (Y), que como demonstrado pela relação de Gell-Mann-Nishijima (Eq. 2.1), estão relacionados à carga eletromagnética. Esta teoria combinada descreve o fenômeno do decaimento nuclear e é a única maneira pela qual neutrinos interagem.

$$Y = 2(Q - I_3) \quad (2.1)$$

A Teoria que descreve as interações fortes é conhecida como Cromodinâmica Quântica (QCD - *Quantum Chromodynamics*) [4] e é uma Teoria de Gauge $SU(3)_C$.

2.1.1 QCD

A QCD explica as interações fortes através de uma troca de glúons virtuais entre objetos que possuam carga de cor e na qual há conservação de isospin forte e hipercarga forte. Existem três cores: verde, azul e vermelha, e elas não são observadas isoladas, apenas combinações neutras entre elas são permitidas pela teoria. Como já mencionado anteriormente, segundo a teoria $SU(3)$, são possíveis oito combinações de cor e anti-cor para os glúons.

Uma vez que os glúons são coloridos, eles também são capazes de interagir entre si. Esse acoplamento entre glúons origina um efeito de anti-blindagem².

²Em contraste ao efeito de blindagem da QED, pelo qual tem-se a impressão de que a carga observada do elétron é menor a maiores distâncias.

Este efeito de (anti-)blindagem, origina uma constante de acoplamento 'variável' ('*running*' *coupling constant*) em função de Q^2 , e expressa como:

$$\alpha_s(|Q^2|) = \frac{12\pi}{(11n_c - 2n_f)\ln|Q^2|/\Lambda^2}, \quad (2.2)$$

onde Q é o quadri-momentum transferido em um espalhamento (ver seção 2.2.1), $n_f = 6$ (número de sabores), $n_c = 3$ (número de cores) e Λ é o fator de escala do esquema de renormalização. A constante de acoplamento variável leva a dois aspectos importantes da QCD: a **liberdade assintótica** e o **confinamento**.

A *liberdade assintótica* ocorre quando as cargas coloridas estão muito próximas umas das outras, o que faz com que o valor da constante de acoplamento tenda a zero, levando as partículas elementares a se comportarem como se estivessem livres dentro de uma partícula composta. Esta região de pequena distância é (equivalente a alto Q^2) denominada de região perturbativa, a região na qual os cálculos em QCD tornam-se possíveis. A energias suficientemente altas, é possível sondar os pártons constituintes (quarks e glúons) dentro dos hádrons (as partículas constituídas) e com o uso de funções de estrutura (funções que parametrizam o conteúdo partônico de uma partícula por meio das PDF - *parton distribution functions* [10, 11, 12, 13, 14, 15]) e fatorização, modelar a fração de momentum que vários pártons transportam dentro dos hádrons.

Por sua vez, *confinamento* é a propriedade que diz que quanto mais as partículas tenderem a se afastar umas das outras (região a baixo Q^2), maior será a constante de acoplamento. Como consequência, quando um párton move-se para longe de seus vizinhos, o campo de cor dos glúons conectado a ele, ganha energia suficiente para criar pares $q\bar{q}$. Isso leva ao mecanismo de hadronização, a partir do qual pode-se observar formações de jatos.

2.2 Processos Difrativos

Processos hadrônicos são tradicionalmente divididos em duas classes distintas: processos moles e processos duros. Os processos moles, como por exemplo espalhamentos elásticos, são caracterizados por uma escala de energia da ordem do tamanho $R(\sim 1fm)$ do hádron, onde do ponto de vista teórico, a QCD perturbativa é inadequada como descrição, pois a presença de uma grande escala de comprimento torna estes processos intrinsecamente não-perturbativos. A aproximação que tem sido adotada, desde a década de 60, para descrever processos

moles é a Teoria de Regge [16, 17, 18], que é um modelo fenomenológico muito bem sucedido que precede a QCD, e que veremos mais adiante na seção 2.2.1.

Processos duros, por sua vez, são caracterizados por duas, ou mais, escalas de energia. Uma delas sendo ainda da ordem do tamanho do hádron, enquanto a outra é uma escala "dura" de energia. O momentum transferido neste tipo de processo é da ordem desta escala de energia e portanto alto, $\sim 1\text{GeV}^2$. Dois exemplos deste tipo de processo são o espalhamento profundamente inelástico (DIS - *deep inelastic scattering*) e a produção de jatos a alto- p_T . O alto valor do momentum transferido permite o uso de QCD perturbativa, porém, parte deste processo ainda possui origem não-perturbativa.

O que torna os processos difrativos duros tão interessantes é o fato deles possuírem ambas as propriedades, mole e dura, sendo então, muito utilizados no estudo do regime de transição da física mole para a física dura. Como observado no Tevatron [19], os processos difrativos contribuem com aproximadamente 40% da seção de choque total, sendo portanto, muito importante um bom entendimento sobre estes processos, para termos uma teoria completa.

A maior componente dos processos difrativos é a difração mole, da qual o espalhamento elástico (Fig. 2.2) é o processo dominante. Os processos difrativos moles têm sido muito bem explicados pela teoria de Regge. Já os processos duros (ver seção 2.2.3) sugerem a possibilidade de se estudar a difração, pelo menos em alguma aproximação, dentro da dinâmica perturbativa da QCD, fornecendo a possibilidade de se "traduzir" a teoria de Regge na linguagem da QCD.

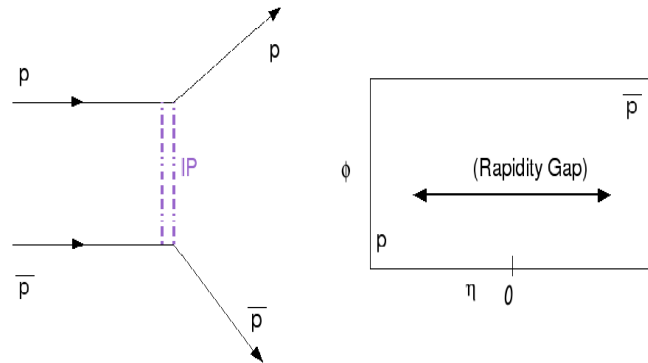


Figura 2.2: Diagrama genérico para eventos de difração elástica em colisões próton-antipróton .

2.2.1 Teoria de Regge

Processos de difração mole são muito bem explicados pela teoria de Regge, um modelo fenomenológico, que foi proposto em 1959 por Tullio Eugino Regge, com o objetivo de entender melhor os processos de interações fortes. Esta teoria, que precede a QCD, interpreta as interações fortes como ocorrendo via troca de 'objetos', ou **trajetórias de Regge** (Fig. 2.3) $\alpha(t)$, onde $\alpha(t)$ é uma função complexa do momentum angular.

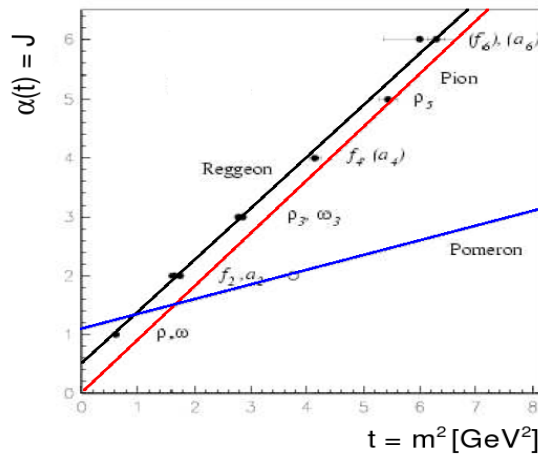


Figura 2.3: Gráfico Chew-Frautschi para as trajetórias de um Reggeon genérico, do Píon e do Pomeron [17].

Amplitude de espalhamento no limite de Regge

Não sendo o escopo desta tese tratar da difração mole, vamos apresentar apenas um resumo das principais passagens da descrição da Amplitude de Regge.

Interações do tipo $2 \rightarrow 2$ são freqüentemente representadas por amplitudes de espalhamentos, como mostrado na Fig. 2.4. Em tais interações, a partícula 1 interage com a partícula 2 resultando nos estados 3 e 4, que podem ser novas partículas ou as mesmas partículas com novos quadri-momenta.

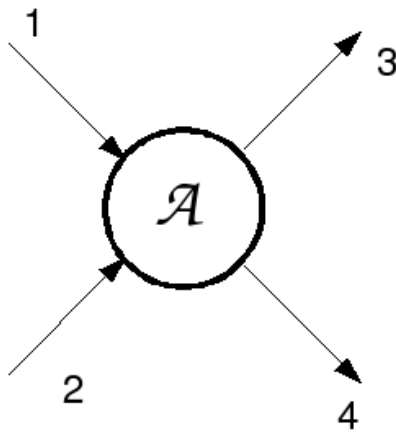


Figura 2.4: Diagrama de um processo genérico de espalhamento de dois corpos.

Duas das variáveis cinemáticas de Mandelstam são definidas em termos dos quadri-momenta das partículas como

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad (2.3)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = -Q^2 \quad (2.4)$$

onde \sqrt{s} é a energia de centro de massa e t é o quadrado do quadri-momentum transferido entre as partículas 1 e 3. Uma terceira variável, não independente, é definida como $u = (p_1 - p_4)^2$. Essas variáveis originam uma importante distinção entre diferentes topologias. Um processo de canal- s é aquele no qual as partículas 1 e 2 se aniquilam e produzem uma nova partícula, e esta, por sua vez, decai nas partículas 3 e 4 do estado final, como esquematizado na Fig. 2.5(a). Por outro lado, um processo de canal- t é aquele no qual um mediador é trocado entre as

partículas 1 e 2, resultando nas partículas 3 e 4 no estado final (Fig. 2.5(b)).

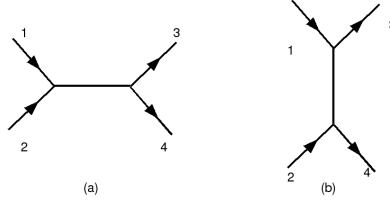


Figura 2.5: Diagrama genérico para processos (a) no canal- s e (b) no canal- t .

Considere, então, uma amplitude na expansão de ondas parciais no canal- t , como:

$$\mathcal{A}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) a_l(t) P_l(\cos \theta) \quad (2.5)$$

Onde, para não termos problemas com a violação do limite de Froissart (s^J para $J > 1$), transformamos a expressão (Eq. 2.5), de uma soma em uma integral usando a transformação de Sommerfeld-Watson:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{(t)}(s, t) &= \sum_{l=0}^{\infty} (2l + 1) a_l(t) P_l(\cos \theta_t) \\ &\longrightarrow \frac{1}{2i} \oint_C \frac{a(\rho, t) (2\rho + 1) P_\rho(-\cos \theta_t) d\rho}{\sin(\pi\rho)} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Considera-se o teorema de Carlson para garantir que a interpolação seja única, e, em seguida, de posse da fórmula de Froissart-Gribov [18, 21] podemos escrever:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^\zeta(x, t) &= \sum_{0 \leq l \leq N} \frac{2l + 1}{2} a_l(t) [P_l(x) + \zeta P_l(-x)] + \\ &+ \frac{1}{4i} \oint_{C'} (2\rho + 1) a^\zeta(\rho, t) [P_\rho(-x) + \zeta P_\rho(x)] d\rho \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde $P_l(x)$ são os Polinômios de Legendre e $\zeta = (-1)^l = \pm 1$, uma assinatura para momenta angulares par e ímpar.

Fazendo agora a hipótese dos pólos de Regge no plano complexo $\Im m\rho \times \Re e\rho$ e usando a fórmula do resíduo obtém-se:

$$\mathcal{A}^{(s)}(s, t) = \sum_i \beta_i(t) \frac{1 + \zeta_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_i(t)} \quad (2.8)$$

onde $\beta_i(t) = \gamma_i^{a_1} \gamma_i^{b_2}$ numa configuração $2 \rightarrow 2, 1 + 2 \rightarrow 3 + 4$.

Este resumo serve apenas para indicar os principais pontos da derivação fenomenológica do modelo de Regge[16, 20]. Esta amplitude tem todas as propriedades que desejamos de uma amplitude de espalhamento:

- Analiticidade em t ;
- Regime de estados ligados;
- Unitariedade satisfeita somente em t ;
- Fatorização dos resíduos $\beta_{ab \rightarrow 12} = \beta_{a_1} \beta_{b_2}$.

2.2.2 O Pomeron

Como pode ser visto na Fig. 2.3 um reggeon genérico tem uma trajetória $\alpha_R(t) \sim 0,5 + t$. Entretanto, para colisões como pp e $p\bar{p}$, a seção de choque total começa a ascender em torno de $20 - 30 GeV$, como podemos observar na Fig. 2.6, o que torna claro a necessidade de uma trajetória com interceção maior que a unidade, para se levar em conta este tipo de comportamento. Esta trajetória foi nomeada após I. Y. Pomeranchuk [22], quem explicou que esta trajetória deveria ter os números quânticos do vácuo: sem carga, sem cor e com spin, isospin e número bariônico zero. A esta trajetória, que também pode ser vista na Fig. 2.3, e às suas quase-partículas, foram dadas o nome de *pomeron*.

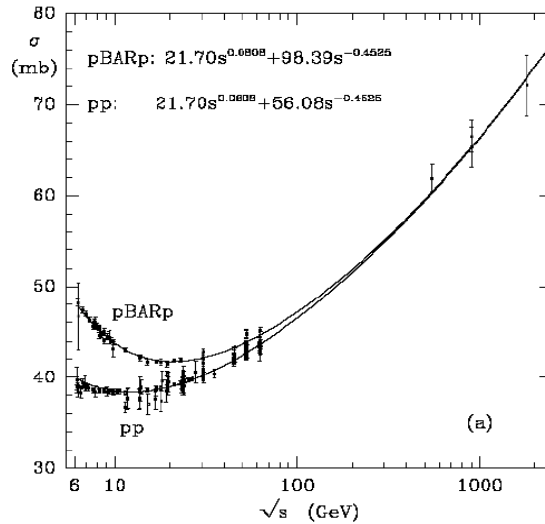


Figura 2.6: Seção de choque total para colisões pp e $p\bar{p}$ [23].

Donnachie e Landshoff parametrizaram as seções de choque totais mostradas na Fig. 2.6 como sendo constituídas por duas contribuições,

$$\sigma_{tot} = X s^{\alpha(0)_{IP}-1} + Y s^{\alpha(0)_{R}-1} \quad (2.9)$$

O segundo termo da Eq. 2.9, Y , é a contribuição da troca de reggeon. Este termo domina a baixas energias, descrevendo assim a queda da seção de choque. Já o primeiro termo, X , é o coeficiente para a troca de pomeron, termo que domina a altas energias, parametrizando então a ascensão da seção de choque. Um ajuste aplicado às duas seções de choque, pp e $p\bar{p}$, levou à conclusão de que ele seria

o mesmo para ambas as colisões. A interceção ajustada dessa trajetória foi encontrada como sendo $\alpha_{IP} = 1,08$ [23]. A inclinação da trajetória do pomeron foi determinada a partir de um ajuste da seção de choque diferencial em diferentes intervalos de energia, demonstrado na Fig. 2.7, como sendo $\alpha'_{IP} = 0,25 \text{GeV}^{-2}$ [24].

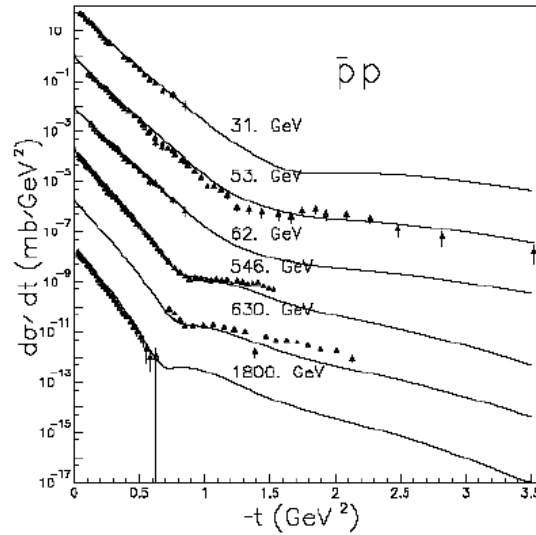


Figura 2.7: Seção de choque diferencial em colisões $p\bar{p}$ para diferentes energias

A trajetória do pomeron é mais complicada que a trajetória do reggeon. Nota-se que com uma interceção de 1,08, a seção de choque continuaria a crescer e eventualmente acabaria por violar a lei da unitariedade a energias de centro de massa muito altas. Esse crescimento, entretanto, poderia ser reduzido a alto \sqrt{s} , através da troca de múltiplos pomerons: quando dois, três ou mais pomerons são trocados numa mesma interação, eles contribuem para a seção de choque com sinais alternados e aumentam a magnitude, restaurando então, a unitariedade. A $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ tais interações múltiplas contribuem com aproximadamente 10% da seção de choque total [25].

Estudos posteriores vieram apontar a existência de duas trajetórias para o pomeron. A trajetória de interceção em 1,08 é referida, então, como **pomeron mole** e é capaz de descrever fenomenologicamente um grande número de processos físicos. Em 1997, experimentos no HERA [26] sondaram o próton com um fóton virtual, emitido por um elétron, e descobriram que a interceção do pomeron parece aumentar com a virtualidade do fóton. No ano seguinte, Donnachie e Landshoff propuseram que tal comportamento seria descrito pela existência de um **pomeron**

duro, com $\alpha_P(0) \sim 1,4$ [27].

Até hoje, nenhuma partícula foi encontrada como pertencente à trajetória do pomeron, entretanto estas supostas partículas são esperadas serem compostas de dois ou mais glúons ("*glueballs*") [28, 29]. O mais baixo objeto da trajetória mole teria $J = 2$ com uma massa de aproximadamente 2 GeV, e há a existência de *glueballs* candidatos para este estado. Um outro *glueball* candidato teria massa levemente mais alta [30] e pertenceria à trajetória do pomeron duro.

2.2.3 Difração Dura

Processos difrativos são colisões de singletos de cor, onde nem cor e nem sabor são trocados durante a colisão e que têm seu momentum transferido, parametrizado como a troca de uma partícula sem cor e com números quânticos do vácuo, denominada de pomeron (\mathbb{P}).

Um exemplo de evento difrativo em colisões próton-antipróton é a interação $p + \bar{p} \rightarrow p + X$. Essa interação é um exemplo de difração simples, no qual apenas um dos hádrons iniciais aparece, praticamente intacto (representado pelo próton na Fig. 2.8) no estado final, mas momentum suficiente para dissociar o \bar{p} em um sistema de multi-partículas, X , é transferido durante o processo. Uma vez que o próton permanece intacto, um amplo ângulo sólido, livre de partículas e denominado de lacuna de rapidez (*rapidity gap*), o envolve. Esta lacuna de rapidez é uma das assinaturas experimentais para eventos difrativos.

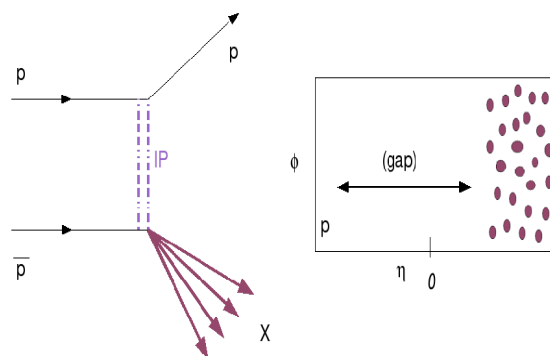


Figura 2.8: Diagrama genérico para eventos de difração simples em colisões próton-antipróton .

O exemplo descrito acima pode ser tanto um processo de difração mole, quanto de difração dura, sendo que, no caso de uma difração dura, a partícula que quebra pode produzir partículas de altas energias ou altas massas no detector central (como por exemplo jatos, bósons W/Z ou quarks pesados). A colaboração UA8 [31], no CERN, descobriu a difração dura através da observação de jatos em eventos difrativos e passado algum tempo deduziram uma função de estrutura para o pomeron [32, 33]. As colaborações ZEUS e H1 no HERA também chegaram à conclusão de que uma fração substancial do pomeron teria uma estrutura dura de glúons enquanto o H1 demonstrou uma componente dura de quarks [34, 35]. Nos dados do HERA, aproximadamente 10% dos eventos inelásticos são difrativos.

Como já mencionado na seção 2.2.2, o modelo do pomeron mole funciona muito bem enquanto modelo fenomenológico para descrição de eventos de difração mole, entretanto ainda há a questão da existência, ou não, de partículas reais que se ajustem à trajetória do pomeron. Numa tentativa de combinar o sucesso do modelo de Regge com a teoria perturbativa da QCD, Ingelman e Schlein [36] propuseram estudar a estrutura do Pomeron com o uso das ferramentas do DIS, de uma maneira análoga ao estudo da estrutura interna do próton.

Para tanto, o modelo de Ingelman-Schlein baseia-se na hipótese da fatorização do pomeron e afirma que o espalhamento de difração dura pode ser descrito em termos de um pomeron emitido pelo hádron inicial (ver Fig. 2.9(a)), carregando uma certa fração, $\xi = 1 - \frac{p_f}{p_i}$ (onde p_f é o momentum final e p_i é o momentum inicial), do momentum inicial do núcleon. O pomeron então, por sua vez, interage com o outro hádron através de alguma subestrutura interna (Fig. 2.9(b)).

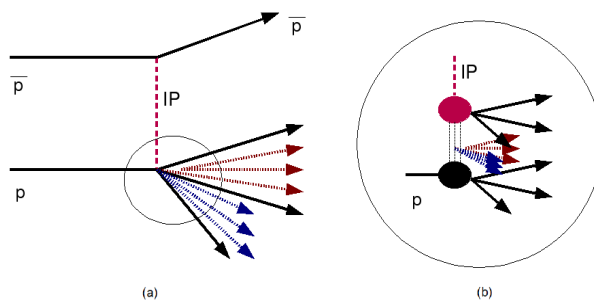


Figura 2.9: Visão esquemática da fatorização de Regge segundo Ingelman-Schlein.

Podemos então, escrever a seção de choque diferencial para este tipo de sistema como

$$\frac{d^2\sigma(p + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + X)}{d\xi dt} = F_{IP/\bar{p}}(\xi, t)\sigma(IP + p \rightarrow X) \quad (2.10)$$

onde o termo $F_{IP/\bar{p}}(\xi, t)$ é a probabilidade de que o \bar{p} emita um pomeron com valores ξ e t . Chamamos esta probabilidade de fator de fluxo do pomeron. Enquanto o termo $\sigma(\mathbb{P}+p \rightarrow X)$ é a seção de choque de interação do pomeron com o próton para resultar no estado final X .

O fator de fluxo foi encontrado por um ajuste global feito por Donnachie e Landshoff [37] sendo

$$F_{IP/\bar{p}}(\xi, t) = \frac{9\beta_0^2}{4\pi^2}\xi^{1-2\alpha_{IP}(t)} \left[\frac{4m^2 - 2.8t}{(4m^2 - t)(1 - t/0.71)^2} \right]^2 \quad (2.11)$$

onde $\beta_0^2 \sim 3.5\text{GeV}^{-2}$ e m é a massa do nucleon. Já a seção de choque pode ser reescrita, com a ajuda da hipótese da fatorização, como

$$\sigma(IP + p \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int d\beta dx_b f_{a/IP}(\beta) \times f_{b/p}(x_b)\sigma(a + b \rightarrow X) \quad (2.12)$$

onde o único termo desconhecido é a função de estrutura do parton a com fração de momentum β no pomeron ($f_{a/IP}(\beta)$). Com isso, através de medidas da seção de choque diferencial, é possível estudar a estrutura interna do pomeron.

No Tevatron, eventos difrativos em espalhamentos $p\bar{p}$ também têm sido observados pela seleção de eventos com lacunas de rapidez e/ou com a presença de um hadron intacto no estado final. Muitas topologias diferentes foram estudadas, incluindo difração simples com produção de di-jatos [38, 39], bósons W e Z [40, 41], quarks bottom [42] e méson J/ψ [43], e a fração³ de eventos difrativos, para um dado processo, foi encontrada como sendo em torno de 1%. Comparações das razões observadas com as obtidas por previsões, que utilizaram-se do formalismo da fatorização e das distribuições partônicas determinadas pelo HERA, indicam uma diferença substancial. As seções de choque medidas pelo Tevatron são em torno de um fator de cinco a seis vezes menores. Um estudo similar de eventos com um sistema central de di-jatos e lacunas de rapidez [44], o qual pode ser interpretado como interações de dois pomerons, levaram a um fator de dez a cem vezes a menos com respeito ao esperado.

³Razão relativa à seção de choque inclusiva do mesmo processo.

Esta falha em descrever ambos os dados, do HERA e do Tevatron, com o mesmo modelo para o pomeron, põe em dúvida a universalidade deste modelo, como por exemplo, seu fator de fluxo, ou sua função de estrutura. Algumas possíveis soluções foram sugeridas e estão sendo estudadas, para a resolução deste problema, como por exemplo, a *renormalização* [45] do fator de fluxo do pomeron. Neste modelo, a predição para o HERA não é afetada, entretanto, para as altas energias do Tevatron, o fluxo do pomeron é reduzido e os dados são essencialmente reproduzidos.

Mas, mesmo embora modelos modificados do pomeron possam explicar as razões entre eventos que apresentam lacunas de rapidez, de maneira razoável, ainda não existe um entendimento adequado do pomeron e de seus mecanismos de interação.

Capítulo 3

Produção de J/ψ

O objetivo principal desta dissertação é o estudo da produção difrativa de mésons $J/\psi (\rightarrow \mu^+ \mu^-)$ em colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,96$ TeV no Tevatron. O méson J/ψ é um estado $c\bar{c}$, denominado charmonium, para o qual existem dois processos dominantes de produção em colisões a altas energias: um chamado de produção direta e outro denominado de produção de B . Chamamos de produção direta de charmonium quando um par $c\bar{c}$, produzido a partir da colisão inicial, combina-se para produzir um estado ligado sem cor e tem seu ponto de produção indistinguível do vértice inicial da colisão dos feixes. São considerados, então, como produção direta de charmonium, os estados que são produzidos diretamente e também aqueles que são produzidos a partir do decaimento de um estado de charmonium de massa mais elevada, como por exemplo, o decaimento de um méson χ_c . O outro processo é descrito pela produção de um quark b que passa por uma fragmentação para produzir um hádron B e este, por sua vez, decai em um J/ψ e outros hádrons.

3.1 O Charmonium

A partícula J/ψ ¹ foi descoberta por dois experimentos independentes, mas quase simultaneamente, em 1974, e foi um marco revolucionário sobre os conceitos da Física de Partículas. O experimento Mark I [46], no SLAC, liderado por B. Richter, detectou uma estreita ressonância " J/ψ " (Fig. 3.1) na aniquilação e^+e^- ,

¹J foi o nome dado a esta partícula quando encontrada pelo experimento do BNL, comandado por Samuel Ting, uma vez que a letra J se assemelha ao símbolo chinês, sua língua natal, utilizado para escrever seu sobrenome: Ting; enquanto ψ , nome dado pelo experimento Mark I, no SLAC, foi escolhido porque a trajetória das partículas em um dos planos de detecção (Fig. 3.1), assemelhava-se a esta letra grega. Como os dois experimentos aconteceram independentemente, decidiu-se manter os dois nomes.

enquanto o experimento liderado por S. Ting no BNL (*Brookhaven National Laboratory*) [47], em Nova York, encontrou um "realce" no espectro de massa e^+e^- observado na reação $pBe \rightarrow (J \rightarrow e^+e^-)X$. Essas descobertas renderam o prêmio Nobel de 1976, em física, para Ting e Richter.

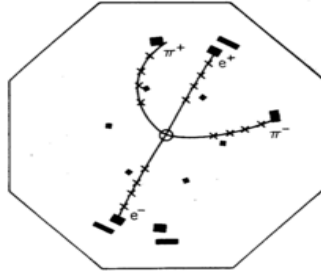


Figura 3.1: Vista de um dos planos de detecção do experimento Mark I, no SLAC. A reconstrução da trajetória das partículas forma o desenho da letra grega ψ , que deu origem ao nome dessa descoberta [48].

A descoberta desta nova partícula foi especial porque sua distribuição de massa, observada nos experimentos Mark I e de S. Ting, apresentava um comportamento muito diferente das partículas até então descobertas. Concluiu-se, então, que esses experimentos vinham confirmar a existência de um novo quark, denominado charm. A partícula J/ψ foi, então, identificada como sendo formada por um par $c\bar{c}$, pertencendo a uma família denominada de charmonium. A massa atualmente medida do J/ψ é:

$$m_{J/\psi} = (3,096916 \pm 0,000011)GeV^2 \quad (3.1)$$

3.2 Produção Direta

Os processos mais básicos para a produção de quarks pesados (que passaremos a chamar de Q), de massa m_Q , em colisões hádron-hádron são:

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow Q(p_3) + \bar{Q}(p_4) \quad (3.2)$$

$$g(p_1) + g(p_2) \rightarrow Q(p_3) + \bar{Q}(p_4) \quad (3.3)$$

onde o quadri-momentum dos pártons estão entre parênteses e os diagramas de Feynman podem ser vistos na Fig. 3.2. Entretanto, a aniquilação quark-antiquark

(Fig. 3.2(a)) produz um par $Q\bar{Q}$ em estado de octeto de cor, enquanto que o mecanismo de fusão glúon-glúon (Fig. 3.2(b)) pode produzir um par $Q\bar{Q}$ tanto em estado de octeto, quanto no estado de singlete.

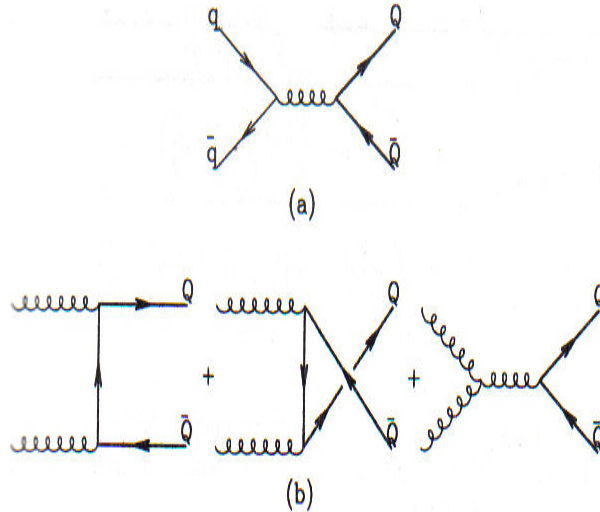


Figura 3.2: Diagramas de Feynman para produção de quarks pesados em LO.

Ainda hoje não é fácil descrever a hadro-produção de mésons J/ψ dentro do quadro da QCD perturbativa, isso porque, devido ao seus números quânticos $J^P = 1^-$, não é possível formar de maneira direta um estado $c\bar{c}$ sem cor, como o J/ψ a partir da fusão glúon-glúon. Abaixo descreveremos dois dos modelos de produção direta de J/ψ , o modelo de singlete de cor (a maneira mais simples dentro do quadro perturbativo da QCD) e o modelo de octeto de cor (um modelo que corrige as falhas do modelo de singlete pela utilização de QCD não-perturbativa). Entretanto, recentemente foi sugerido um novo modelo que baseia-se nas idéias do pomeron [49, 50, 51], que corrige as falhas de todos os modelos anteriores e é explicado apenas através de QCD perturbativa.

3.2.1 Modelo de Singlete de Cor (CSM)

O modelo mais simples que descreve a produção de charmonium, no qual um estado ligado $c\bar{c}$ é produzido a partir de uma configuração de singlete de cor, é denominado Modelo de Singlete de Cor (CSM). Neste modelo, em segunda ordem² de α_s^2 , apenas o diagrama da Fig. 3.3(a) pode contribuir para o cálculo da

²Lembrando $g^2 = 4\pi\alpha_s$, a constante de acoplamento variável.

seção de choque, entretanto, o mesmo não pode contribuir para a produção de um estado $J = 1$, como consequência do teorema de Yang [52], que diz que uma partícula de spin-1 não pode acoplar-se a dois fótons, generalizado para glúons.

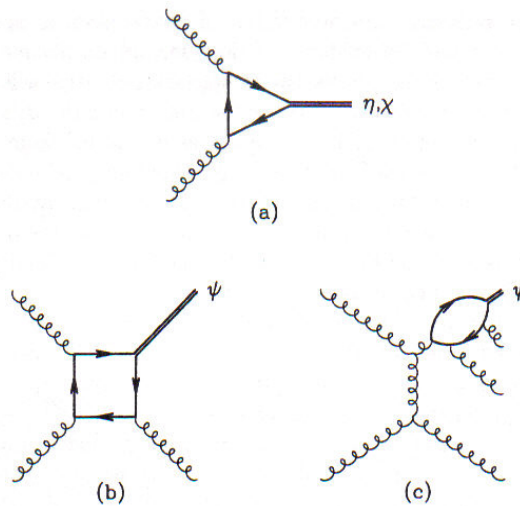


Figura 3.3: Diagramas de Feynman no modelo de singlete de cor.

Em compensação, a alto momentum transversal, os diagramas da Fig. 3.3(b) e (c), podem contribuir para a produção de J/ψ [53, 54]. Entretanto, há de se notar que, enquanto o diagrama (b), da ordem de α_s^3 , mas com dois propagadores duros na amplitude, faz com que a seção de choque decaia com $1/p_T^8$, o diagrama (c), da ordem $O(\alpha_s^3)$, faz a seção de choque cair com $1/p_T^4$.

Portanto, a alto momentum transversal, a contribuição dominante vem do diagrama que descreve a fragmentação de um glúon num par $Q\bar{Q}$. Essa fragmentação é feita através do requerimento da emissão de dois glúons pelo singlete de cor.

3.2.2 Modelo de Octeto de Cor (CO)

A descrição da QCD sobre a produção de charmonium em colisões hadrônicas foi desenvolvida por Bodwin, Braaten e Lepage, em 1994, numa generalização do formalismo de fatorização [55] com base no modelo não-relativístico da QCD (NRQCD). Nesse modelo, a produção de charmonium é descrita em dois passos: produção do par $c\bar{c}$ a nível perturbativo e subsequente evolução para um méson vetorial sem cor, através da emissão de um glúon mole no domínio não-perturbativo

(ver Fig. 3.4).

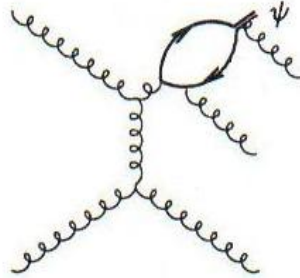


Figura 3.4: Fragmentação gluônica para a produção de J/ψ no modelo de octeto de cor. Neste caso, um glúon é radiado durante o processo não-perturbativo.

Com base no teorema da fatorização, a seção de choque (Eq. 3.4) para a produção de um estado de quarkonium, $Q\bar{Q}$, é dada por uma soma de produtos de uma seção de choque de curta distância, que é o primeiro termo da Eq. 3.4, contendo a previsão para a produção de um par pesado quark-antiquark, num dado estado n , com spin, momentum angular e cor definidos, tanto podendo ser singleto quanto octeto e calculável em pQCD (QCD perturbativa); e um segundo elemento de matriz NRQCD de grande distância, o segundo termo da Eq. 3.4, que é a parte não-perturbativa e representa a formação do estado ligado através da emissão de glúons moles.

$$\sigma(Q\bar{Q}) = \sum_n \sigma_n(\mu) \langle O_n^{Q\bar{Q}}(\mu) \rangle \quad (3.4)$$

A NRQCD é uma teoria de campo efetiva, na qual os quarks pesados são tratados não-relativisticamente. Se a velocidade relativa dos quarks charm no méson J/ψ for da ordem de $v^2 \approx 0,25$, a expansão infinita da Eq. 3.4 pode ser truncada a baixa ordem de v . Sendo assim, as contribuições de octeto de cor são suprimidas por um fator de v^4 quando comparadas à produção de J/ψ num estado de singleto de cor. No limite $v \rightarrow 0$, o CSM é aplicável.

3.3 Produção de B

O outro mecanismo para a produção de J/ψ é o decaimento de um méson B . Neste caso, a interação inicial produz um quark b que passa por um processo de fragmentação para posterior produção de um hádron B , que irá, então, decair em um J/ψ e outras partículas. Na Fig. 3.5 podemos ver os diagramas de Feynman para a produção do quark b e na Fig. 3.6 um esquema de decaimento do hadron B em um J/ψ mais alguma outra partícula.

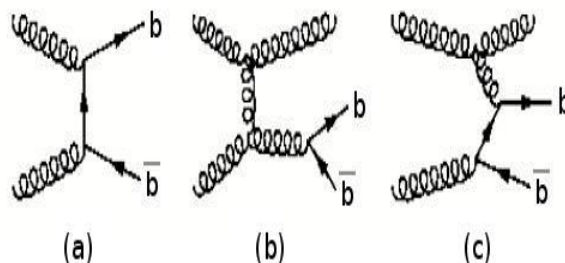


Figura 3.5: Diagramas de Feynman para a produção de b via (a) fusão de glúons (LO); (b) separação de glúon (NLO) e (c) excitação de sabor (NLO).

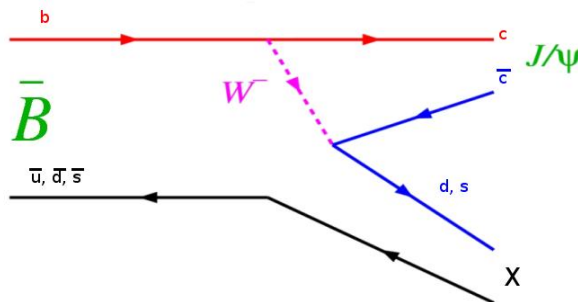


Figura 3.6: Diagrama para um decaimento típico do méson B com produção de charmonium.

O decaimento do méson B em um méson J/ψ , ou χ_c , é suprimido em relação ao decaimento do tipo $B \rightarrow DX$ por várias razões. Primeiro, porque no caso do $c\bar{c}$, o bóson W deve decair em um par $\bar{c}s$, enquanto que no caso de D , todos os possíveis decaimentos do W são permitidos. Isso reduz a razão por um fator de três. Adicionalmente, o quark \bar{c} deve ter a mesma cor do quark c , assim a fragmentação de octeto de cor do $c\bar{c}$ em charmonium é suprimida, levando a

outra redução por um fator de três. Finalmente, os quarks c e \bar{c} devem ter momentum similar de modo a permitir um estado ligado. Isso resulta numa razão de ramificação razoavelmente pequena, $BR(B \rightarrow J/\psi X) = (1.13 \pm 0.07)\%$ e $BR(B \rightarrow \psi(2S)X) = (0.34 \pm 0.05)\%$ [56, 57]. Embora estes valores sejam pequenos, é um fato experimental que os dois múons vindos do decaimento do J/ψ fornecem um excelente *trigger* experimental, fazendo o processo $B \rightarrow J/\psi X$ extremamente útil do ponto de vista prático.

No Tevatron a fração observada de J/ψ originada do decaimento do hadron B é de aproximadamente 15% [58]. Para esta dissertação, este processo de produção do J/ψ será utilizado não só para diferenciar a fonte de produção da amostra de J/ψ utilizada, como também para chegar-se à razão difrativa de produção do hadron B , como veremos mais adiante no capítulo 5.

Capítulo 4

O Experimento DØ no Fermilab

Neste capítulo vamos apresentar um resumo sobre o aparato experimental utilizado no presente estudo: os aceleradores e detectores de partículas. Estes verdadeiros complexos, cada vez mais sofisticados, são capazes de recriar, em volume menor, as condições iniciais da formação do universo e de possibilitar a detecção de partículas microscópicas através de suas interações com a matéria.

4.1 O Fermilab e a Cadeia de Aceleradores

O Fermilab (*Fermi National Accelerator Laboratory*) [59, 60], originalmente nomeado *National Accelerator Laboratory*, foi patenteado pela Comissão de Energia Atômica dos Estados Unidos (*U.S. Atomic Energy Commission*) em Novembro de 1967 e está localizado a 74 quilômetros de Chicago na cidade de Batavia em Illinois. Em Maio de 1974, o laboratório foi renomeado em homenagem à Enrico Fermi, Prêmio Nobel em 1938 [61].

No Fermilab, além de diversos experimentos de neutrinos e dos experimentos CDF (*Collider Detector at Fermilab*) [62] e DØ [63], que estudam os produtos oriundos das colisões entre os feixes de partículas, está situado o Tevatron, atualmente o mais potente acelerador do mundo e que em 1995 levou à descoberta do quark top [64, 65].

O Tevatron acelera e colide prótons e anti-prótons num túnel subterrâneo com circunferência em torno de 6 quilômetros. Mas antes dessas partículas serem inseridas no anel do Tevatron, elas são produzidas e aceleradas por uma cadeia de aceleradores [66]. Esta cadeia de aceleradores, a qual pode ser vista na Fig. 4.1, é composta por oito aceleradores individuais, lineares e circulares, correspondendo

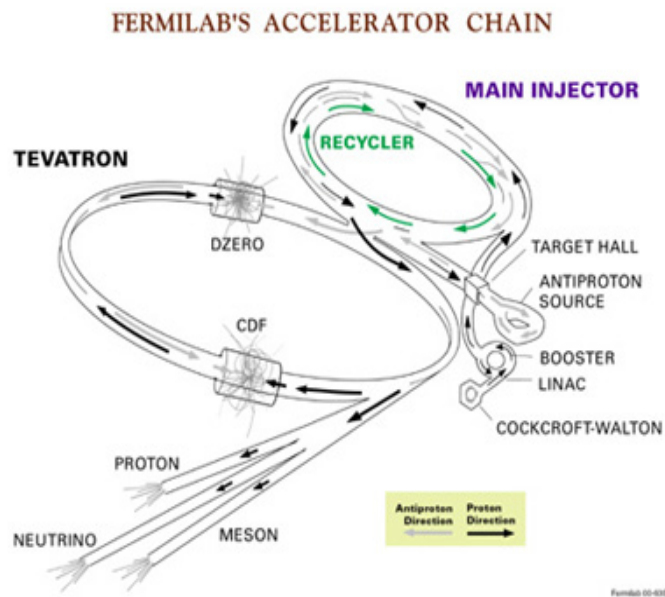


Figura 4.1: Visão esquemática da Cadeia de Aceleradores do Fermilab

a um total de 9000 metros e consumindo uma potência da ordem de 30 MW. Os aceleradores individuais são:

- Fonte de Prótons
 - ▷ Pré-acelerador *Cockroft-Walton*
 - ▷ Acelerador Linear LINAC
- *Booster*
- Injetor Principal
- Fonte de Anti-prótons
 - ▷ *Debuncher*
 - ▷ Acumulador
 - ▷ Reciclador
- Tevatron

4.1.1 Fonte de Prótons

O pré-acelerador *Cockcroft-Walton* [67] é o primeiro estágio na cadeia de aceleradores. Neste acelerador o gás hidrogênio é ionizado para criar íons negativos (H^-) e esses íons são acelerados por uma voltagem positiva até alcançarem uma energia de 750 KeV. Deste ponto eles são levados para o LINAC, um acelerador linear de aproximadamente 130 metros onde os íons são acelerados até 400 MeV, através do uso de cavidades de rádio-freqüência (RF), tubos separados por cavidades com um campo eletromagnético alternado a baixa freqüência. Enquanto as partículas passam pelo LINAC, o tamanho e o espaçamento das cavidades aumentam, levando a um acúmulo de partículas. Por sua vez, estas partículas agrupadas perdem seus elétrons deixando apenas grupos de prótons que são então injetados no *Booster*.

4.1.2 *Booster*

O *Booster* é um acelerador circular (*synchrotron*) que utiliza campos magnéticos para curvar o feixe de prótons em uma órbita circular, acelerando-os a uma energia de 8 GeV para então serem enviados ao Injetor Principal.

4.1.3 Injetor Principal

O Injetor Principal, *Main Injector* (MI), terminado em 1999, acelera partículas e transfere feixes. Ele possui quatro funções:

- Acelerar prótons de 8 GeV a 150 GeV
- Acelerar prótons até 120 GeV de energia, para serem utilizados na produção de anti-prótons
- Receber anti-prótons da Fonte de Anti-prótons e elevar suas energias até 150 GeV
- Injetar prótons e anti-prótons no Tevatron

Dentro do túnel do MI também foi instalado um Reciclador de Anti-prótons (*recycler* na Fig. 4.1) o qual armazena anti-prótons que retornaram da viagem ao Tevatron e estão esperando para serem re-injetados.

4.1.4 Fonte de Anti-prótons

Para produzir anti-prótons, o MI envia os grupos de prótons, que foram acelerados até 120 GeV, para a Fonte de Anti-prótons, onde eles são colididos com um alvo de níquel. As colisões com o níquel produzem muitas partículas secundárias, incluindo muitos anti-prótons (em pares próton-antipróton). Os grupos de partículas produzidas a energias relativísticas são espalhadas em todas as direções. Devido a essa natureza, os anti-prótons são focalizados em um feixe linear por um alvo de lítio e coletados no *Debuncher*, o primeiro dos dois anéis de armazenamento dos anti-prótons, onde eles são forçados a circularem em um pequeno espaço de fase, mantendo-os à menor dispersão possível. Antes do próximo grupo de anti-prótons sair do MI, os anti-prótons do *Debuncher* são então armazenados no Acumulador. Quando um número suficiente de anti-prótons é produzido, eles são enviados para o MI para aceleração e injeção no Tevatron.

Esse é um processo ineficiente, uma vez que apenas cerca de vinte anti-prótons são produzidos para cada um milhão de prótons que chegam ao alvo de níquel. Com o objetivo de aumentar o número de partículas disponíveis para colisões, anti-prótons do Acumulador ou voltando do Tevatron, podem ser inseridos no Reciclador, onde são acumulados antes de serem injetados.

4.2 O Tevatron

Os grupos de prótons e anti-prótons saídos do MI são inseridos no Tevatron e acelerados até 980 GeV, através do uso de cavidades de RF num período de 85 segundos. Os feixes são focalizados e conduzidos em torno do anel do Tevatron com uso de aproximadamente mil magnetos supercondutores, quadripolos e dipolos, que operam a uma temperatura de 4,3 K e geram um campo magnético de 4,2 T de intensidade. Uma vez que esses grupos de partículas são acelerados, os feixes são levados a colidir em dois pontos específicos do anel, os pontos de interação dos experimentos CDF e $D\bar{O}$, a uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV.

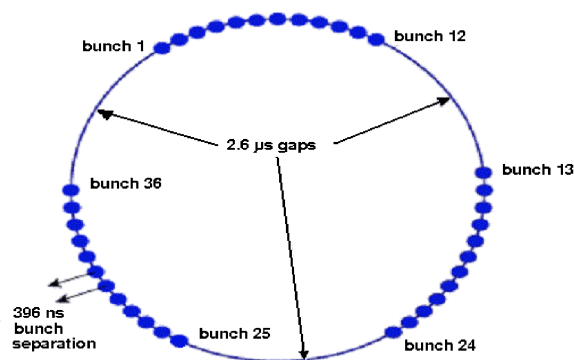


Figura 4.2: Esquema da estrutura de feixes de prótons e anti-prótons.

A estrutura do feixe, ilustrada na Fig. 4.2, é formada por grupos de partículas (na Fig. 4.2: *bunch1*, *bunch12*...). Cada feixe possui trinta e seis grupos de prótons, ou anti-prótons, divididos em três conjuntos, denominados de super-grupos (*superbunches*), com doze grupos cada. O espaçamento entre grupos vizinhos é de 396 ns com uma separação de $2,6 \mu\text{s}$ entre cada super-grupo adjacente. Essa estrutura do feixe resulta em uma estrutura temporal no momento das colisões, denominada *Tevatron Clock*, que é utilizada no *trigger* da seleção de dados.

4.3 O Experimento DØ

O experimento DØ foi proposto, em 1983, para estudar partículas originadas em colisões próton-antipróton, a uma energia de centro de massa de 1,8 TeV, no colisor Tevatron do Fermilab. Seu principal objetivo era o estudo de estados de massa elevada e fenômenos a alto p_T . Durante a primeira tomada de dados do Tevatron, 1992-1996, denominada de *Run I*, o detector levou à descoberta do quark top e a medidas de sua massa [64, 68], fez medidas precisas da massa do bóson W [69, 70], análises detalhadas de acoplamentos dos bósons de gauge [71], estudos sobre produção de jatos [72], e aprimorou amplamente os limites para a produção de novos fenômenos tais como leptoquarks [73] e partículas supersimétricas, entre muitos outros resultados.

Durante o Run I, o Tevatron operou utilizando seis grupos de prótons e seis grupos de anti-prótons, com 3500 ns entre cada choque de grupo e uma energia de centro de massa de 1,8 TeV. Após a construção do MI e as melhorias do Tevatron, o colisor começou a operar novamente em 2001. Durante essa segunda tomada de dados, denominada de *Run II*, que começou em Março de 2001, o Tevatron está

operando com trinta e seis grupos de prótons e anti-prótons com um espaçamento de grupo de 396 ns e a uma energia de centro de massa de 1,96 TeV.

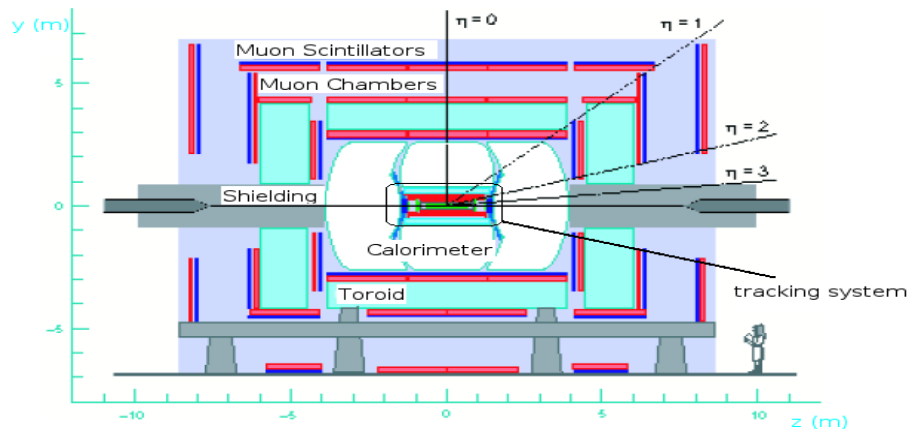


Figura 4.3: Visão esquemática da lateral y - z do detector $DØ$.

Para aproveitar as mudanças no Tevatron e ser capaz de trabalhar a uma maior energia de centro de massa, o detector $DØ$ também passou por significantes melhorias. O sistema principal do $DØ$, visualizado na Fig. 4.3, consiste de três subsistemas principais, um sistema de identificação central de traços, calorímetros de fina segmentação, eletromagnético e hadrônico e um detector de múons. As configurações, original e após as modificações, do detector $DØ$, estão descritas em detalhes em [74, 75]. Abaixo segue uma descrição resumida de cada um dos detectores, separadamente, começando pela definição do sistema de coordenadas.

4.3.1 Sistema de Coordenadas

No sistema de coordenadas do $DØ$, o eixo z encontra-se ao longo da direção e sentido do feixe de prótons, definindo assim o lado sul do detector, enquanto o sentido $-z$, no sentido do feixe de anti-prótons define o lado norte do detector. O eixo y encontra-se perpendicular ao eixo z , apontando para cima (Fig. 4.3), e o eixo x é definido pela regra da mão direita. A distância radial, r , no plano transversal é definida por $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ e relaciona o sistema de coordenadas cartesianas com o sistema de coordenadas polar cilíndrica, também utilizado devido a natureza cilíndrica do calorímetro, no qual o ângulo azimutal ϕ ($\phi = \tan^{-1}(\frac{y}{x})$), medido em relação ao eixo x no plano transversal, apresenta $\phi = 0$ ao longo do sentido

positivo do eixo x e o ângulo polar θ , medido com respeito ao eixo z , apresenta $\theta = 0$ no sentido positivo do eixo z .

É comum, entretanto, o uso da pseudo-rapidez, η (Eq. 4.1), ao invés do ângulo θ , onde a pseudo-rapidez é uma aproximação da rapidez, y (Eq. 4.2), para ângulos finitos no limite de altas energias. O termo frontal é usado quando descrevendo regiões de alto $|\eta|$.

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (4.1)$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (4.2)$$

4.3.2 Sistema de Detecção de Traços

O primeiro sistema encontrado pelas partículas oriundas da colisão é o sistema central de traços, que tem o objetivo de medir as trajetórias de partículas carregadas num campo magnético. O sistema central de traços consiste em um detector interno, o Detector de Traços de Micro-tiras de Silício (**SMT**), um detector externo, o Detector Central de Fibras (**CFT**), e um solenóide supercondutor (ver seção 4.3.3) envolvendo-os. O sistema, que pode ser visualizado na Fig. 4.4, possui 2,37 m de comprimento e encontra-se em torno do tubo, de 0,508 mm de espessura e 38,1 mm de diâmetro, por onde passa o feixe.

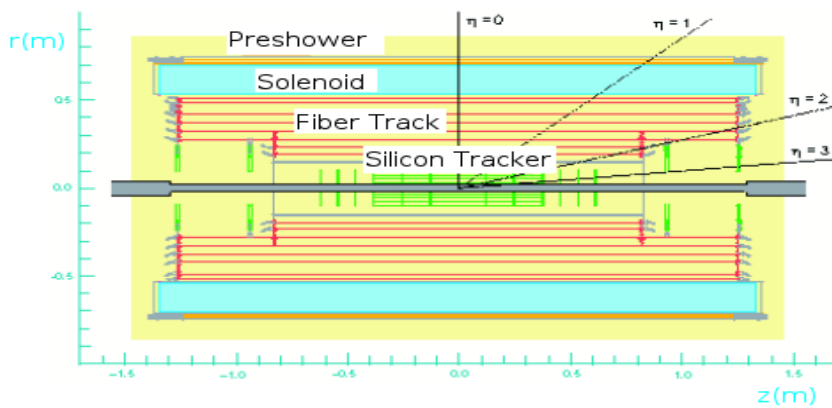


Figura 4.4: Visão esquemática da lateral $r - z$ do detector $DØ$, com visualização do sistema de traços.

Os dois detectores deste sistema são capazes de localizar o vértice primário com uma resolução de aproximadamente $35 \mu\text{m}$ ao longo do eixo z . Esta alta resolução, na posição dos vértices, permite uma boa medida do momentum transverso, p_T , de léptons, da energia transversa, E_T , de jatos e da energia transversa perdida, *missing* E_T . Os detectores também são utilizados na identificação de jatos de quarks b com uma resolução no parâmetro de impacto de $15 \mu\text{m}$ em $r - \phi$ e na identificação de jatos com momentum transverso $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ para $|\eta| = 0$.

SMT - Silicon Microstrip Tracker

O SMT permite tanto a detecção de traços, quanto a detecção de vértices para, aproximadamente, a cobertura completa em η dos sistemas de calorímetro e de múons. Com esse objetivo, o SMT foi projetado como um sistema híbrido, consistindo de detectores em forma de barril, para medir as coordenadas $r - \phi$, associados a detectores em forma de discos, posicionados perpendicularmente ao cano do feixe e capazes de medir tanto as coordenadas $r - z$ quanto as coordenadas $r - \phi$, como podemos ver na Fig. 4.5. Assim os vértices de partículas a alto η são reconstruídos em três dimensões pelos discos, e os vértices de partículas a baixo η são reconstruídos nos barris e no detector de traços de fibra central.

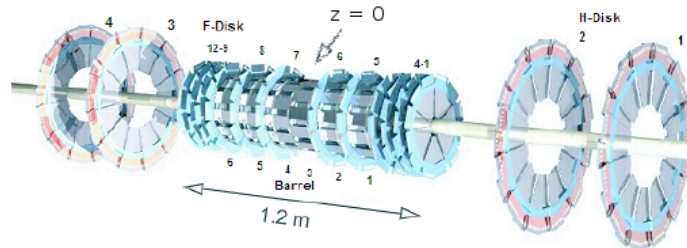


Figura 4.5: Visão esquemática do detector SMT .

O SMT possui um total de seis barris na região central e dezesseis discos, sendo doze discos-F (*F-Disk*) na região central e quatro discos-H (*H-Disk*) na região mais externa. Cada barril contém quatro camadas de leitura de sinal, sendo cada camada composta de módulos de silício e denominadas de "*ladders*" (escadas). As camadas 1 e 2 possuem doze escadas cada uma e as camadas 3 e 4 têm vinte e quatro escadas cada uma. Cada barril é coberto, para altos $|z|$, com um disco-F composto por doze detectores bilaterais, em forma de cunhas. As escadas e as cunhas são montadas em suportes de berílio, que além de fornecer suporte

mecânico também abrigam canais resfriadores, os quais mantêm os detectores a -7°C para otimizar o desempenho do silício.

Afastando-se do centro do detector, $|z| = 0$, existem três discos-F posicionados em seqüência, seguidos por dois discos-H, de cada lado. Os discos-H são compostos de vinte e quatro pares de detectores unilaterais, colados um de costa para o outro. Cada cunha possui um sensor de silício para detecção do sinal e um sensor HDI (*High Density Interconnect*) para sua leitura. O HDI é um circuito laminado a um substrato de berílio, preenchido com *chips SVXIIe (Silicon Vertex)*, capazes de medir e depositar carga por meio de uma faixa usando tecnologia de ADC (*Analog to Digital Converter*), e então conectada ao sistema de leitura e monitoramento da eletrônica por uma placa de interface (*Interface Board - IB*).

CFT - Central Fiber Tracker

O CFT consiste em fibras cintiladoras montadas em oito cilindros concêntricos, sobrepondo-se ao SMT dentro da cobertura de $|\eta| < 2$ e é usado para realizar reconstrução de traços e medidas de momentum para partículas carregadas. A combinação entre as informações de disparos no detector, pelos dois detectores de traços, permite uma melhora na qualidade da detecção de traços. O CFT entretanto fornece uma detecção de traços mais rápida, na região de $|\eta| \leq 1,7$, uma vez que seus sinais são processados mais rapidamente do que os do SMT.

Cada cilindro abriga uma camada dupla de fibras orientadas ao longo da direção do eixo z , denominadas camadas axiais, e uma segunda camada dupla de fibras, orientadas a um ângulo em ϕ de $+3,0^{\circ}$ (U) ou $-3,0^{\circ}$ (V). Cada fibra tem um diâmetro de $835 \mu\text{m}$, resultando em uma resolução, do CFT, de $100 \mu\text{m}$, desde que a posição da fibra seja conhecida com uma precisão de até $50 \mu\text{m}$. A luz destas fibras é convertida em pulsos elétricos, para a leitura do sinal, pelos Contadores de Fóton de Luz Visível, VLPC (*Visible Light Photon Counters*), que funcionam a uma temperatura de 10 K.

Os sinais vindos do VLPC são recebidos por placas AFE (*Analog Front End*) contendo amplificadores sensíveis a carga e capacitando-os a trabalharem com os pequenos sinais do VLPC. As AFEs fazem parte de um sistema de leitura bem como de uma rápida decisão de *trigger*. Cada placa tem oito módulos de *multichips (Multichips Modules - MCM)* e cada MCM consiste de quatro *chips SIFT (ScIntillator Fiber Tracker)* e o mesmo tipo de *chip SVXIIe* usado pelo SMT, descrito acima. Os *chips* do SIFT recebem os sinais do VLPC e os dividem, após amplificação, e os enviam ao longo de dois caminhos: um para o SVX, para pos-

terior digitalização e leitura e o outro para um discriminador usado no sistema de *trigger*.

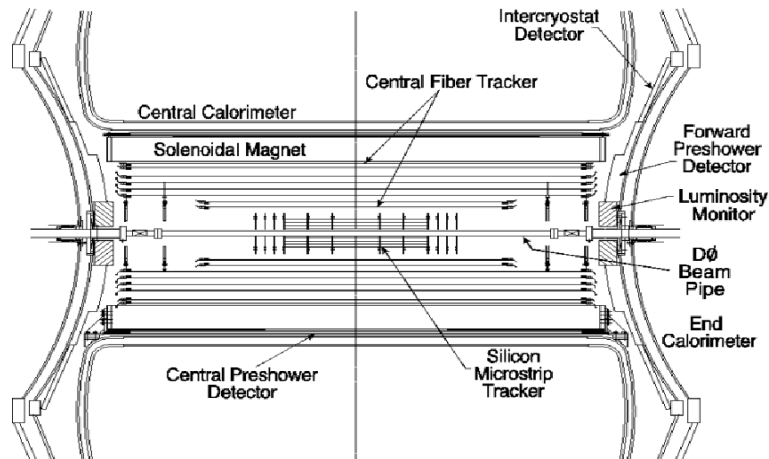


Figura 4.6: Visão de uma seção reta do detector DØ , com o CFT, SMT e os calorímetros.

Na Fig. 4.6 podemos visualizar o CFT, assim como sua posição em relação ao resto do detector. O CFT estende-se radialmente de 20 cm a 52 cm, e seu comprimento ao longo do feixe varia de 1,66 m (posição dos seis cilindros mais internos) a 2,52 m (posição dos dois cilindros mais externos).

4.3.3 Campo Magnético

Para medir o momentum de partículas carregadas utilizamos a curvatura dos traços na presença de um campo magnético (B). Objetivando uma resolução otimizada desta medida, um campo magnético de 2 Tesla (que diminuiu para 1,92 T após um período de intervalo nas tomadas de dado em 2004) é fornecido à região do sistema central de traços, por um solenóide supercondutor que possui 2,73 m de comprimento e 1,42 m de diâmetro.

O magneto toroidal, remanescente do Run I, é utilizado no Run II para fornecer um campo magnético, de linhas perpendiculares ao eixo do feixe e com uma intensidade de 1,8 T, ao sistema do detector de múons.

4.3.4 Detectores *Preshower*

Os detectores *preshower* foram projetados para o Run II com o objetivo de auxiliar na identificação de elétrons e fótons tanto na parte de *trigger* quanto na parte de reconstrução *offline*, bem como para corrigir a energia eletromagnética medida no calorímetro para efeitos de material solenoidal não instrumentado, como cabos e suportes, desempenhando assim funções tanto de calorímetro como de detector de traços.

O detector *preshower* central (CPS) cobre a região de $|\eta| < 1,35$ e está localizado entre o solenóide e o calorímetro central, com um raio mais interno de 71,16 cm e um raio mais externo de 74,19 cm. Os dois detectores *preshower* frontais (FPS) cobrem as regiões de maiores η , $1,5 < |\eta| < 2,5$ e ficam anexados às paredes dos calorímetros. Os detectores *preshower* podem ser vistos na Fig. 4.6.

4.3.5 Calorímetro

O sistema de calorimetria do DØ consiste em três partes principais, um criostato central e dois criostatos frontais chamados de "tampas" (*end-cap*), compostas principalmente de urânio e argônio líquido, e de um detector intercriostato. Este sistema, com exceção de seu sistema de leitura¹, não sofreu mudanças após o Run I, sua descrição detalhada pode ser encontrada em [74] e seu esquema pode ser visualizado na Fig. 4.7.

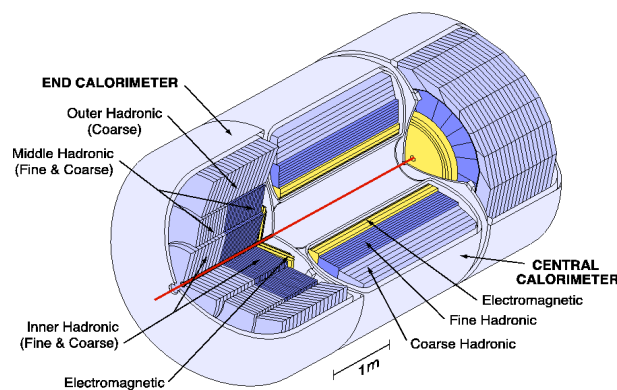


Figura 4.7: Visão esquemática do calorímetro do DØ.

¹Devido à nova estrutura e temporização do feixe para o Run II, o sistema de leitura é um sistema completamente diferente do utilizado durante o Run I.

O principal objetivo do calorímetro é fornecer medidas de energia com alta resolução, medindo elétrons, fótons e jatos. Ele também fornece identificação limitada de partículas e o curso de suas trajetória num caminho de volta ao vértice. Em adição, ele é usado para aprimorar as medidas de momento dos múons e para ajudar no equilíbrio da energia transversa nos eventos físicos.

O calorímetro do DØ é constituído de um *meio passivo* (urânio, cobre ou ferro) combinado a um *meio ativo* (argônio líquido). O meio passivo é responsável pela indução de chuvis, eletromagnético e hadrônico, a partir de partículas energéticas, além de absorver partículas que saem à energia suficientemente baixa, enquanto que o meio ativo fornece a amostragem da energia de ionização produzida pelos chuvis de partículas através do detector. Por causa do uso do argônio líquido, o calorímetro precisa ser operado a baixas temperaturas, portanto cada um dos três detectores principais do sistema está localizado em seu próprio criostato, mantendo assim o sistema a uma temperatura de aproximadamente 90 K. Cada criostato pesa aproximadamente 300 toneladas e é preenchido com 15000 litros de argônio líquido.

Como pode ser visto nas figuras 4.7 e 4.8, o calorímetro central (*central calorimeter* ou *central cryostat*- CC) cobre uma região de pseudo-rapidez $|\eta| < 1$ e os outros dois calorímetros frontais (*end calorimeters* ou *end-cap cryostat*) ECN, ao norte e ECS, ao sul do detector DØ, estendem-se até $|\eta| \sim 4$. Cada calorímetro é dividido em três regiões, uma região eletromagnética (EM), mais próxima ao ponto de interação, seguida pelas regiões hadrônicas, *fine hadronic* (FH) e *coarse hadronic* (CH), esta última cobrindo o final do chuvis hadrônico. Cada uma destas regiões é dividida em várias camadas e cada camada dividida em células, que são as unidades básicas para a leitura do sinal.

Uma célula de leitura é uma combinação de várias unidades de células adjacentes com o objetivo de aumentar a corrente medida. O tamanho típico de uma célula de leitura é $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$. Um grupo de células, composto por uma de cada camada, quando alinhadas na direção apontando para fora do ponto de interação, é denominada de torre (Fig. 4.8). Essas torres apresentam uma geometria pseudo-projetiva, devido ao fato de os centros das células de leitura estarem alinhados seguindo um raio originado do centro geométrico do detector, enquanto as células limitadoras estão alinhadas perpendiculares às placas de absorção. Isso leva a um formato de escadas como visto na figura.

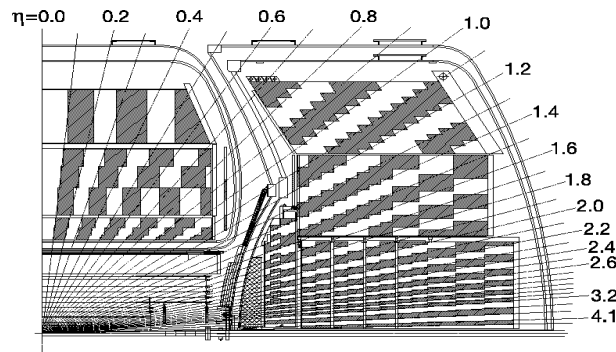


Figura 4.8: Visão esquemática da lateral do calorímetro central e de um dos calorímetros frontais. As nuances em preto indicam como as células dos calorímetros se agrupam em torres para a leitura do sinal. As retas indicam intervalos de pseudo-rapidez, partindo do centro do detector.

Calorímetro Central

O criostato central tem um formato cilíndrico e suas placas absorvedoras são paralelas ao feixe $p\bar{p}$, cobrindo a região $|\eta| \leq 1$, porém o limite da última torre pseudo-projetiva, na qual todas as camadas de EM, FH e CH estão contidas, corresponde a $|\eta| = 0,7$ no CC.

A parte eletromagnética do CC é composta por quatro camadas, EM1, EM2, EM3 e EM4, com comprimento de radiação² (X_0) de aproximadamente 1,4, 2,0, 6,8 e 8,9, respectivamente.

A parte hadrônica consiste em três camadas para a região FH (FH1, FH2 e FH3) e uma camada para a região CH (CH1), medindo³ aproximadamente 1,3, 1,0, 0,74 e $3,2\lambda_A$, respectivamente. A espessura total do calorímetro é de $7,2\lambda_A$, incluindo a região EM. Essa é uma largura suficiente para absorver quase toda a energia liberada por partículas incidentes de interações e seus chuveiros.

²Variável que mede a probabilidade de ocorrer produção de par por bremsstrahlung em um dado meio

³Comprimento de interação nuclear. O livre caminho médio de uma partícula em um dado meio, antes de decair por uma interação que não é nem elástica e nem difrativa.

Calorímetros Frontais

Existem dois calorímetros frontais anexados ao calorímetro central, um na extremidade norte e outro na extremidade sul do sistema central do $D\emptyset$. As camadas eletromagnéticas fornecem uma cobertura na região $1,3 < |\eta| < 4,1$, enquanto as camadas hadrônicas fornecem uma cobertura na região de $0,7 < |\eta| < 5,2$.

As camadas eletromagnéticas, EM1, EM2, EM3 e EM4, estão alinhadas na direção z e apresentam comprimento de radiação $1,6, 2,6, 7,9$ e $9,3X_0$. A região hadrônica consiste em três módulos separados (Fig 4.7). O módulo mais interno (*inner hadronic* - IH) está localizado logo após o módulo EM e compreende quatro camadas FH (cada uma com espessura de $1,1\lambda_A$) e uma camada CH (de espessura $4,1\lambda_A$). O módulo central (*middle hadronic* - MH) tem formato de anel e engloba o módulo IH. Ele é composto de quatro camadas FH (cada uma de espessura $0,9\lambda_A$) e uma camada CH (de espessura $4,4\lambda_A$). E na região mais externa está o módulo *outer hadronic* (OH). As camadas deste último módulo estão inclinadas a um ângulo de aproximadamente 60° em relação ao eixo do feixe. A espessura máxima é de $6,0\lambda_A$.

Detector Intercriostato

Por ser composto por três criostatos separados, o sistema de calorimetria fornece uma cobertura incompleta na região de $0,8 < |\eta| < 1,4$, como pode ser visto na Fig 4.8. Essa região é constituída principalmente por cabos de leituras dos detectores de traços e por um material não instrumentado, também chamado de morto. Uma correção para a energia perdida pela deposição em material não instrumentado pode ser aplicada com o uso do Detector Intercriostato (ICD). Esse detector cintilador cobre a região de $1,1 < |\eta| < 1,4$. As séries cintiladoras do ICD estão anexadas à superfície dos EC, e seus contadores ajudam na reconstrução de chuvis EM.

Eletrônica e o Sistema de Leitura

Cada uma das células (Fig. 4.9) do calorímetro é um capacitor, composto por uma placa absorvedora, feita de urânio para as regiões EM e CH, e por cobre para a região FH, e uma placa de sinal, separadas por estruturas de lacunas (*gaps*) preenchidas por argônio líquido. A carga coletada pela célula de leitura é proporcional à energia depositada pelo chuvis no meio ativo. Esta carga é, então, enviada para um pré-amplificador para dar forma ao sinal, por meio de um circuito formatador

de sinal (*circuit shaper*), de modo que todos os canais tenham um formato similar.

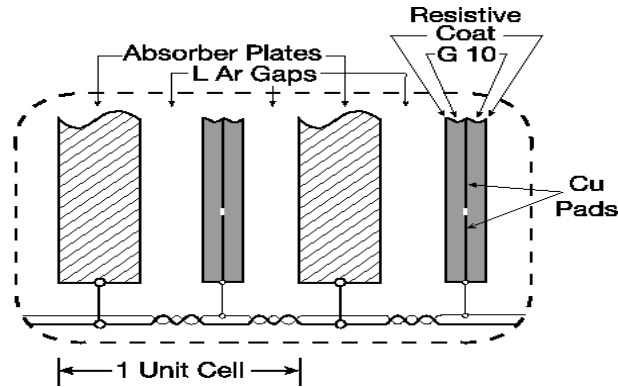


Figura 4.9: Unidade de célula típica para o calorímetro, mostrando a estrutura de *gap*, as placas absorvedoras aterradas e as placas de sinal.

Para minimizar os efeitos do *pile-up*⁴, somente dois terços da carga coletada pelo circuito pré-amplificador, correspondente aos primeiros, aproximadamente, 260 ns do sinal coletado, é usado pelo circuito formatador de sinal. A saída do pré-amplificador é uma integral do sinal do detector caracterizada por um tempo de ascensão de, aproximadamente, 450 ns, e um tempo de recuperação de, aproximadamente, 15 μ s. Esta saída é "amostrada", pelo circuito formatador de sinal, a cada 132 ns, para produzir um sinal unipolar, com um pico de, aproximadamente 320 ns, e uma volta ao zero após, aproximadamente, 1,2 μ s. Este sinal é, então, levado a uma placa subtratora de base, chamada *BaseLine Subtractor* (BLS). As placas BLS realizam uma "amostragem" do sinal já formatado, em $t_0 \sim 320$ ns, próximo ao pico, e para realizar a subtração de base, as placas BLS utilizam o sinal de três amostras anteriores ($t_0 - 396$ ns). Somente células com um valor final acima de um certo múltiplo da largura do ruído da célula, são lidas (*zero suppression readout*).

4.3.6 Detector de Múons

O sistema de múons [76] é o detector mais externo do sistema central do detector DØ. Isto se deve ao fato de os múons possuírem uma massa muito mais alta que a massa do elétron, o que faz com que múons de energias, de aproximadamente, 3,5–4,0 GeV, passem direto pelos detectores internos do DØ, com perda mínima

⁴Efeito ocorrido quando há mais de um evento no detector, devido às múltiplas interações em um único choque de feixe, ou quando ocorrem interações múltiplas no choque dos feixes.

de energia. Sendo assim, o sistema de múons posiciona-se de forma a englobar o calorímetro porém mantendo-se bem protegido, pelo material do mesmo, de qualquer resíduo dos chuveiros, eletromagnético e hadrônico. Genericamente falando, o detector de múons fornece uma identificação dos traços de múons, além de oferecer um eficiente *trigger*. Muitos dos tópicos da física do *b*, requerem a reconstrução de um méson J/ψ (como já mencionado anteriormente, a identificação da partícula J/ψ fornece um excelente método de identificação de eventos de *b*.), para tanto é necessária uma boa cobertura do sistema de múons.

O detector de múons consiste de duas partes principais, uma parte central que cobre a região $|\eta| < 1$ e uma região frontal, completamente nova, cobrindo a região de $1 < |\eta| < 2$. Este sistema pode ser visualizado na Fig. 4.10.

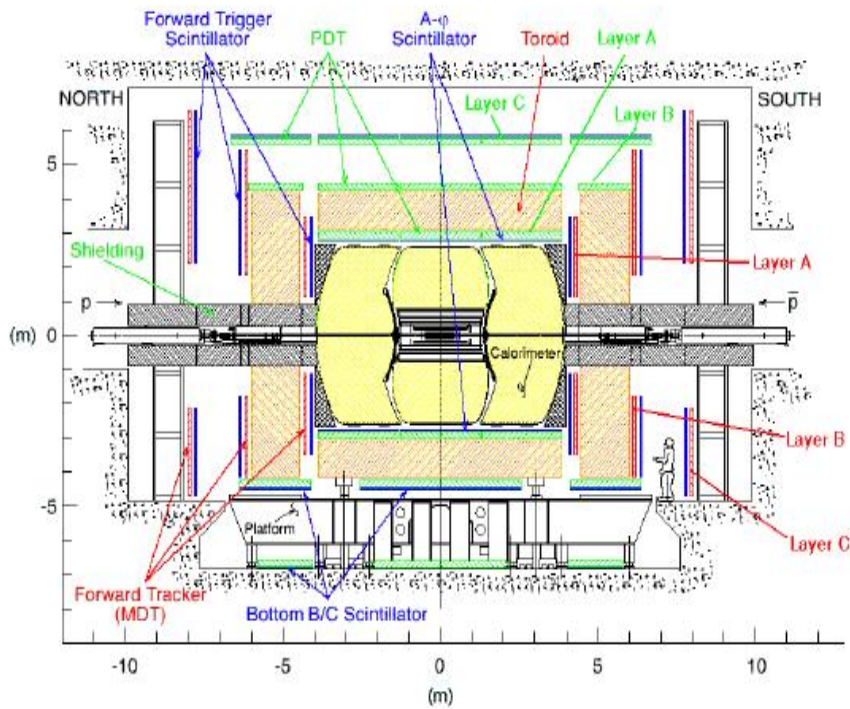


Figura 4.10: Visão esquemática do sistema de múons.

O detector central de múons é composto por dois tipos de detectores, as câmaras de arrasto proporcional (*Proportional Drift Chambers*, usualmente chamadas de PDT) que servem para a identificação de traços e foram usadas durante o Run I, e pelos contadores cintiladores de disparo (*scintillation counters*), onde alguns são novos e alguns remanescentes do Run I, utilizados para *trigger* e informação

temporal, informação útil na detecção de raios cósmicos passando pelo detector. Além do magneto toroidal central.

Existem três multi-camadas de PDTs, uma localizada na parte interna (multi-cama-da A) e duas na parte externa (multi-camadas B e C), com aproximadamente 55% da região central coberta pela primeira multi-camada e aproximadamente 99% coberta pelas últimas duas multi-camadas. As multi-camadas B e C possuem três camadas de PDT, enquanto a multi-camada A possui quatro. Existem também cintiladores nas camadas A e C.

O sistema frontal do detector de múons possui uma estrutura similar ao detector central, mas com a diferença de que ele usa mini-tubos de arrasto (*Mini Drift Chambers*, usualmente chamadas de MDT), além de magnetos toroidais, contadores cintiladores de disparo e um sistema de blindagem do feixe. Este sistema utiliza uma tecnologia diferente da do detector central, devido ao alto fluxo de partículas produzidas na região frontal do detector. Entretanto, ele também é organizado em três multi-camadas, que possuem MDTs e contadores cintiladores em todas as camadas.

As MDTs, juntamente com as PDTs, constituem o sistema de traços de múons, que oferece um sistema de identificação e medidas de momenta dos múons, independente do sistema central de traços, e também para a região $|\eta| > 1,6$, não alcançada pelo sistema central de traços.

O sistema de blindagem, constituído por camadas de ferro, chumbo e polietileno, é usado para proteger o sistema de múons dos prótons e anti-prótons remanescentes. E o magneto toroidal, já descrito na seção 4.3.3, fornece um campo suficiente para inclinar a trajetória de um múon, através do sistema, para a medida do momentum.

4.3.7 FPD (*Forward Proton Detector*)

O detector de prótons espalhados à pequenos ângulos [77, 78] é constituído por detectores introduzidos durante o Run II, e que têm como função, medir prótons e anti-prótons, espalhados a pequenos ângulos (da ordem de 1 mrad), resultantes de interações difrativas (como já discutido na seção 2.2). Este sistema foi especialmente projetado para o estudo da Física Difrativa no DØ e foi, em parte, montados em Campinas, no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron, LNLS [79].

O FPD consiste em dezoito detectores de posição, dispostos ao longo da linha

do feixe e que operam a poucos milímetros do feixe, possibilitando a detecção de partículas que perderam pouco momentum durante a interação. Estes detectores estão abrigados em cilindros de aço inoxidável, chamados de *Roman Pots* (RP - e as vezes também chamados apenas de potes), que permitem o funcionamento de cada detector fora do alto vácuo do acelerador, porém próximo ao feixe. O p ou \bar{p} atravessa uma fina janela de aço inoxidável na entrada e na saída de cada pote. Os potes, como veremos mais adiante, são controlados remotamente, podendo ser movidos mais próximo do feixe, quando este encontra-se em condições estáveis.

Os RP estão distribuídos em seis castelos⁵ que estão localizados a várias distâncias do ponto de interação do DØ (como pode ser visto na Fig. 4.11), de modo a não interferir com o acelerador. Quatro destes castelos, A1, A2, P1 e P2, são denominados de castelos de quadripolos, devido à proximidade dos magnetos quadripolares em cada lado do ponto de interação. Eles estão dispostos, dois do lado do próton (P1 e P2) e dois do lado dos anti-prótons (A1 e A2) e cada um possui quatro detectores ao redor do feixe, cobrindo assim uma grande região azimutal. Os outros dois castelos, D1 e D2, são conhecidos como castelos de dipolos por estarem localizados próximo aos magnetos dipolares, localizados do lado do anti-próton, e que desviam o feixe, aumentando assim, a aceitação desses detectores na região de baixo momentum transferido⁶.

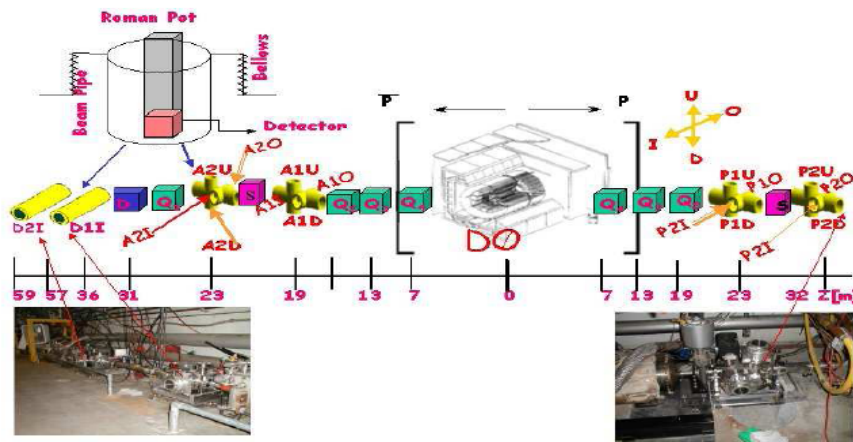


Figura 4.11: Visão esquemática do FPD ao longo da linha do feixe do Tevatron, em ambos os lados do detector central [80].

⁵Os castelos foram produzidos no Brasil, no LNLS.

⁶Definido na seção 2.2 como o quadrado do momentum transferido entre as partículas; neste caso então, mais especificamente ele é o quadrado do momentum perdido pelo anti-próton espalhado.

Os RP que estão situados do lado do anti-próton, denominado de lado A, detectam os anti-prótons espalhados após a colisão, enquanto que os RP posicionados do lado do próton, lado P, detectam os prótons espalhados. Para que a trajetória da partícula detectada seja reconstruída de volta ao ponto de interação, são necessários dois detectores, formando, assim, um espectrômetro. No total, existem nove espectrômetros: os dois castelos dipolos formam o espectrômetro DI ($I = in$) e de cada lado da região de interação existem dois *up* (acima do feixe, formando os espectrômetros AU, para o lado A, e PU, para o lado P), dois *down* (abaixo do feixe, denominados AD e PD), dois *in* (para dentro do raio do acelerador, denominados AI e PI) e dois *out* (para fora do raio do acelerador, denominados AO e PO), formando os outros oito espectrômetros.

Os castelos

A Fig. 4.12 mostra um castelo de quadripolo. Ele tem quatro braços (*up*, *down*, *in* e *out*), com cada um contendo um RP guardando um detector. Os castelos de dipolo são similares mas com a diferença de apresentarem apenas um braço (*in*). Um castelo dipolo pesa em torno de 91 Kg e um castelo quadripolo pesa em torno de 170 Kg.

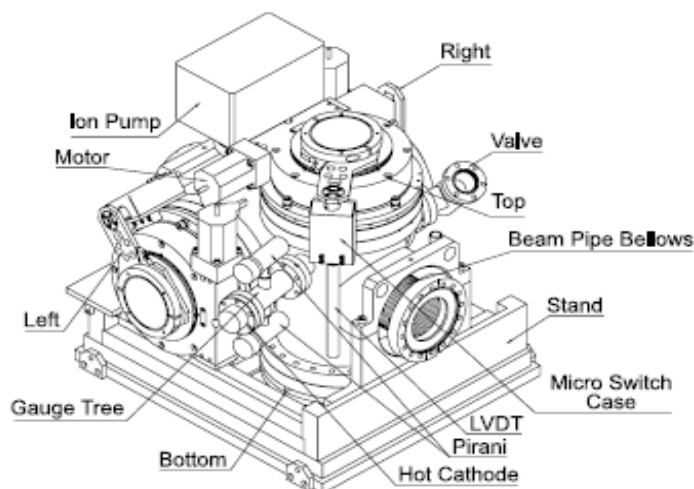


Figura 4.12: Castelo de quadripolo do FPD. *Pirani*, *Ions Pump* e *Hot Cathode* garantem o vácuo na região do detector. O LVDT (*Linear Variable Displacement Transducer*) monitora a posição do RP.

Os castelos de quadripolo precisam ser aquecidos a uma temperatura de, apro-

ximadamente, 150°C , antes da instalação, por causa do ambiente de UHV (*Ultra High Vacuum*) onde operam (os dipolos não precisam ser aquecidos por não estarem nesta mesma região). Um grupo de calibres de vácuo, compostos por sensores do tipo *Pirani* e catodos quentes (*hot cathod* - que operam a pressões mais baixas que as medidas pelo *Pirani*), são responsáveis por estabelecer e manter o ultra alto vácuo dentro do castelo.

Cada castelo está posicionado em um suporte⁷ que sustenta, não só o castelo mas também a câmara de vácuo. Este suporte consiste em uma plataforma que permite o ajuste da posição dos castelos em todas as direções num intervalo de 15 mm e com precisão de 0,1 mm.

Os detectores de posição

Os detectores de posição são constituídos por fibras cintilantes de 0.8 mm de espessura. Estas fibras cintilantes estão distribuídas em seis camadas, U, U', X, X', V e V', como pode ser visto na Fig. 4.13, de forma a reduzir ambigüidades na reconstrução, e são agrupadas em conjuntos de quatro fibras quadradas, paralelas entre si, chamadas de canal, formando uma estrutura de material cintilante de $0,8\text{mm} \times 3,2\text{mm}$. As camadas U, U', V e V' possuem vinte canais cada, enquanto as X e X' apenas dezesseis. Desta maneira, cada detector possui cento e doze canais. O uso de fibras quadradas aumenta em torno de 20% a passagem de luz em relação às fibras cilíndricas. O p ou \bar{p} espalhado passa através de 3,2 mm de um material cintilante. A luz de quatro fibras é detectada por um canal de um tubo de multi-anodo fotomultiplicador (onde cada tubo possui dezesseis canais), denominado MAPMT.

As camadas U e U' formam o plano U e as camadas V e V', o plano V. Estes planos estão orientados a $\pm 45^{\circ}$ com respeito a base horizontal do detector e portanto a 90° entre si. As camadas X e X' formam o plano X que está a 90° da base do detector.

O sistema de leitura de cada detector requer sete MAPMTs, duas para a leitura de dados do plano X (dezesseis canais lidos por uma MAPMT) e cinco para os planos U e V (quatro MAPMT para lerem cada um dos dezesseis canais de cada camada e mais uma para ler os dezesseis canais restantes) e inclui um *trigger* cintilador de PMT para leitura.

⁷Parte construída na Holanda, na NIKHEF [81].

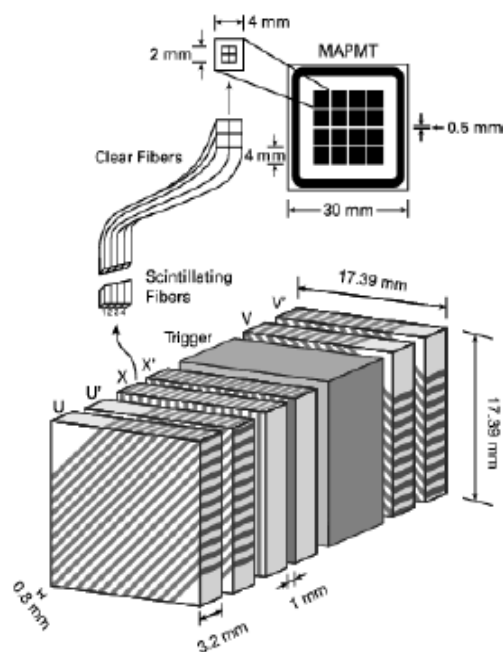


Figura 4.13: O detector de Fibras e a MAPMT

Operando o FPD

Durante minha presença no experimento $D\emptyset$, participei das operações do FPD, como uma das plantonistas responsáveis pela inserção de seus detectores próximo do feixe, porém com o cuidado de não interceptá-lo. Este procedimento era extremamente delicado e não automático. Para tanto, um dos plantonistas⁸ do FPD fazia a inserção dos dezoito detectores, aproximadamente, a cada 35 horas, dependendo da duração de cada *store*⁹, e da luminosidade disponível. Estas inserções podiam durar de 2 a 4 horas e tinham o objetivo de posicionar os detectores o mais próximo possível do feixe, pois quanto menor o ângulo entre o detector e o ponto de interação do $D\emptyset$, maior a probabilidade de se detectar prótons ou anti-prótons difratados. Porém, a posição final dos potes dependia muito das condições do feixe.

A inserção dos detectores era realizada na sala de controles do $D\emptyset$, através de um motor de passos monitorado e controlado por uma interface gráfica,

⁸O plantonista do FPD ficava responsável por esta tarefa durante um período de 12 horas por dia, sendo um para o turno diurno e outro para o noturno.

⁹Período no qual os feixes de próton e anti-próton são inserido no acelerador do Tevatron, mantidos e colidindo por um long período de tempo.

denominada de GUI (um tipo de programa em python [82]). Esta inserção influenciava a auréola de partículas que acompanhavam o feixe (usualmente chamadas de *halo* do feixe) do DØ e do CDF e a frequência com que as partículas atingiam os próprios detectores de posição (*single rates*) e portanto, tais parâmetros eram monitorados, cuidadosamente, através do sistema de ACNET (*Accelerator Control Network system*) e CAMAC (*Computer Automated Monitor and Control*), a cada passo da inserção. A Fig. 4.14 mostra o comportamento de tais parâmetros durante uma certa inserção.

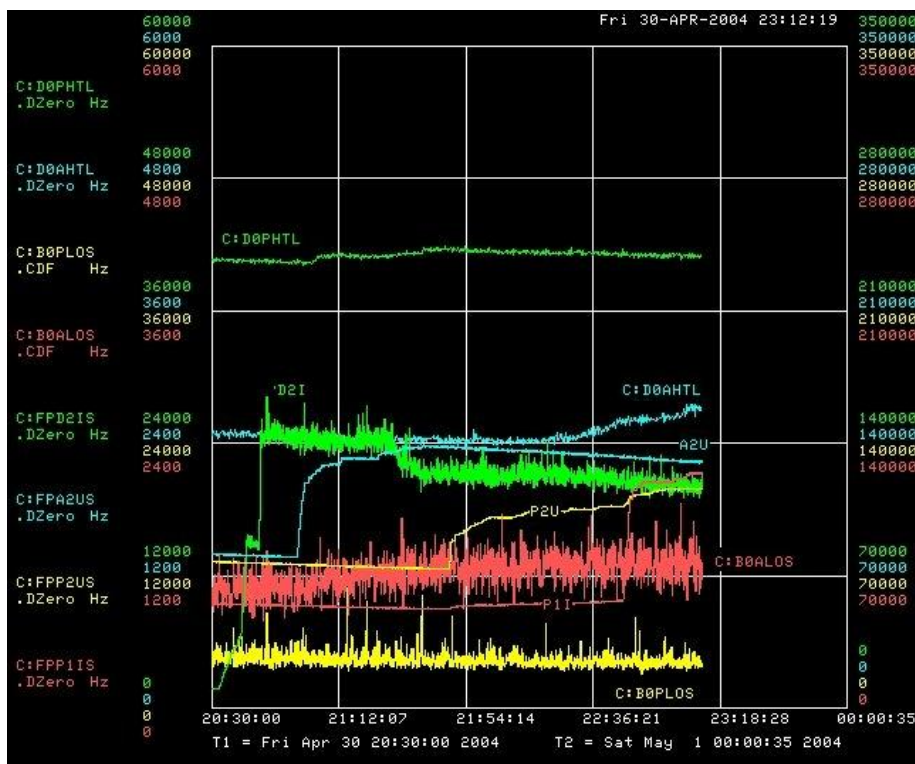


Figura 4.14: Visualização da taxa com que quatro detectores, no caso, D2I, A2U, P2U e P1I, são atingidos e as auréolas do DØ (DØPHL e DØAHL) e do CDF (BØPLOS e BØALOS) durante o processo de inserção.

Durante o processo de inserção, os castelos dos dipolos eram os primeiros a serem inseridos, pois eles não alteravam a auréola do feixe. Em seguida os castelos de quadripolos do lado A e então os do lado P. Uma vez que todos os detectores estivessem localizados nas posições mais próximas possíveis do feixe, permitidas pelas condições do mesmo, as MAPMTs eram ligadas. Ao final de cada *store* os pots deviam ser removidos de volta para suas posições iniciais.

A inserção começava quando a luminosidade do DØ atingia o valor de $40 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Evitava-se inserir os potes a altas luminosidades para minimizar contribuições de interações múltiplas.

Atualmente o FPD está fora de operação devido aos altos valores de luminosidade do DØ.

4.3.8 Monitor de Luminosidade

Um ingrediente essencial nas medidas de seção de choque no DØ é a luminosidade, usada para normalizar a amostra de dados. A determinação da luminosidade, L (Eq. 4.3), é feita pela contagem da razão de colisões inelásticas $p\bar{p}$ registradas pelo Monitor de Luminosidade do DØ [83].

$$L = \frac{1}{\sigma_{p\bar{p},eff}} \frac{dN}{dt}(p\bar{p}) \quad (4.3)$$

onde $\sigma_{p\bar{p},eff}$ é a seção de choque efetiva no LM.

O Detector e o Sistema de Leitura

O Monitor de Luminosidade (LM), esquematizado na Fig. 4.15, consiste em duas séries de vinte e quatro cintiladores plásticos, com leitores PMT, dispostos simetricamente ao redor do tubo do feixe e localizados a $z = \pm 140$ cm do ponto de interação, onde o sentido do eixo z positivo é definido pela direção do feixe de prótons (ver seção 4.3.1). Cada série consiste em um detector e cada detector cobre a região de pseudo-rapidez $2.7 < |\eta| < 4.4$.

O sistema de leitura do LM para grande parte do Run IIa (até Outubro de 2005) foi baseado em módulos NIM (*Nuclear Instrumentation Methods*) reciclados do Run I e portanto denominado de **sistema NIM**. Esse sistema realiza uma soma analógica sobre os sinais dos vinte e quatro PMTs, de cada uma das séries do LM, com o uso de módulos lineares *fan-in/fan-out*. Os sinais são então amplificados e discriminados com o uso de discriminadores constantes resultando em um sinal temporal único para ambos detectores, norte e sul. Esses sinais temporais são então alimentados a um módulo TDC (*Time Digital Converter*) projetado para medir a diferença temporal entre os dois sinais, o qual é proporcional à localização em z do vértice de interação. Se a diferença temporal for consistente com uma colisão inelástica ocorrendo dentro da marca do feixe, o choque é então definido como

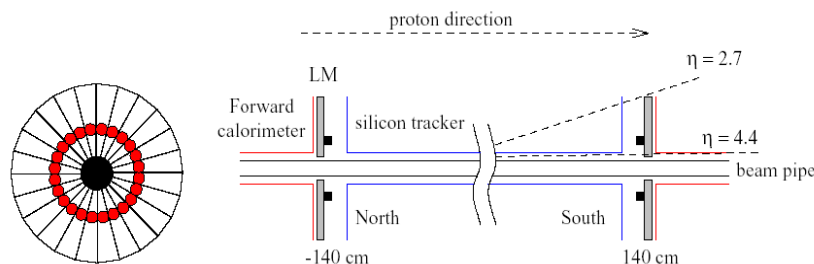


Figura 4.15: Esquema do Monitor de Luminosidade. A visão $r - \phi$ de um dos vetores é mostrada do lado esquerdo. A visão $r - z$ de todos os vetores é mostrada à direita.

uma colisão inelástica.

Entretanto, esta soma analógica de sinais possui algumas desvantagens. Uma delas é sensibilidade à tempos mortos (*deadtime*) causados por disparos do detector devido a eventos antigos, sendo que, a medida de um disparo antigo no detector, em qualquer um dos quarenta e oito cintiladores, pode levar a uma leitura temporal completamente errada para todo um choque. Uma outra desvantagem é a falta de informação *offline*, particularmente a falta de informação de carga e tempo para cada PMT em cada choque. Essa informação é necessária para um monitoramento e para simulação e validação do sistema, permitindo assim melhores métodos de determinação da eficiência e aceitação do detector, necessárias para uma medida precisa da luminosidade.

Por essas e outras desvantagens, o sistema NIM de leitura foi descontinuado em 20 de Outubro de 2005, quando então, o novo sistema de leitura, utilizando a eletrônica VME (*Versa Module Eurocard*) e sendo portanto denominado de **sistema VME** [84, 85], foi implementado. Este é um sistema completamente integrado ao sistema de leitura do DØ, onde cada canal é discriminado independentemente e cortes temporais são realizados nos sinais individuais. Isso, além de reduzir amplamente os efeitos de tempo morto, também permite uma leitura da carga digitalizada e dos sinais temporais de cada PMT, bem como os resultados de todos os cálculos intermediários de modo que a calibração e o monitoramento detalhado podem ser realizados *offline*.

Entretanto, antes de passar pela eletrônica de leitura, os sinais de cada PMT são amplificados por um fator de cinco, por pré-amplificadores dentro do detector. Esses sinais são então divididos em dois caminhos, um levando ao sistema NIM e o segundo caminho levando ao sistema VME. Os sinais do segundo caminho,

antes de serem enviados ao sistema VME, são amplificados novamente por um fator de dez.

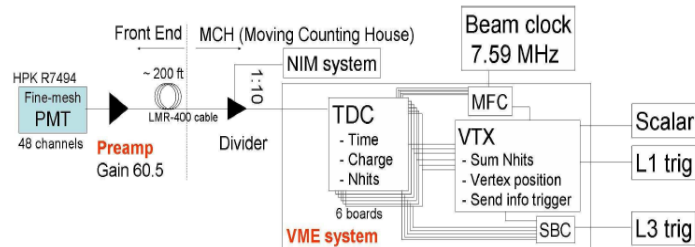


Figura 4.16: Visão esquemática do sistema de leitura do LM.

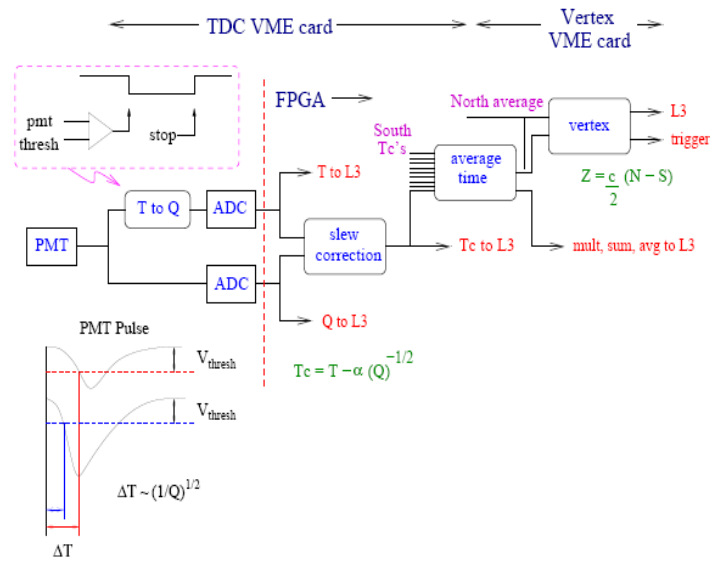


Figura 4.17: Visão do sistema VME de leitura para o LM. Este sistema digitaliza os sinais de cada PMT separadamente e está completamente integrado ao sistema de leitura do DØ .

O sistema VME é composto de seis módulos LM-TDC e um único módulo LM-VTX, como podemos verificar nas Fig. 4.16 e 4.17. Os módulos LM-TDC, três do lado norte e três do lado sul, são utilizados para digitalizar o tempo e a carga de cada PMT e para aplicar correções na carga a fim de gerar medidas de tempo de voo completamente calibradas, enquanto o módulo LM-VTX utiliza as

medidas realizadas pelos LM-TDC módulos para calcular o tempo médio para cada contador e a coordenada z (Eq. 4.4) do vértice de interação, a partir da diferença entre as duas séries.

$$z_v = \frac{c}{2}(T(\textit{north}) - T(\textit{south})) \quad (4.4)$$

Cálculo da Luminosidade e a Seção de Choque

A unidade básica de tempo para medidas de luminosidade é o bloco de luminosidade e cada bloco possui um número índice, chamado de LBN (*Luminosity Block Number*), que cresce monotonicamente durante o Run II. O LBN é incrementado a cada 60 s ou a cada comando de transição como troca de *store*, de *run*¹⁰ e comandos de inicialização TFW (*Trigger FrameWork*)¹¹. O tempo de duração de cada LBN é exigido ser curto o suficiente de modo que a luminosidade instantânea seja efetivamente constante durante cada bloco de luminosidade, de modo a tornar desprezíveis as incertezas nas medidas da luminosidade devido à largura da escala de tempo utilizadas.

Como mencionado anteriormente, a luminosidade, L , é determinada a partir da razão de colisões inelásticas (dN/dt) por choque, medidas pelo LM, como indicado na Eq. 4.3. O LM, entretanto, somente pode determinar se pelo menos uma interação ocorreu durante um choque. Portanto, para a determinação da Luminosidade, assumimos que a probabilidade de uma interação ocorrer num dado choque de grupo segue a estatística de Poisson, sendo assim, o número médio de interações por choque pode ser determinado contando-se a fração de choques sem interações

$$P(n = 0) = e^{-\mu} \quad (4.5)$$

onde μ é uma medida direta da luminosidade instantânea no período da amostragem.

A medida da luminosidade do $D\bar{O}$ é, então, baseada numa contagem precisa de colisões de feixes, e, para garantir esta precisão é necessária uma boa distinção

¹⁰Um *store* é dividido em vários *runs*, que são grupos de tomadas de dados, que duram cerca de quatro horas, de modo a acompanhar a queda da luminosidade.

¹¹O TFW reúne informações digitais de cada *trigger* de nível-1 (mais informações de *trigger* de nível-1 podem ser encontradas na seção 4.3.9.)

entre inerações $p\bar{p}$ e a contaminação de fundo do feixe, como por exemplo a auréola que o acompanha. Esses processos são separados por medidas precisas do tempo de voo (Eq. 4.4) de partículas viajando à pequenos ângulos do feixe. Dessa forma, selecionamos colisões feixe-feixe pelo requerimento de $|z_v| < 100$ cm, o que abrange aproximadamente todas as colisões $p\bar{p}$ produzidas pelo Tevatron, enquanto que as partículas da auréola, que estiverem viajando no sentido $\pm\hat{z}$, terão $z_v \sim \mp 140$ cm e portanto serão eliminadas por este critério.

Para o cálculo da seção de choque inelástica efetiva [86, 87, 88] temos de levar em conta dois ingredientes principais:

$$\sigma_{eff} = \epsilon \times \sigma \quad (4.6)$$

onde σ é a seção de choque inelástica medida por outros experimentos e ϵ é a eficiência de identificação de uma colisão, incluindo a aceitação geométrica. Essa eficiência é determinada a partir de amostras de Monte Carlo (MC), separadamente para eventos de difração simples (single diffraction - SD), de difração dupla (double diffraction - DD) e não-difrativos (non-diffraction - ND), tomando-se o cuidado de modelar todas as fontes de ineficiência no MC. Essas diferentes topologias que são levadas em conta levam, então, à seguinte expressão:

$$\sigma_{eff} = (\epsilon_{SD}f_{SD} + \epsilon_{DD}f_{DD} + \epsilon_{ND}f_{ND}) \times \sigma \quad (4.7)$$

onde as frações, f , de cada topologia são determinadas através do estudo da distribuição da multiplicidade de disparos no detector para uma amostra de dados de zero-bias¹². Maiores detalhes sobre o cálculo da seção de choque pode ser encontrado em [87].

O Sistema de Aquisição de Dados dos Monitores de Luminosidade

O sistema de aquisição de dados do LM, LDAQ (*Luminosity Data Aquisition*), é um sistema único de aquisição de dados funcionando no sistema *online* do DØ. O LDAQ foi desenvolvido para coletar dados suficientes para medida, verificação e monitoramento da luminosidade fornecida e usada pelo DØ. O LDAQ conecta os seguintes sistemas: a estrutura de *trigger* de nível-1 (seção 4.3.9), sistema de controle do acelerador [75], sistema de controles do DØ e o sistema de aquisição

¹²Eventos de zero-bias são aqueles nos quais não há exigência de colisão de feixes.

de dados (ver também na seção 4.3.9). Os dados de diferentes fontes são correlacionados e enviados à base de dados e então usados para cálculos de luminosidade.

A Base de Dados dos Monitores de Luminosidade

A base de dados do LM [89] é um projeto que teve seu início no começo de Dezembro de 2003 e fez consideráveis progressos, estando próximo de ser finalizado. Os objetivos principais desta base de dados são:

1. Calcular e fornecer uma normalização da luminosidade para uma dada amostra de dados;
2. Verificar e certificar a integridade de dados para fins de normalização;
3. Fornecer informações sobre a luminosidade para programas *offline*;
4. Reportar as informações sobre luminosidade fornecida ou registrada por dia, semana, *runs*. . . ;
5. Reportar a qualidade das LBNs.

Durante a minha presença no experimento DØ desenvolvi um programa, em linguagem python-cgi [82] e SQL [90], para reportar as informações sobre a luminosidade de um determinado dia, *run* ou *store*, de forma customizada, o que possibilita o usuário a escolher o tipo de informação que ele deseja ver: um determinado dia, um determinado *run*, ou mais de um. Este programa, baseado em *queries* está sob utilização, ainda supervisionada no momento, e próximo de sua finalização, podendo ser visualizado na Fig. 4.18 em [91].

4.3.9 Sistema de Triggers e Aquisição de Dados

Em colisões de feixes há milhares de colisões ocorrendo, e estas colisões ocorrem a uma razão muito mais alta que a razão na qual estes eventos podem ser registrados e processados. Esta diferença faz com que a maioria dos eventos acabem por ser desprezados. Para os eventos físicos que são registrados, encontra-se a necessidade de um processo de seleção que satisfaça as prioridades de pesquisa de uma colaboração. O sistema de *trigger* de um experimento tem por objetivo esta seleção de eventos.

O sistema de *trigger* do DØ, que passou por melhorias após as modificações realizadas no Tevatron, devido ao aumento de luminosidade e da razão com a qual

DØ Luminosity Database Operations Report Query

Run, Store, LBN, Time or Trigger List based Reports

Run Number or Run Range:	<input type="text"/>	Note: Including Plots or LBN Counts takes longer. Include Plots in Report ? <input type="radio"/> yes <input checked="" type="radio"/> no Report LBN Counts ? <input type="radio"/> yes <input checked="" type="radio"/> no Calendar Reports 2007 July 2007
	Integer Run number (Example: 211212)	
Store Number or Store Range:	<input type="text"/>	
	Integer Store number (Example: 4446)	
Date or Date Range	<input type="text"/>	
	Date format: DD MON YY (Example: 9Feb04 or 09Feb2004)	
LBN or LBN Range:	<input type="text"/>	
	Integer(s) separated by "," or "-" (Examples: 3085533 or 3085000,3085533-3085647)	
Trigger List Name-Version:	<input type="text"/>	
	Case insensitive, wildcards allowed (Examples: global_cmt-13.31, global_calmuo%, or %-4%)	

Special Functions and Plots

Special Function:	<input type="text"/>
Trigger Name:	<input type="text"/>

[Click here !](#)

Luminosity Group LumiD Home	Offline Software LumDBApp Home	Operations: Query Menu	Help !! Table of Contents	Link to Examples and Tests
---	--	--	---	--

Figura 4.18: Relatório sobre a Luminosidade do DØ .

as interações ocorrem, possui três níveis distintos de seleção, sendo que cada nível subsequente examina uma menor quantidade de eventos, porém em maior detalhe e complexidade. Abaixo segue um resumo sobre estes três níveis de seleção. Maiores detalhes podem ser encontrados em [75]. Na Fig. 4.19 pode-se visualizar os três níveis de trigger, juntamente com o sistema de aquisição de dados.

O primeiro nível, chamado de *trigger* de nível-1 ou L1 (*Level 1*), é basicamente um sistema em *hardware*, consistindo em vários elementos de *trigger* que fornecem uma razão de aceitação em torno de 2 kHz sobre os dados vindos diretamente do detector, reduzindo a razão de 1,7 MHz com que os dados são recebidos para 1,6 kHz. Cada *trigger* individual, deste estágio de seleção, tem uma saída do tipo *and/or* e são denominados de *Level 1 AND/OR terms*. No total, existem até duzentos e cinqüenta e seis termos que podem ser combinados em cento e vinte e oito *triggers* com todos os dados sendo processados em paralelo. A fim de participar na decisão de *trigger*, a saída do *trigger* de nível-1 deve chegar à estrutura de *trigger* (*trigger framework*) em 3,5 μ s ou menos.

No segundo estágio de seleção, denominado de *trigger* de nível-2 ou L2 (*Level 2*), sistemas de *hardware* estão detectados a microprocessadores associados a

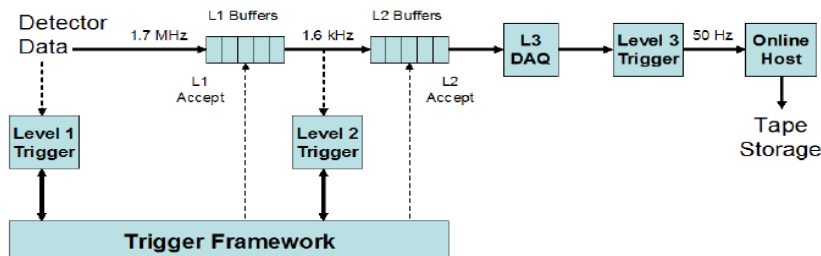


Figura 4.19: Esquema do sistema de *trigger* do DØ e as razões nas quais os eventos são selecionados.

específicos subdetectores, de forma a fornecer informações ao processador global, para uma decisão de *trigger*, baseadas em objetos individuais. O *trigger* L2 reduz a razão de recebimento do *trigger* por um fator de dois e tem aceptância de aproximadamente 1 kHz.

Um diagrama de blocos dos dois sistemas de *trigger*, L1 e L2 é mostrado na Fig. 4.20. Os candidatos que são aceitos por estes dois sistemas, são enviados ao trigger de nível-3 (L3 *farm*), que é um conjunto de microprocessadores, onde os eventos são combinados e parcialmente reconstruídos. O L3 *farm* contém *triggers* baseados em programas de *software* que funcionam em máquinas Linux. Cada módulo da L3 *farm* é capaz de reconstruir um evento completo e realizar seleções físicas. Os eventos que passam por este estágio final de seleção são enviados a uma máquina coletora onde são escritos em fita, para posterior análise *offline*, à razão de 50 Hz.

Entretanto, antes de chegar ao *trigger* de nível-3, os dados que passam pela seleção de L2 são enviados ao L3DAQ, o sistema de aquisição de dados que transporta os dados dos diferentes componentes do detector. Estes dados são recebidos por um sistema de leitura VME, para cada subdetector do DØ, que são chamadas de *crates*, e passadas para os módulos de processamento de filtragem da L3 *farm*. Cada bastidor é lido por uma placa de computador SBC (Single Board Computer). Um SBC é ligado a processadores Pentium-II de 933 MHz com 128 MB de memória RAM. A coordenação de controle global, dos sistemas de *trigger* e de aquisição de dados, é feita por um programa COOR que funciona no sistema *online* do DØ. Este controle é realizado com a ajuda de plantonistas no sistema de aquisição de dados, trabalho o qual também realizei durante minha estadia no experimento DØ. Informações mais detalhadas sobre o sistema de aquisição de dados podem ser encontradas em [75, 92].

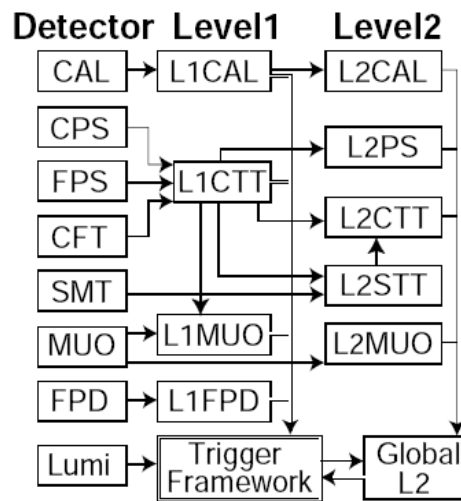


Figura 4.20: Diagrama de bloco para os sistemas de *trigger* L1 e L2. As setas indicam o fluxo dos dados passando pelos *triggers*.

Capítulo 5

Análise da Produção Difrativa de J/ψ

Esta dissertação reporta a primeira observação de J/ψ produzido difrativamente pelo experimento DØ a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Uma vez que o méson J/ψ pode ser produzido de maneira direta ou a partir do decaimento do méson B , o estudo de sua produção difrativa também fornece a observação da produção difrativa de b .

Esta análise é baseada em uma seleção de eventos com baixa atividade na região frontal norte¹ do detector DØ, no intervalo de pseudo-rapidez $-4, 4 < \eta < -2, 7$, a região coberta pelos detectores do Monitor de Luminosidade. Estes eventos foram selecionados, independentemente, por dois sistemas de detecção, o LM e o calorímetro, e foram posteriormente analisados por dois métodos diferentes, descritos mais adiante.

5.1 Amostra de Dados

A amostra de dados utilizada nesta análise foi registrada pelo detector DØ durante o período de 20 de Outubro de 2005 - 22 de Fevereiro de 2006. A data final marca o final do Run IIa, quando o experimento DØ passou por uma pequena interrupção na tomada de dados para alguns ajustes e retornou com uma luminosidade mais alta. A data inicial marca o início da operação da nova eletrônica do sistema de leitura dos detectores do LM. Uma vez que esta análise é baseada neste sistema de leitura, dados anteriores a esta data foram descartados. Entretanto, um primeiro estudo com dados anteriores pode ser encontrado em [93].

¹Sentido negativo de z .

Os dados estão no formato comum de análise do $D\bar{D}$, denominado CAF (*Common Analysis Format trees*) [94, 95]. Esses dados, entretanto, antes de serem passados para este formato, foram reconstruídos por mim, com o objetivo de incluir todas as informações do calorímetro². Durante o processo de reconstrução também foram aplicados cortes padrões de qualidade [96] com o objetivo de excluir eventos nos quais os detectores de traços (SMT e CFT), o calorímetro ou o sistema de múons não estivessem em perfeito estado de funcionamento, bem como cortes de interesse particular desta análise como a exclusão de eventos nos quais o sistema de leitura do LM não estivesse incluída na tomada de dados. A luminosidade instantânea média da amostra é de $58 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ e a luminosidade total integrada é de aproximadamente 365 pb^{-1} .

5.1.1 Seleção de Dimuons

Os candidatos a múons são formados pela combinação de trajetórias carregadas reconstruídas no sistema central de traços em combinação com segmentos reconstruídos no sistema de múons. Alternativamente, partículas carregadas são combinadas a rastros de energia depositados ao longo de vários disparos nas células do calorímetro, os quais coincidem com a assinatura de uma ionização mínima de uma partícula originada do ponto de interação. As partículas carregadas consideradas são as que devem ter disparado as fibras do sistema de traços [97].

Candidatos a dimuons foram selecionados exigindo-se dois múons frouxos (*loose muons*³), com combinações no sistema de traços, com $p_T^\mu > 1,5 \text{ GeV}/c$ e opostamente carregados. Exigiu-se que os candidatos a dimuons tivessem $p_T > 3,0 \text{ GeV}/c$. A massa foi calculada a partir de um vértice de dois traços e todos os candidatos dentro do intervalo $2,65 \text{ GeV}/c^2 \leq M(\mu^+\mu^-) \leq 4,00 \text{ GeV}/c^2$ são considerados.

A fim de minimizar a contaminação de eventos de não provenientes de J/ψ , a análise é feita a partir do número de eventos derivado de um ajuste [98] realizado sobre a distribuição invariante da massa dos candidatos a dimuons. Para este ajuste foi usada uma função polinomial Chebyshev (ver Apêndice B) de segunda ordem para a contaminação, uma dupla Gaussiana para o sinal, para as quais as

²As informações fornecidas pelo grupo que produz as CAF-*trees*, utilizam apenas o que é denominado de bloco eletromagnético, que inclui apenas as células com informações do calorímetro eletromagnético.

³Um múon é considerado *loose* quando ele é definido apenas pelo sistema de múons. Ele pode consistir em um segmento de uma única camada ou de disparos nos cintiladores e nas câmaras de arrasto.

médias são requeridas coincidentes, e uma Gaussiana com a média em aproximadamente $3,6 \text{ GeV}/c^2$ para o $\psi(2S)$. O número de eventos de J/ψ utilizados é dado pela área da dupla Gaussiana para dimuons no intervalo de $2,8 \text{ GeV}/c^2 \leq M(\mu^+\mu^-) \leq 3,3 \text{ GeV}/c^2$ (Fig. 5.1).

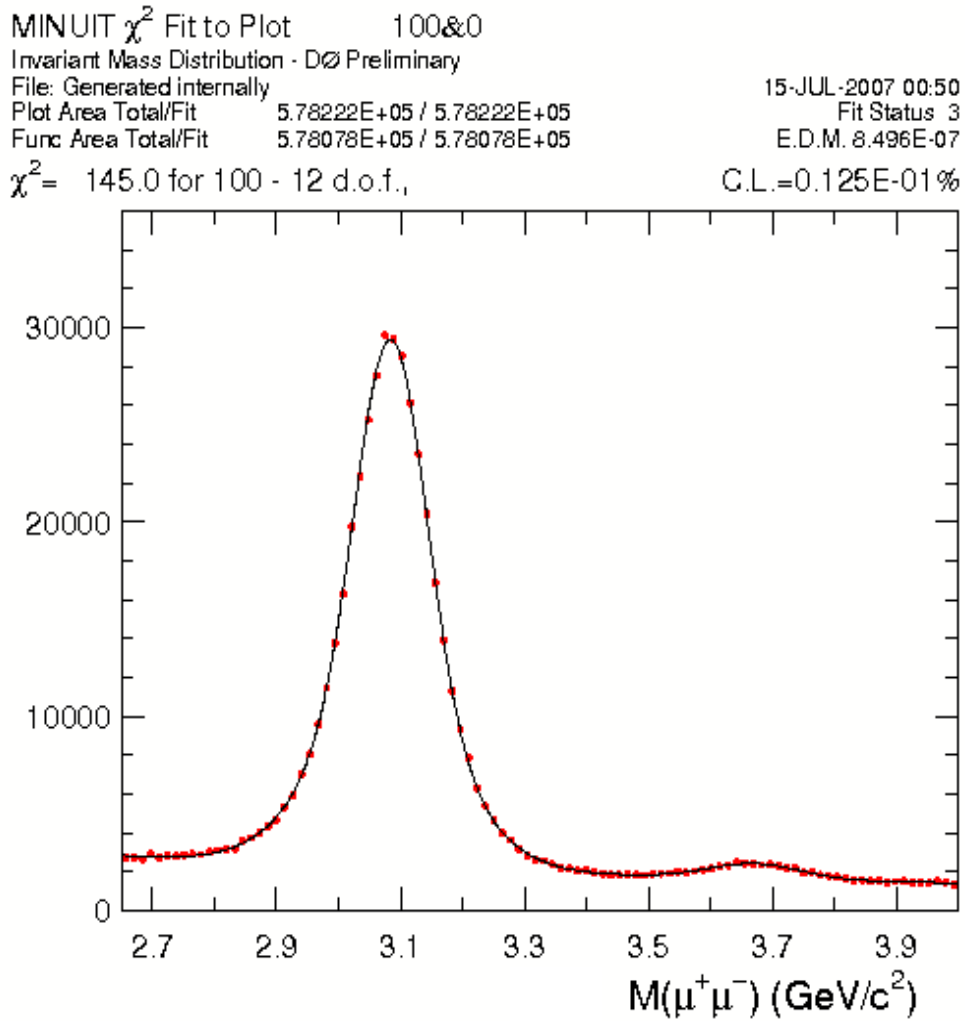


Figura 5.1: Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons, com $N(J/\psi) \sim 363266 \pm 981$.

5.2 Gaps de Rapidez e Seleção de Eventos Difrativos

Eventos de difração simples (SD) são caracterizados pela ausência de partículas em uma das regiões frontais do detector. Essa região, desprovida de partículas, é denominada de lacuna de rapidez e, como já discutido na seção 2.2 e tais eventos são explicados em termos da troca de um objeto denominado Pomeron. Na Fig. 5.2 podemos ver um exemplo ilustrativo para um evento SD apresentando um *gap* na região de sentido negativo do detector $D\emptyset$. Esta região é denominada de região norte e portanto os eventos que apresentam lacuna de rapidez nesta região são usualmente chamados de eventos de *gap* norte. A largura desta lacuna é dada por $\Delta\eta \approx -\ln\xi$, onde ξ é a fração do momentum⁴, do anti-próton carregada pelo pomeron, de modo que interações a baixo ξ são caracterizadas por amplas lacunas de rapidez. O contorno máximo do *gap* é dado pela rapidez do anti-próton, $y_{\bar{p}} = \ln(\sqrt{s}/m_{\bar{p}}) \approx 7,5$.

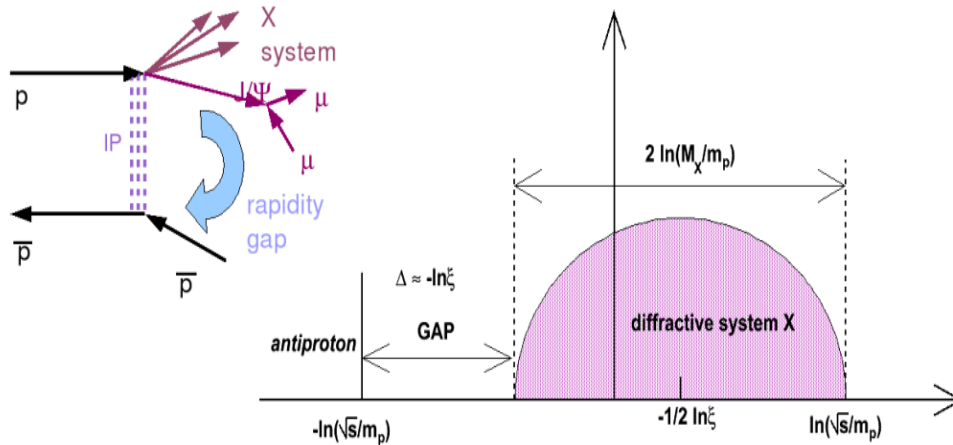


Figura 5.2: Visão esquemática para a produção difrativa de J/ψ em interações $p\bar{p}$.

Entretanto, ao se utilizar a assinatura de lacunas de rapidez com o objetivo de selecionar eventos difrativos, há de se levar em conta que, além de eventos não-difrativos que serão selecionados por apresentarem um *gap*, não exponencialmente suprimido, devido a flutuações na hadronização, também haverá perda de eventos difrativos que não apresentam *gap* devido ao fato de que em colisões hadrônicas, espalhamentos moles adicionais entre os dois hadrons iniciais podem preencher o *gap* de rapidez, conseqüentemente destruindo tal assinatura. Este efeito sugere que um fator de correção, denominado probabilidade de sobrevivência da lacuna (*gap survival probability*) $\langle |S|^2 \rangle$, seja aplicado aos resultados

⁴ $\xi = 1 - \frac{p_f}{p_i}$, onde p_i e p_f são os momenta inicial e final do anti-próton.

experimentais das seções de choque para eventos difrativos quando comparados aos cálculos teóricos. Para o Tevatron, estima-se que este valor seja 0,1 [99].

Por estes motivos e, também, pelo fato de que os detectores do LM fornecem uma cobertura em η que pega apenas a borda inicial da lacuna de rapidez⁵, foi adotado, para este estudo, uma seleção de eventos que apresentem **baixa atividade**, ao invés de uma total falta de atividade na região frontal do detector DØ, coberta pelos detectores do Monitor de Luminosidade.

Esta seleção de eventos de baixa atividade é realizada, independentemente, por dois detectores, o LM e o calorímetro. A vantagem em se ter dois detectores é a de que cada sistema serve como uma verificação do outro através da compatibilidade entre os resultados. Após a seleção desta sub-amostra de eventos de baixa atividade é preciso separar o sinal difrativo da contaminação de eventos não difrativos que também passaram pelo corte de seleção. Esta análise da sub-amostra selecionada também é realizada de duas maneiras diferentes, que além de servirem de contra-verificação uma da outra, também foram utilizadas para estimativa de erro sistemático. A seguir encontram-se as descrições dos dois métodos de análise utilizados nesta dissertação.

5.2.1 Métodos de Seleção

O primeiro método de seleção baseia-se na informação fornecida pelos detectores do LM, que é a multiplicidade de disparos nas PMTs de cada detector. Esta informação é analisada através de uma contagem de disparos em cada PMT, por evento, onde, a fim de evitar uma leitura de disparos de eventos anteriores, um corte temporal é aplicado durante a análise *offline*. Maiores informações podem ser encontradas em [87] e um estudo inicial, utilizando apenas informações dos detectores do LM e apenas uma pequena fração da amostra de dados aqui utilizada, pode ser encontrado em [100].

O segundo método de seleção baseia-se na informação fornecida pelos calorímetros frontais do DØ. Uma vez que os detectores do LM cobrem a região $2,7 \leq |\eta| \leq 4,4$, as informações das células do calorímetro também são restritas a este mesmo intervalo. No caso do calorímetro a informação fornecida por suas células de leitura é a energia depositada. Realiza-se, então, uma soma na energia das células, para as camadas dos calorímetros eletromagnético e hadrônico, por

⁵ $\Delta\eta \approx 4,6 - 2,3$ ($0,01 \leq \xi \leq 0,1$), levando a uma lacuna de rapidez entre $-7,6 \leq \eta \leq 3 - 5,3$, respectivamente, enquanto o LM cobre $2,7 \leq |\eta| \leq 4,4$.

evento e estuda-se a distribuição dessa soma de energia. Com o cuidado de não utilizar células com ruídos de fundo, foi sugerido pelo grupo de calorimetria do DØ a utilizarem apenas células que apresentem uma deposição de energia acima de um valor limite (100 MeV e 200 MeV, respectivamente para os calorímetros EM e FH) e de se excluir eventos da última camada do calorímetro hadrônico.

Mais adiante será apresentado um estudo, com amostras de Monte Carlo, sobre o comportamento destas distribuições para eventos difrativos e não-difrativos.

5.2.2 Métodos de Análise

Um dos métodos de análise baseia-se no estudo de uma amostra mista de MC, contendo eventos difrativos e não-difrativos. Esta amostra foi construída pela união de duas amostras separadas e pesadas pelas suas seções de choque. Com esta amostra, escolhe-se um corte de seleção, separadamente para cada detector, com os métodos descritos acima, e estima-se a pureza de eventos difrativos presentes na sub-amostra selecionada. Entretanto, este método apresenta uma grande desvantagem, a incerteza sobre o quão confiável é a informação da seção de choque fornecida pelas amostras de MC.

Por outro lado, o outro método de análise é independente desse estudo realizado na amostra mista de MC. Após a escolha dos cortes de seleção, assume-se que o sinal difrativo e a contaminação não-difrativa possuem formatos distintos, o que torna possível a aplicação de um ajuste aos dados para estes formatos, de forma a separar sinal de contaminação, independentemente da amostra de MC. Este ajuste é aplicado da seguinte maneira: se o corte de seleção for aplicado à informação fornecida pela distribuição da multiplicidade no LM, o ajuste é realizado na distribuição da energia para essa sub-amostra; por outro lado, se o corte de seleção for aplicado à informação de energia fornecida pelo calorímetro, o ajuste é feito na distribuição da multiplicidade no LM. Ao final deste ajuste o sinal é corrigido pela eficiência de seleção.

Este último método além de fornecer a vantagem de não depender completamente de uma pré-análise de MC, também pode fornecer uma verificação sobre os resultados fornecidos pela amostra de MC, sendo, portanto, utilizado aqui como o resultado principal, enquanto o outro método é utilizado apenas como uma estimativa para o erro sistemático.

5.3 Monte Carlo

Para o estudo apresentado nessa dissertação foram utilizados dois diferentes geradores de MC, PYTHIA [101] para eventos não-difrativos e POMWIG [102] para eventos difrativos. As amostras fornecidas por ambos geradores passam por uma simulação [103, 104] completa do detector DØ e pelo sistema de reconstrução [105]. Essas amostras também possuem simulação de contaminação devido ao efeito de *pileup* [106].

5.3.1 Monte Carlo Difrativo

Os eventos difrativos utilizados aqui apresentam a topologia $p + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + (b\bar{b} + X)$. Uma vez que não existe um gerador para eventos difrativos que incorpore a produção de um J/ψ no estado final, obriga-se que os mésons B desta amostra de MC decaia em um J/ψ e mais alguma outra partícula. Os candidatos a dimuons são selecionados de acordo com a descrição fornecida na seção 5.1.1.

Nas Figs. 5.3 e 5.4 podemos visualizar as distribuições características, para eventos difrativos, das variáveis que serão utilizadas para a seleção de tais eventos. É importante notar que embora haja uma grande quantidade de eventos que não apresentam atividade no LM e/ou no calorímetro, muitos eventos ainda apresentam atividade nestes dois sistemas, o que reforça a escolha em se trabalhar com uma seleção de eventos que apresentem baixa atividade ao invés de usar uma seleção que forneça uma total ausência de partículas na região frontal estudada.

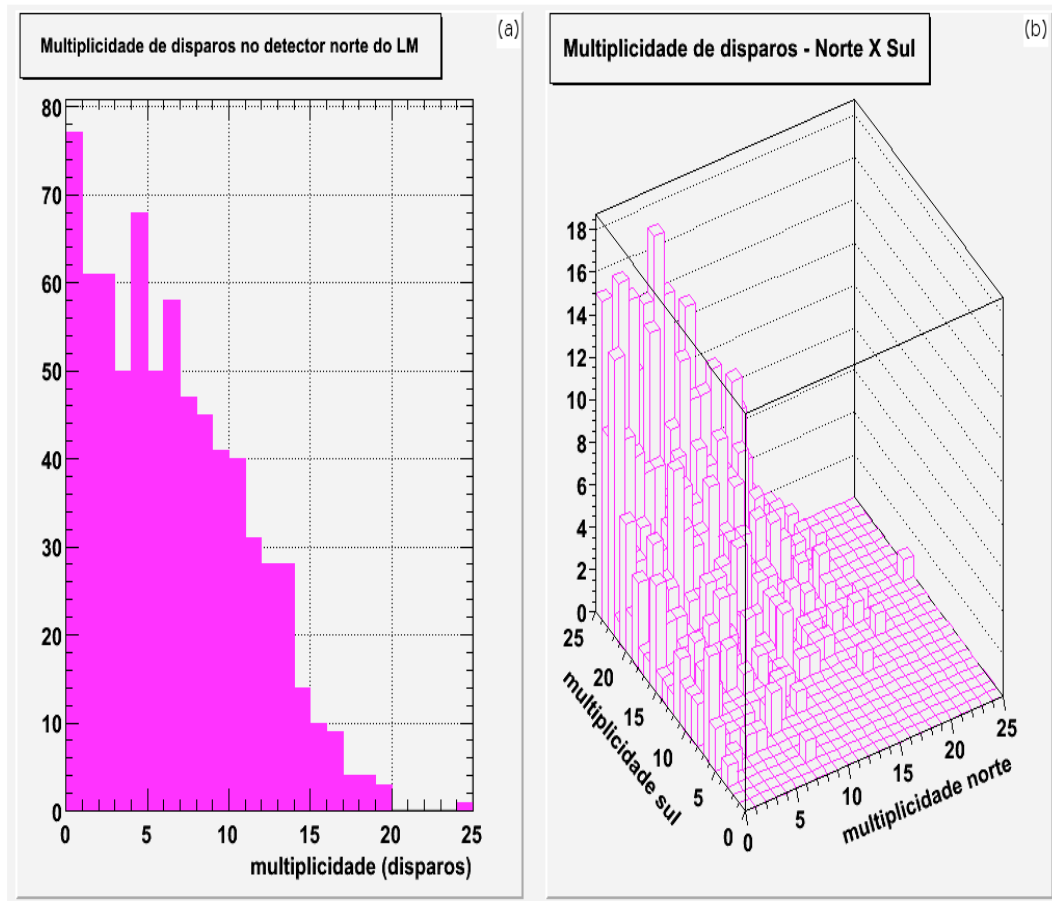


Figura 5.3: (a) Distribuição da multiplicidade no detector norte do LM; (b) Distribuição da multiplicidade no detector norte contra a multiplicidade no detector sul. É importante notar que esta amostra de MC simula eventos de difração simples com a presença de um *gap* na região norte e portanto a região sul possui, ao contrário da região norte, uma concentração de eventos a alta multiplicidade.

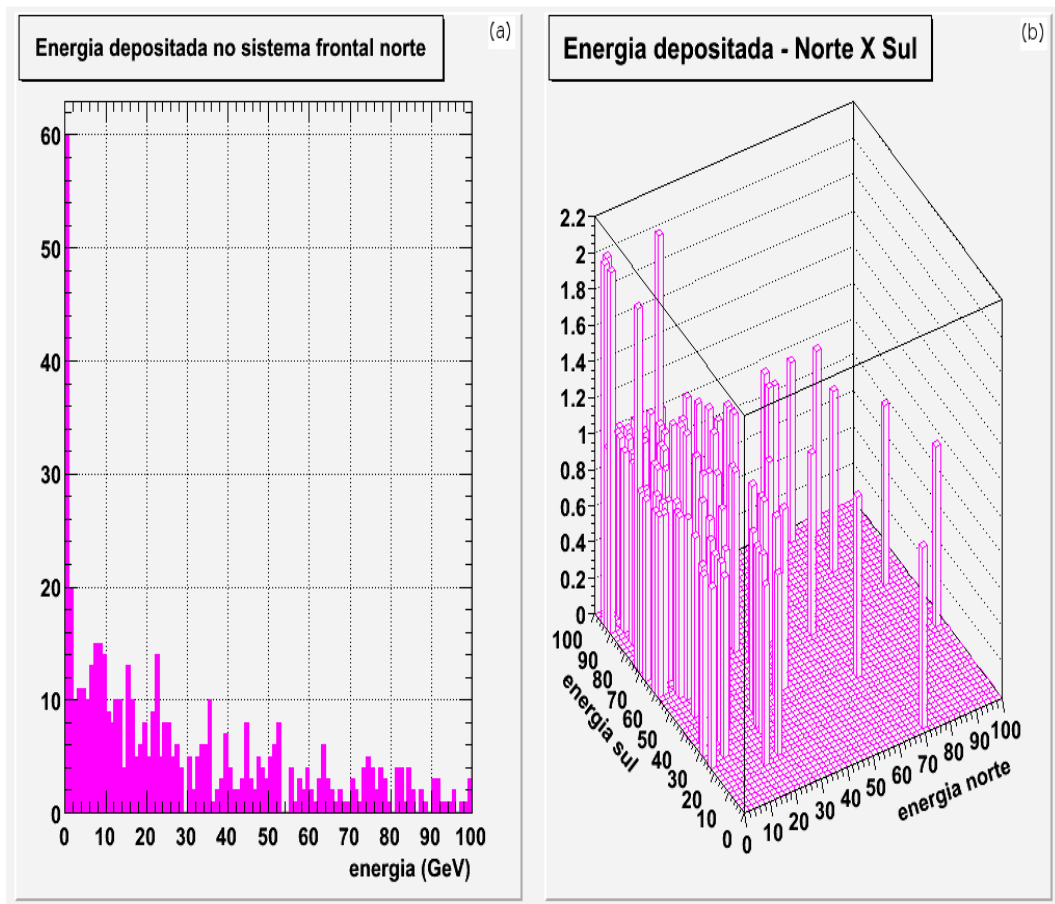


Figura 5.4: (a) Distribuição da soma, por evento, da energia depositada nas células do calorímetro frontal norte, cobrindo a mesma região em η correspondente ao detector norte do LM, para eventos difrativos. (b) Distribuição da soma de energia no calorímetro norte contra a soma de energia no calorímetro sul. Podemos observar que o lado sul apresenta maiores valores de energia, em se tratando de eventos difrativos de *gap* norte.

A Fig. 5.5(a) mostra a distribuição da fração do momentum do anti-próton carregada pelo pomeron, onde pode-se observar a alta concentração a baixo ξ , por se tratar de eventos com a presença de uma lacuna de rapidez, ao contrário da distribuição do momentum perdido pelo próton (Fig. 5.5(b)), o hádron inicial que se dissocia ao interagir com o pomeron, por se tratar de eventos na região que não apresenta lacuna de rapidez. Esta fração foi reconstruída como [107]

$$\xi \approx \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_i E_T^i e^{-\eta^i} \quad (5.1)$$

onde a soma é realizada sobre todas as partículas no estado final, E_T^i é a energia transversa e η^i a pseudo-rapidez da partícula i .

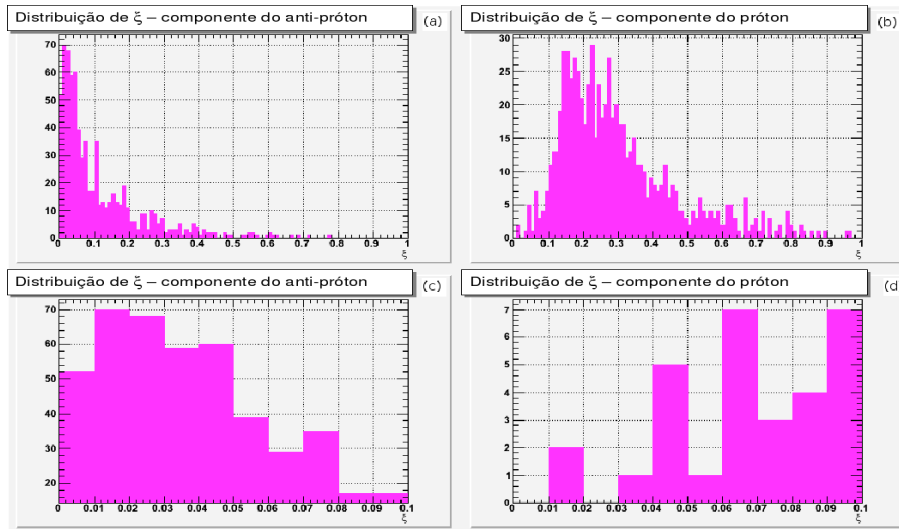


Figura 5.5: (a) e (c) Distribuição do momentum perdido pelo anti-próton durante a colisão. (b) e (d) Distribuição do momentum perdido pelo próton durante a colisão. (c) e (d) apresentam um *zoom* para eventos de baixo ξ .

5.3.2 Monte Carlo não-Difrativo

Foram utilizadas duas amostras não-difrativas, uma simulando eventos de produção direta de J/ψ e outra simulando eventos oriundos do decaimento de mésons B . Com essas duas amostras não só pode-se ver a diferença entre o comportamento de eventos difrativos e não-difrativos, como também a diferença entre eventos produzidos diretamente e via decaimento do B . Por meio dessas duas amostras foi escolhido o melhor corte de separação entre os dois tipos de produção, como será demonstrado mais adiante. Os candidatos a dimuons são selecionados de acordo com a descrição fornecida na seção 5.1.1.

As Figs. 5.6 e 5.7 mostram as distribuições características de multiplicidade no LM e energia nos calorímetros, para eventos não-difrativos produzidos a partir do decaimento do méson B . Pode-se notar que as distribuições destas figuras apresentam um comportamento oposto aos das Figs. 5.3 e 5.4. Enquanto que eventos não-difrativos apresentam uma distribuição crescente com o aumento da energia e da multiplicidade, eventos difrativos apresentam um comportamento decrescente com o aumento da energia e da multiplicidade. Para eventos não-difrativos há de se notar também que ambas distribuições apresentam formatos simétricos para ambos os lados do detector central.

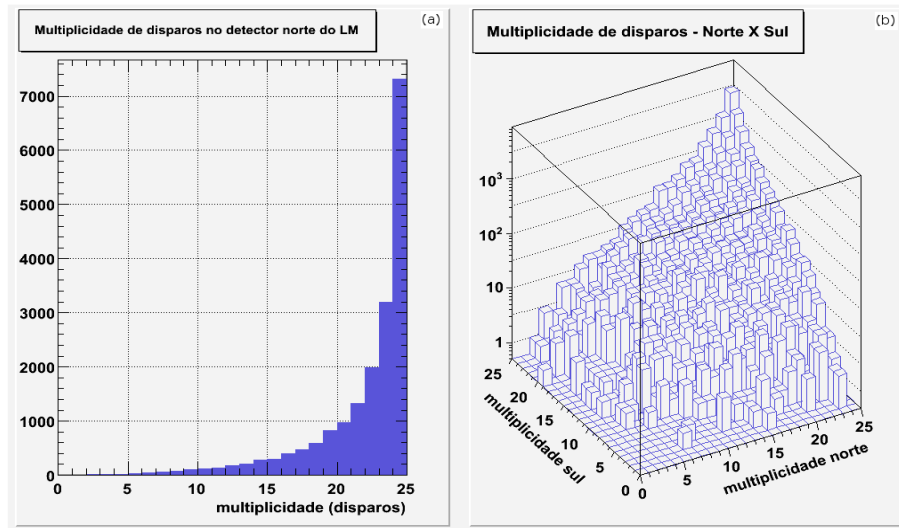


Figura 5.6: Distribuição da multiplicidade para eventos de J/ψ , não-difrativos, produzidos a partir do decaimento do méson B . (a) distribuição da multiplicidade no detector norte; (b) distribuição da multiplicidade no lado norte versus a multiplicidade no detector do lado sul.

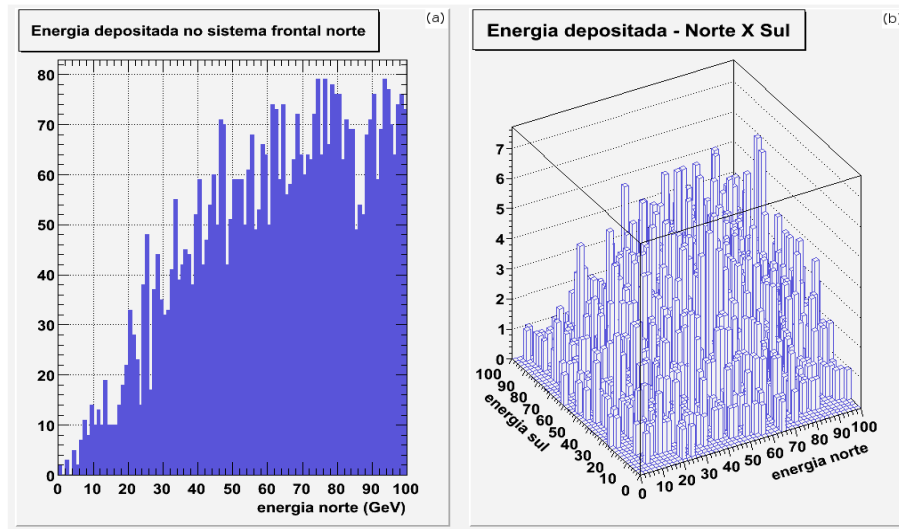


Figura 5.7: Distribuição da energia depositada nos calorímetros frontais para eventos de J/ψ não difrativos produzidos a partir do decaimento do méson B . (a) distribuição da energia no calorímetro norte; (b) distribuição da energia no calorímetro norte versus a energia no calorímetro sul.

Por outro lado, as Figs. 5.8 e 5.9 mostram a distribuição de multiplicidade de disparos no LM e da energia depositada nos calorímetros para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente. Há dois fatos importantes de se notar, primeiramente é a diferença, já mencionada para os eventos não difrativos produzidos a partir do decaimento do méson B , entre eventos difrativos e não-difrativos, onde os eventos não-difrativos apresentam uma concentração de eventos com alta atividade.

O outro ponto importante é a diferença para as duas distribuições, multiplicidade no LM e energia depositada no calorímetro, para as duas amostras não-difrativas. Enquanto os J/ψ produzidos a partir do decaimento do hádron B apresentam poucos eventos de baixa atividade, os eventos de J/ψ que são produzidos diretamente, apresentam mais eventos de baixa atividade, quando comparados aos de decaimentos do hadron B . Isso se deve ao fato da produção direta ser um processo "mais mole", em comparação ao processo de produção derivado do decaimento do méson B . Essas distribuições são importantes para comparação com os dados, como será apresentado na seção 5.4.

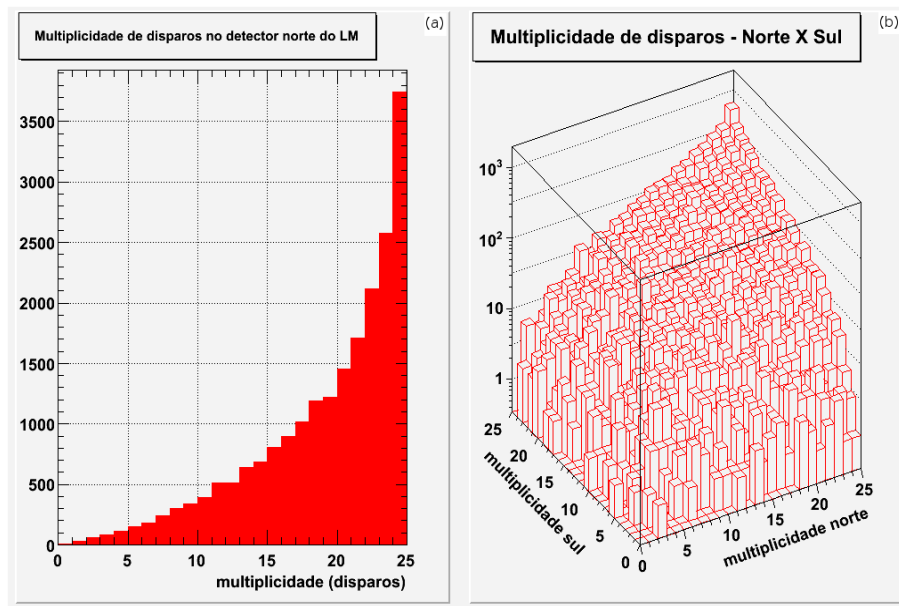


Figura 5.8: Distribuição da multiplicidade no LM para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente. (a) mostra a distribuição referente ao detector do lado norte e (b) mostra uma comparação entre os detectores norte e sul.

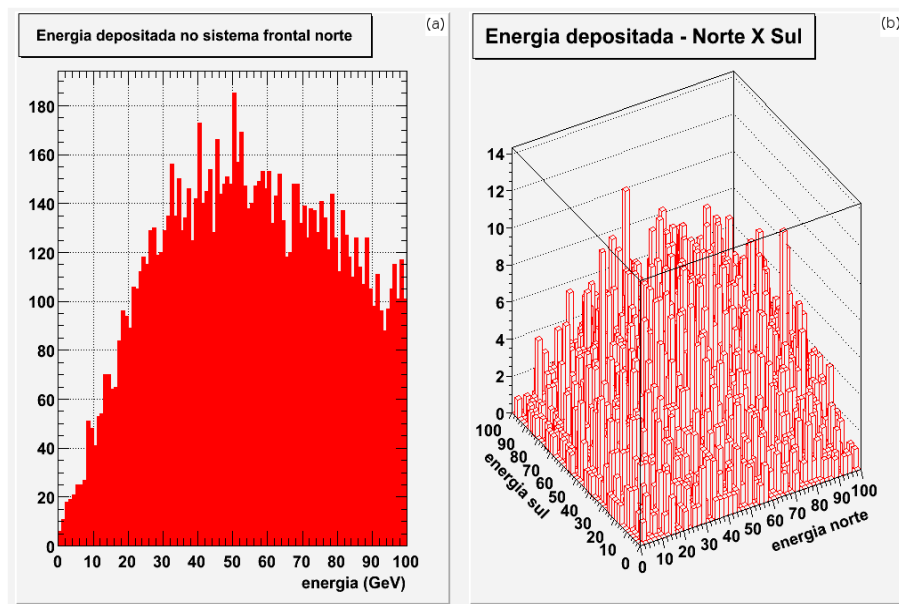


Figura 5.9: Distribuição da energia depositada nos calorímetros frontais para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente. (a) mostra a distribuição referente ao calorímetro norte e (b) mostra uma comparação entre os calorímetros norte e sul.

As Figs. 5.10 e 5.11 mostram a distribuição da fração de momentum perdida pelo anti-próton (a e c) e pelo próton (b e d) durante a colisão para eventos não-difrativos. Comparando os gráficos (a) e (c) com os gráficos (a) e (c) da Fig. 5.5, podemos ver que eventos difrativos apresentam maior concentração de eventos a baixo ξ enquanto eventos não-difrativos apresentam maior concentração de eventos a alto ξ .

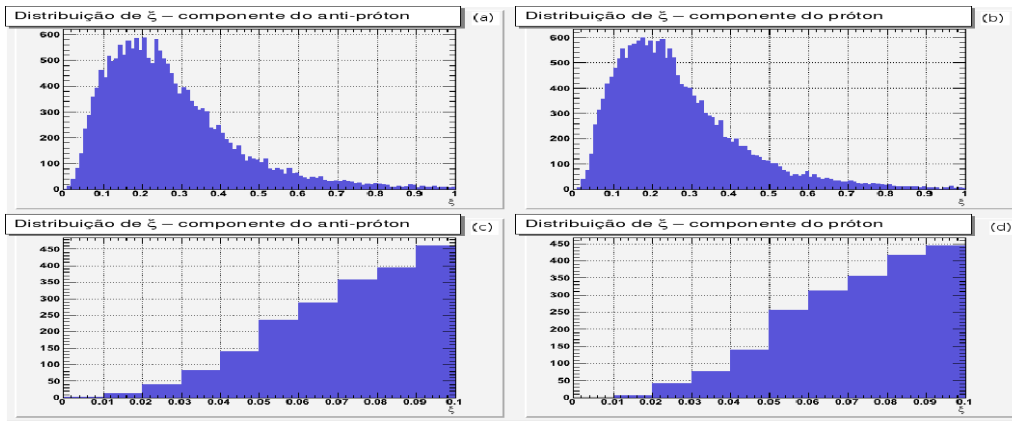


Figura 5.10: Distribuição do momentum perdido (a e c) pelo anti-próton e (b e d) pelo próton durante a colisão para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos a partir do decaimento do méson B.

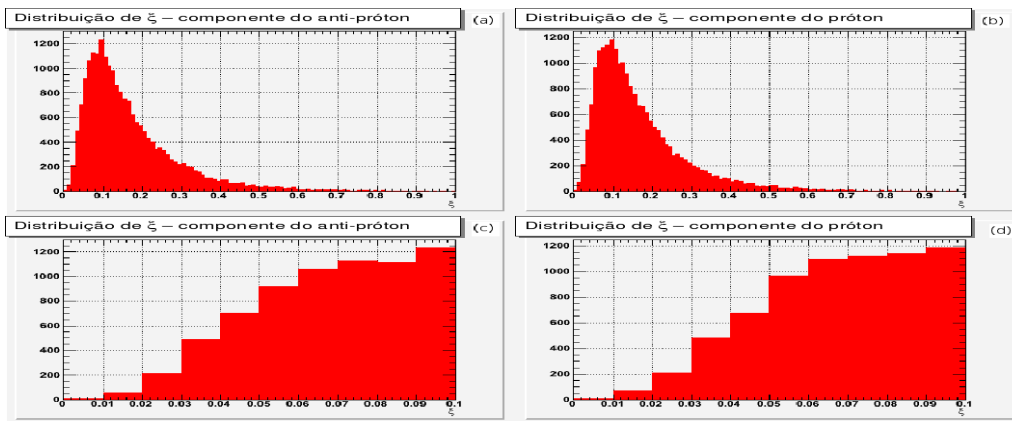


Figura 5.11: Distribuição do momentum perdido (a e c) pelo anti-próton e (b e d) pelo próton durante a colisão para eventos não-difrativos de J/ψ produzidos diretamente.

Seleção das amostras de J/ψ de acordo com o processo de produção

Posteriormente, quando realizando a análise na amostra de dados, será preciso, primeiramente, separar a amostra inclusiva de J/ψ em duas sub-amostras: uma produzida diretamente e outra produzida via decaimento do B . Dado que hádrons compostos por b decaem fracamente, eles decaem mais lentamente do que os mésons J/ψ . Em consequência desta diferença, o processo de separação dessas duas sub-amostras é baseado nos seus comprimentos de decaimento, onde um curto comprimento de decaimento representa uma amostra de produção direta, e uma amostra de longo comprimento de decaimento representa eventos de J/ψ via decaimento de B .

Para essa seleção foi utilizado um pacote especial, muito utilizado em análises de física do b no experimento DØ, denominado d0root-btag [108]. Este pacote é constituído por diversos códigos que procuram os vértices de decaimento e calculam a partir desses vértices, o tempo de vida e o comprimento de decaimento da partícula em questão. Estes códigos também calculam a significância dos cortes aplicados ao comprimento de decaimento das partículas. Foi então escolhido um corte de significância em três σ , por ser o corte que apresenta a melhor combinação entre eficiência de seleção e contaminação por eventos erroneamente selecionados, como pode ser visualizado na Fig. 5.12.

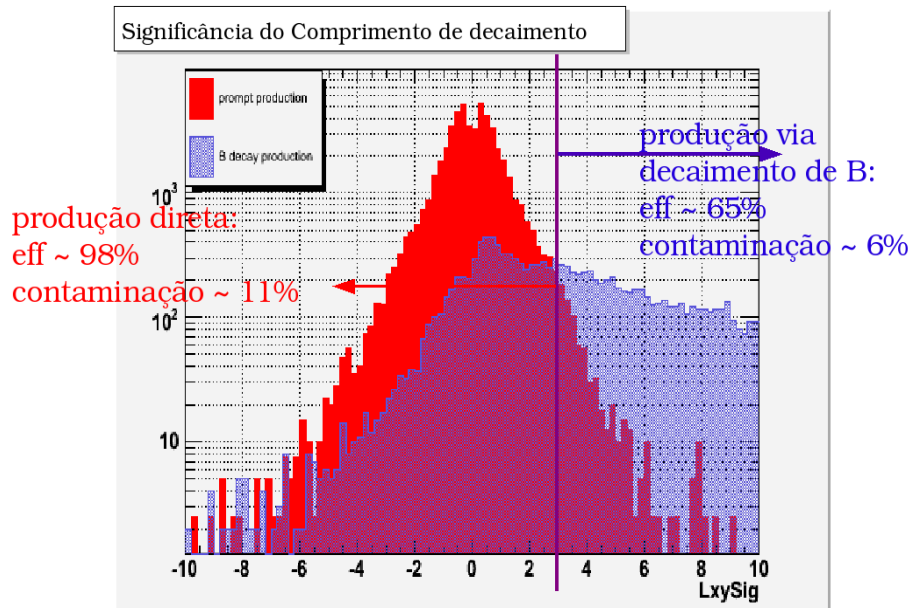


Figura 5.12: Corte em 3σ de significância do comprimento de decaimento do J/ψ para uma amostra de MC contendo apenas eventos não-difrativos, produzidos diretamente e a partir do decaimento do méson B, normalizados por suas seções de choque.

5.3.3 Análise da Amostra Mista de MC

A amostra de MC difrativa possui uma luminosidade de, aproximadamente, $0,016 \text{ pb}^{-1}$, enquanto que a amostra não-difrativa possui uma luminosidade de, aproximadamente $0,0015 \text{ pb}^{-1}$. Portanto, é preciso normalizar estas duas amostras de maneira que elas apresentem a mesma luminosidade, o que permite então a comparação entre elas.

Na Fig. 5.13(a) é possível visualizar a distribuição de massa invariante para os eventos não-difrativos e na Fig. 5.13(b) pode-se visualizar a distribuição de massa invariante para os eventos difrativos, a qual corresponde a uma razão de $(0,35 \pm 0,01)\%$ da amostra mista após o processo de normalização. Entretanto, há de se notar que a seção de choque fornecida por ambas amostras de MC não é 100% confiável, o que faz desta proporção apenas uma referência, sugerindo portanto que o método que independe desta proporção entre os MC, por apenas utilizar a eficiência de seleção, seja um método mais auto-suficiente.

MINUIT χ^2 Fit to Plot 100&0
 Invariant Mass Distribution (non-diffractive fraction) - DØ Preliminary
 File: Generated Internally 14-JUL-2007 18:52
 Plot Area Total/Fit 18645. / 18645. Fit Status 3
 Func. Area Total/Fit 18537. / 18537. E.D.M. 3.468E-20
 $\chi^2 = 107.3$ for 100 - 3 d.o.f., C.L. = 22.2%

MINUIT χ^2 Fit to Plot 300&0
 Invariant Mass Distribution (diffractive fraction) - DØ Preliminary
 File: Generated Internally 14-JUL-2007 18:52
 Plot Area Total/Fit 730.00 / 730.00 Fit Status 3
 Func. Area Total/Fit 672.37 / 672.37 E.D.M. 2.229E-21
 $\chi^2 = 57.0$ for 100 - 3 d.o.f., C.L. = 100.0%

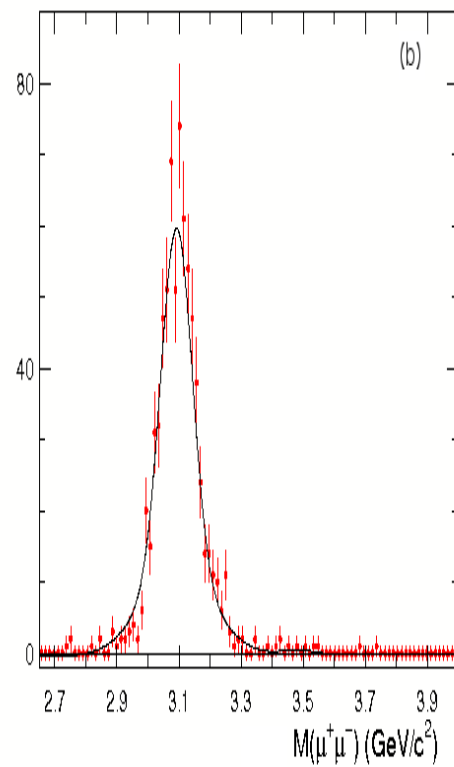
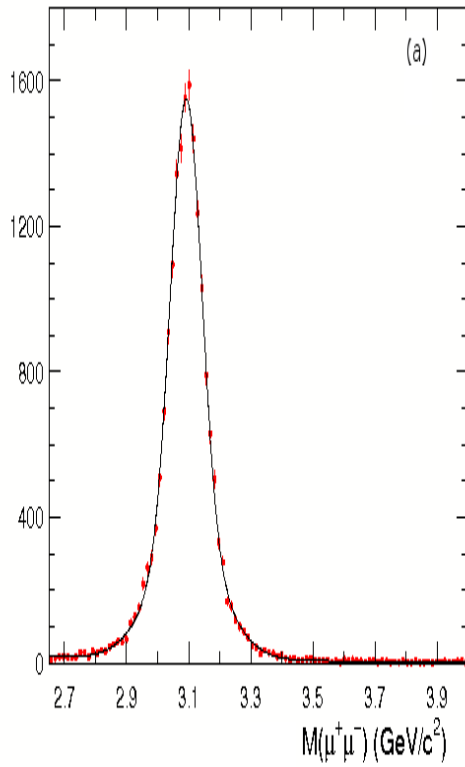


Figura 5.13: Distribuição da massa invariante para candidatos a J/ψ produzidos a partir do decaimento do méson B para eventos de MC (a) não-difrativo e (b) difrativo. (a) $N(J/\psi_{no-difrativo}) = 17734 \pm 137$; (b) $N(J/\psi_{difrativo}) = 690 \pm 28$.

A partir de uma análise da distribuição de multiplicidade no LM e de energia depositada no calorímetro (Fig. 5.14) uma série de cortes foi aplicada em ambas as distribuições, mas independentemente uma da outra, e foi escolhido o corte que fornecesse a melhor combinação entre eficiência de seleção e pureza da sub-amostra selecionada; onde a eficiência (eff - Eq. 5.2) de seleção é definida como a razão entre o número de eventos difrativos que foram selecionados pelo corte em questão e o número total de eventos difrativos e a pureza (pur - Eq. 5.3) equivale à razão entre o número de eventos difrativos selecionados pelo corte e o número total de eventos selecionados pelo corte.

$$eff = \frac{N_{difrativo-selecionado}}{N_{total-difrativo}} \quad (5.2)$$

$$pur = \frac{N_{difrativo-selecionado}}{N_{total-selecionado}} \quad (5.3)$$

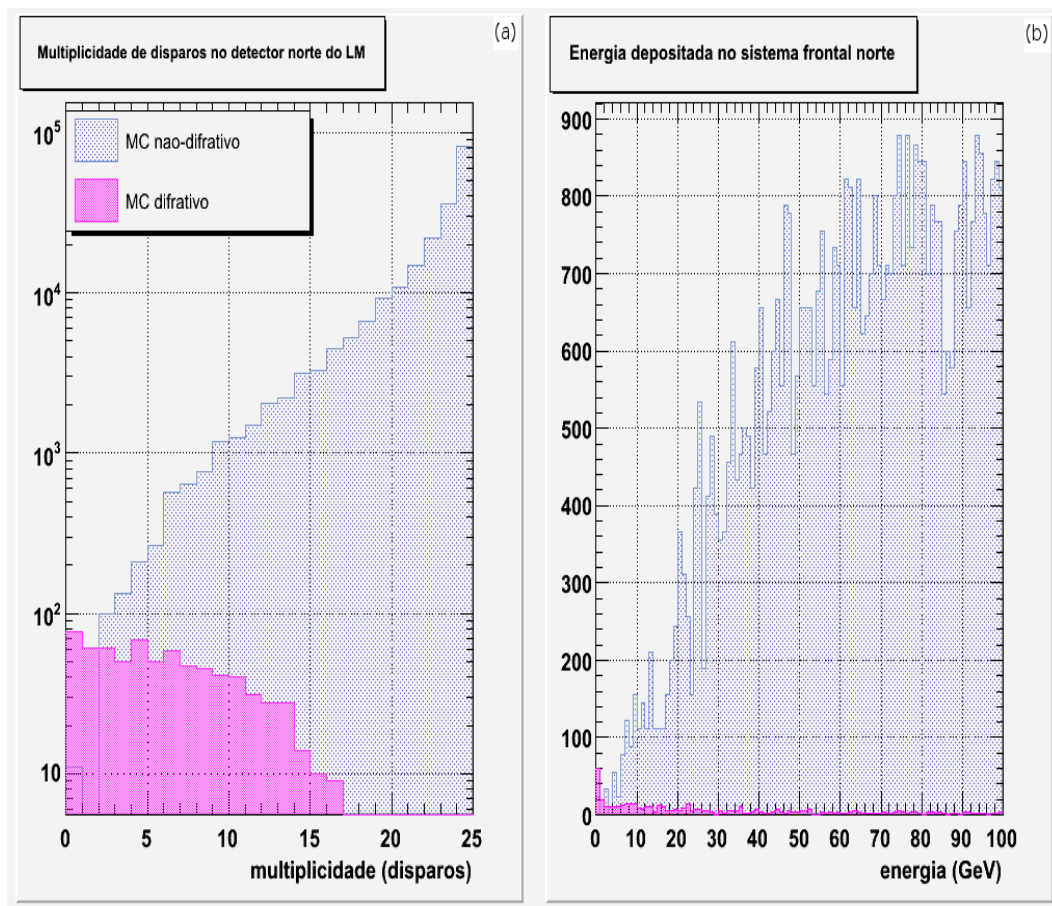


Figura 5.14: Variáveis para a amostra mista de eventos difrativos e não-difrativos. (a) Distribuição da multiplicidade no detector norte do LM; (b) Distribuição da energia depositada no calorímetro norte. Pode-se notar em ambos os gráficos como os eventos difrativos e não-difrativos possuem diferentes formatos, entretanto há de se notar também, que a distribuição em (a) está em escala logarítmica, uma vez que em escala normal torna-se impossível observar os eventos difrativos.

Nos gráficos das Fig. 5.15 e 5.16 pode-se visualizar as correlações entre eficiência de corte e pureza e contaminação da sub-amostra para uma série de cortes aplicados na multiplicidade do LM e na energia depositada no calorímetro, sempre independentes uma informação da outra; porém para cada corte aplicado a um dos detectores do lado norte, foi aplicado um corte oposto ao respectivo detector do lado sul, de modo a garantir que estamos trabalhando apenas com eventos de difração simples, ou seja, uma vez que estamos selecionando eventos de baixa atividade em dos lados frontais do detector central, nos certificamos que este é um evento de difração simples pela exigência de alta atividade no lado frontal oposto. Foram escolhidos os cortes para eventos que apresentassem multiplicidade abaixo de dois disparos no detector norte e acima de dois disparos no detector sul, enquanto que para a informação de energia foi escolhido um corte para eventos que apresentassem energia menor que 10 GeV para o calorímetro norte e maior que este valor para o calorímetro sul. Estes cortes foram escolhidos por apresentarem uma boa, e equivalente, eficiência de seleção, como pode ser visto na Tabela. 5.1.

Tabela 5.1: Eficiência e pureza para cortes a baixa atividade

cortes de seleção	eficiência de seleção	pureza da seleção
corte na multiplicidade (norte ≤ 2 hits e sul > 2 hits)	$eff = (26 \pm 2)\%$	$pur = (79 \pm 10)\%$
corte na energia (norte ≤ 10 GeV e sul > 10 GeV)	$eff = (25 \pm 2)\%$	$pur = (37 \pm 4)\%$

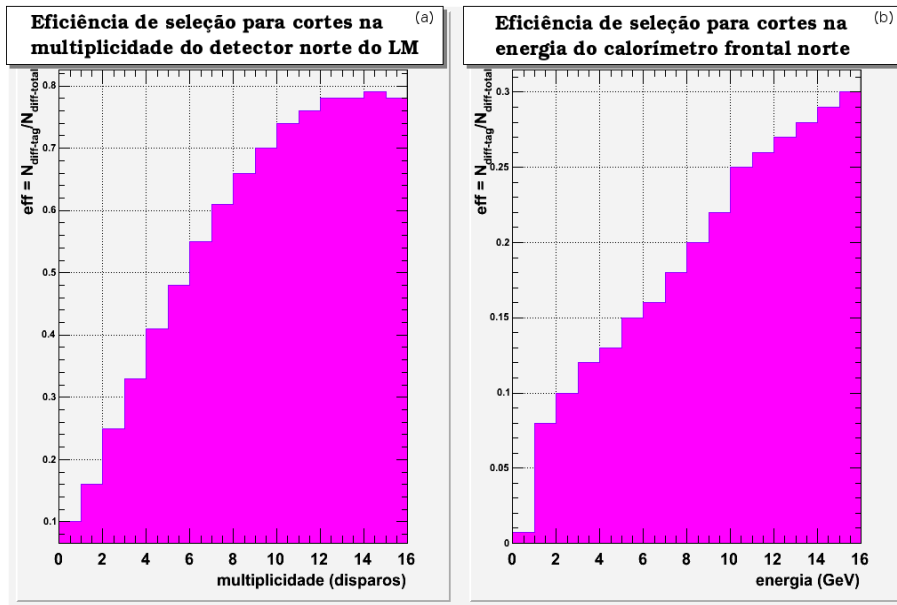


Figura 5.15: Eficiência para cortes realizados (a) na multiplicidade dos detectores do LM e na (b) energia depositada nos calorímetros frontais.

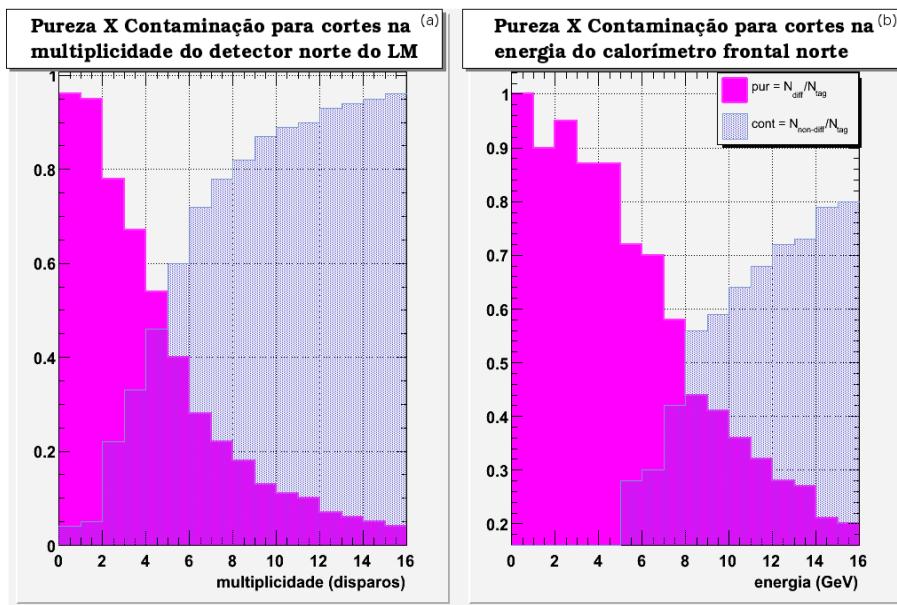


Figura 5.16: Pureza versus contaminação para cortes realizados (a) na multiplicidade dos detectores do LM e na (b) energia depositada nos calorímetros frontais.

A escolha principal destes cortes foi a eficiência. Uma pureza de sub-amostra alta demais leva a uma eficiência de seleção muito baixa, o que não é interessante a níveis de correção. Por outro lado, uma eficiência muito alta, leva a purezas muito baixas, o que também não é conveniente. Escolheu-se então um corte, para cada detector, que fornecesse, aproximadamente, a mesma eficiência, uma vez que o resultado final será a combinação entre eles. No caso do corte aplicado à informação do calorímetro, embora a pureza seja numericamente baixa, $pur = (37 \pm 4)\%$, a visualização do sinal difrativo e da contaminação não-difrativa facilita o ajuste realizado na distribuição, neste caso, da multiplicidade, como pode ser visto na Fig. 5.17. Já para o caso do corte aplicado ao LM, a pureza é razoavelmente alta, $pur = (79 \pm 10)\%$, o que dificulta um pouco a distinção entre sinal e ruído na distribuição, neste caso, da energia da sub-amostra selecionada (Fig 5.18), mas não a torna impossível.

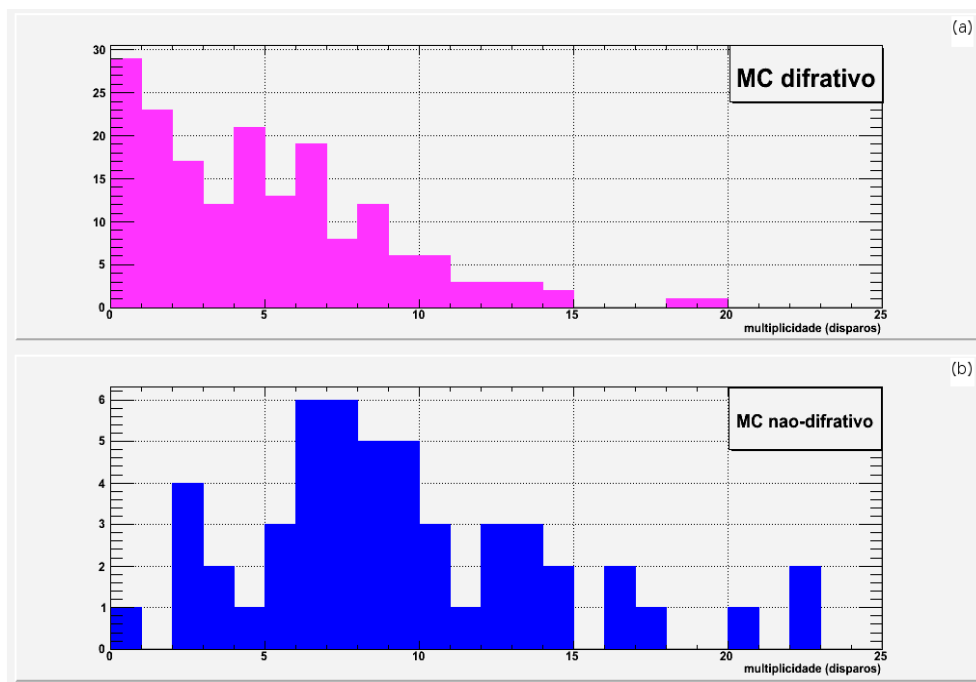


Figura 5.17: Distribuição da multiplicidade no LM para um corte a 10 GeV no calorímetro norte para (a) uma amostra puramente difrativa e para (b) uma amostra puramente não-difrativa.

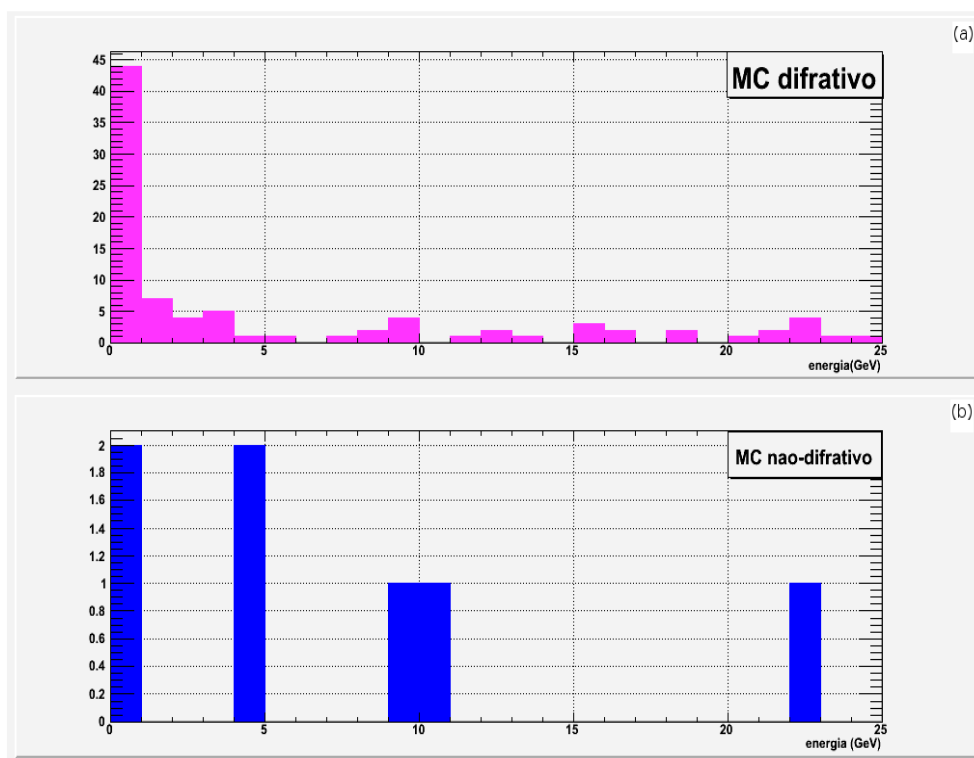


Figura 5.18: Distribuição da energia para um corte a 2 disparos no detector norte do LM para (a) uma amostra somente de eventos difrativos e para (b) uma amostra de eventos apenas não-difrativos.

5.3.4 Estudo nas regiões de η

Devido à dependência em η dos múons, foi realizado um estudo dos cortes escolhidos em duas regiões distintas de η , a frontal, correspondente a $1 \leq |\eta| \leq 2$, e a região central, correspondente à região $|\eta| \leq 1$. O resultado para as duas regiões pode ser visto nas tabelas 5.2 e 5.3, e uma vez que as eficiências de seleção não mudaram significativamente, nenhuma modificação foi realizada à seleção de eventos de dimuons.

Tabela 5.2: Eficiência e pureza para uma amostra selecionada na região central

cortes de seleção	eficiência de seleção	pureza da seleção
corte na multiplicidade	$eff = (21 \pm 3)\%$	$pur = (77 \pm 14)\%$
corte na energia	$eff = (22 \pm 3)\%$	$pur = (37 \pm 5)\%$

Tabela 5.3: Eficiência e pureza para uma amostra selecionada na região frontal

cortes de seleção	eficiência de seleção	pureza da seleção
corte na multiplicidade	$eff = (26 \pm 4)\%$	$pur = (78 \pm 15)\%$
corte na energia	$eff = (24 \pm 4)\%$	$pur = (52 \pm 10)\%$

5.4 Análise da Amostra de Dados

Uma vez decididos os cortes que serão utilizados para a seleção de eventos a baixa atividade, o próximo passo é verificar a compatibilidade entre a amostra de dados e a amostra de MC, pois é preciso que haja concordância entre os formatos das variáveis de importância para esta análise, de modo a tornar válido o estudo realizado.

Nas Figs. 5.1, 5.19 e 5.20 podemos visualizar as amostras inclusivas de J/ψ total e separadas para contribuição proveniente de produção via decaimento do méson B e de produção direta, respectivamente.

MINUIT χ^2 Fit to Plot 100&0
 Invariant Mass Distribution - DØ Preliminary
 File: Generated internally 15-JUL-2007 21:51
 Plot Area Total/Fit 1.21517E+05 / 1.21517E+05 Fit Status 3
 Func Area Total/Fit 1.21398E+05 / 1.21398E+05 E.D.M. 4.373E-06
 $\chi^2 = 119.4$ for 100 - 12 d.o.f., C.L. = 1.5%

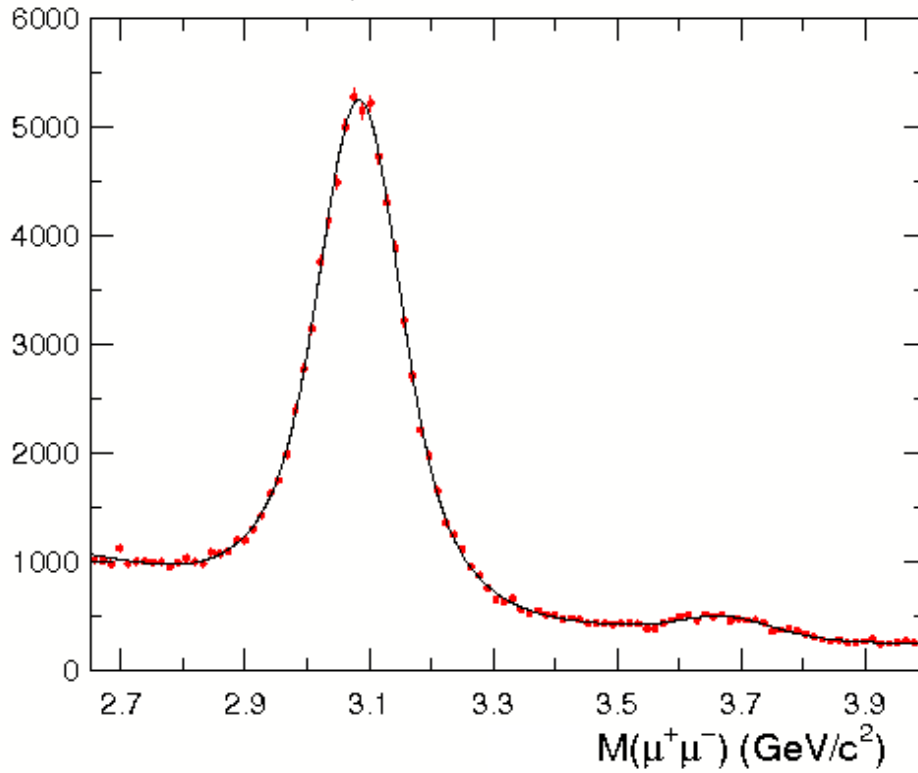


Figura 5.19: Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos via decaimento do méson B . $N(J/\psi) \sim 63142 \pm 496$, o que corresponde a $\sim (17 \pm 0.1)\%$ da amostra total.

MINUIT χ^2 Fit to Plot 100&0
 Invariant Mass Distribution - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 4.56705E+05 / 4.56705E+05
 Func Area Total/Fit 4.56588E+05 / 4.56588E+05
 $\chi^2 = 117.4$ for 100 - 12 d.o.f.,
 15-JUL-2007 23:09
 Fit Status 3
 E.D.M. 3.978E-08
 C.L. = 2.0%

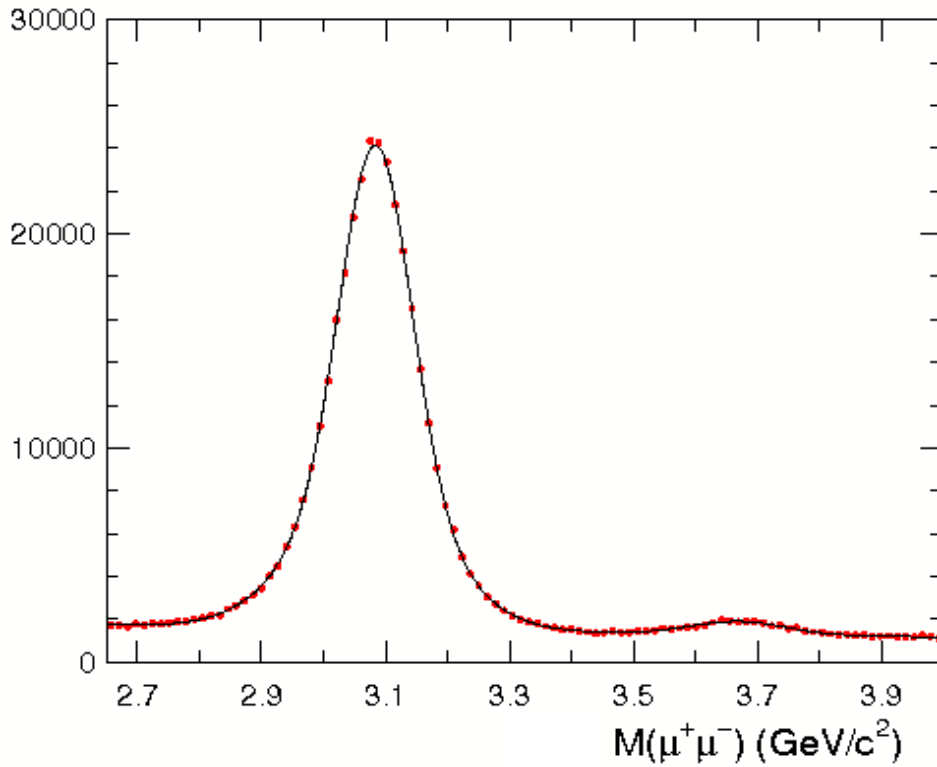


Figura 5.20: Distribuição de massa nvariante para candidatos a dimuons produ-
 zidos diretamente. $N(J/\psi) \sim 300391 \pm 879$, o que corresponde a $\sim (83 \pm 0.3)\%$
 da amostra total.

A Fig. 5.21 mostra as distribuições de multiplicidade no LM e de energia no calorímetro para uma comparação entre a amostra inclusiva de dados e uma amostra mista apenas com MC não-difrativos. Pode-se observar por estes gráficos que a amostra de dados apresenta um excesso de eventos à baixa atividade, quando comparado à amostra apenas não-difrativa de MC, o que pode ser uma indicação de eventos difrativos.

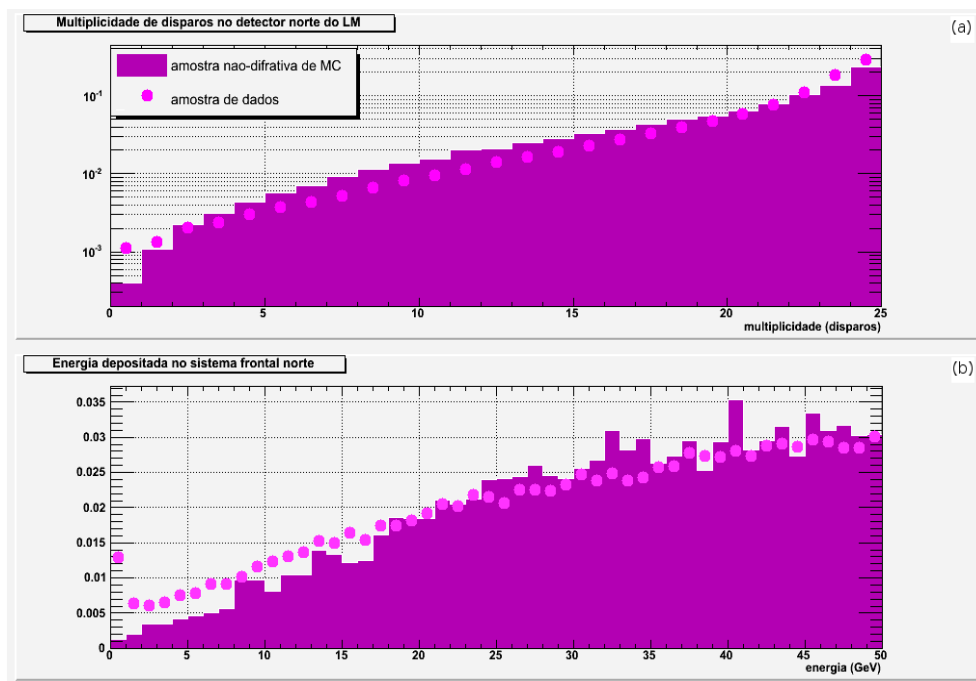


Figura 5.21: Comparação entre a amostra de dados inclusiva com a amostra de MC não-difrativo, para (a) multiplicidade no LM e (b) energia no calorímetro. Ambas as distribuições apresentam um excesso de eventos na amostra de dados em relação à amostra de MC para a região de baixa atividade.

Por outro lado, a Fig. 5.22 compara a amostra de dados com contribuição principalmente de produção de J/ψ via decaimento do méson B , com a amostra mista de MC utilizada para o estudo de eficiência de corte e pureza. Pode-se notar que há uma certa concordância entre os formatos das distribuições, o que torna confiável o estudo realizado com o MC. É importante ressaltar que ambas as figuras apresentadas foram normalizadas arbitrariamente, isto é, apenas suas áreas foram levadas em consideração e não suas luminosidades, e que comparações em separado somente com a produção direta não são apresentados por não haver MC difrativo para este tipo de produção; portanto o MC não-difrativo, simulando produção direta de J/ψ , foi utilizado apenas quando trabalhando em termos de

amostra não-difrativa ou separação de fontes de produção do méson J/ψ .

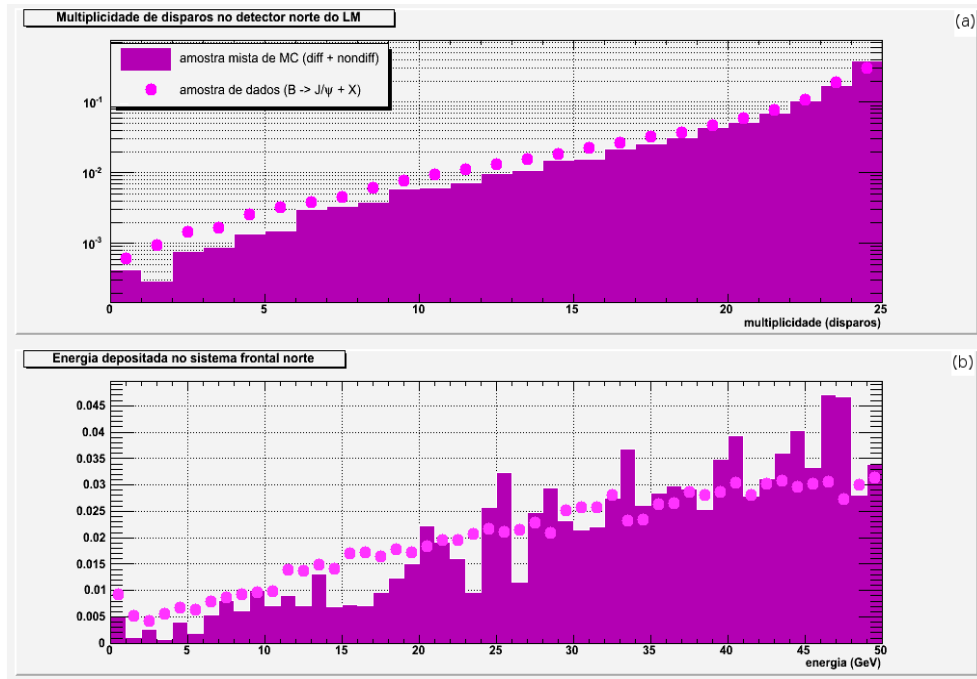


Figura 5.22: Comparação entre a amostra de dados correspondente à produção via decaimento do hadron B com a amostra mista de MC, difrativo e não-difrativo, de mesma fonte de produção, para (a) multiplicidade no LM e (b) energia no calorímetro. As amostras foram normalizadas arbitrariamente.

A seguir encontra-se passo a passo o procedimento aplicado às duas amostras de dados separadamente, lembrando que foi utilizado um corte em 3σ de significância na distribuição do comprimento de decaimento do J/ψ .

5.4.1 Análise da Amostra de J/ψ produzida via decaimento do méson B

- Corte aplicado à distribuição da multiplicidade:
Este corte seleciona uma sub-amostra de $N_{LMtag}(J/\psi) = 184 \pm 17$. Sua distribuição de massa invariante pode ser encontrada na Fig. 5.23(a).
- Aplicação do método de análise independente do estudo de MC, ou seja, onde a pureza da sub-amostra selecionada é estimada a partir de

um ajuste aplicado na distribuição da energia no calorímetro frontal em questão, no caso o do lado norte. Este ajuste pode ser visualizado na Fig. 5.24(a). A curva foi ajustada com a utilização de um programa *minuit*, chamado mn-fit [98], também utilizado no ajuste para a distribuição de massa. Utilizou-se para este tipo de distribuição exponencial decrescente para o ruído não-difrativo e uma função denominada função limite (ver Apêndice B) para o sinal difrativo, a qual corresponde a um pico pronunciado seguido por uma cauda exponencial. Este ajuste fornece uma amostra difrativa pura correspondente a $N_{LMtag}^{diff} \sim 128 \pm 16$, o que corresponde a uma pureza de $\sim (69 \pm 11)\%$, correspondente à pureza predita pelo estudo da amostra de MC (lembrando que para o corte na informação de multiplicidade $pur = (79 \pm 10)\%$).

- Uma vez estimada a quantidade de eventos difrativos na sub-amostra, o seguinte passo é sua correção pela eficiência de seleção deste corte:

$$N_{diff} = \frac{N_{tag}^{diff}}{eff} \quad (5.4)$$

onde eff foi definido na Eq. 5.2. Lembrando que a eficiência de seleção para multiplicidade abaixo de dois disparos no LM, é de $\sim 26\%$: $N_{LM}^{diff} = 492 \pm 72$, o que corresponde a $(0, 78 \pm 0, 11)\%$ da amostra de $B \rightarrow J/\psi + X$.

- Aplicação do método de análise derivado do estudo de MC:

$$N_{tag}^{diff} = N_{tag} \times pur \quad (5.5)$$

onde pur foi definido na Eq. 5.3 e N_{tag}^{diff} é o número de eventos difrativos selecionados com este corte. Lembrando que o corte para multiplicidade abaixo de dois disparos no LM, apresenta uma pureza de $\sim 79\%$, então: $N_{LMtag}^{diff} = 145 \pm 23$.

- Corrigindo, então, o número de eventos difrativos selecionados pela eficiência de seleção do corte (Eq. 5.4) e lembrando que a eficiência de seleção para multiplicidade abaixo de dois, no LM, é de $\sim 26\%$: $N_{LM}^{diff} = 558 \pm 98$, o que corresponde a $(0, 88 \pm 0, 15)\%$ da amostra de $B \rightarrow J/\psi + X$.

- Corte aplicado à distribuição de energia:
Este corte fornece uma sub-amostra de $N_{Caltag}(J/\psi) = 498 \pm 27$. Sua distribuição de massa invariante pode ser encontrada na Fig. 5.23(b).

- Aplicação do método de análise independente do estudo de MC, ou seja, onde a pureza da sub-amostra selecionada é estimada a partir de um ajuste aplicado na distribuição da multiplicidade no LM. Este ajuste pode ser visualizado na Fig. 5.24(b). Utilizou-se duas gaussianas para este tipo de distribuição, uma centrada em zero, para o sinal, e uma um tanto afastada, para o ruído não-difrativo. Este ajuste apresenta uma amostra difrativa pura de $N_{Caltag}^{diff} \sim 131 \pm 89$, o que corresponde a uma pureza de $\sim (26 \pm 18)\%$, correspondente a pureza predita pelo estudo da amostra de MC (lembrando que para o corte na informação de multiplicidade $pur = (37 \pm 4)\%$).
- Uma vez estimada a quantidade de eventos difrativos da sub-amostra selecionada, o passo seguinte é sua correção pela eficiência de seleção deste corte: $N_{Cal}^{diff} = 524 \pm 358$, o que corresponde a $(0,83 \pm 0,57)\%$ da amostra de $B \rightarrow J/\psi + X$ e a uma diferença de $0,1\sigma$ com relação ao resultado fornecido pelo corte na informação do LM, com a aplicação do mesmo método de análise. Sendo os dois cortes, na multiplicidade do LM e na energia do calorímetro, correspondentes, é possível então fazer uma combinação ponderada (ver Apêndice A para cálculos de erro, correspondência e média ponderada) entre os dois resultados:

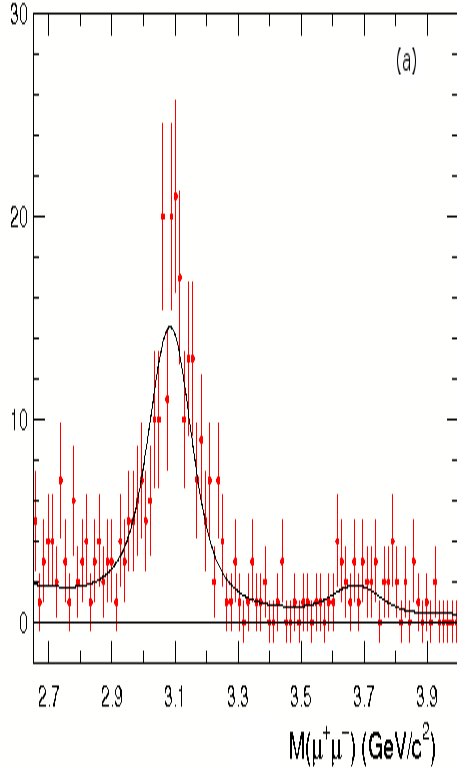
$$N_{diff} = 499 \pm 71 \Rightarrow \frac{N_{diff}}{N_{total}} = (0,79 \pm 0,11)\% \quad (5.6)$$

- Aplicação do método análise dependente do estudo de MC (Eq. 5.5), lembrando que o corte em 10 GeV de energia apresenta uma pureza de $\sim 37\%$, então: $N_{Caltag}^{diff} = 184 \pm 22$.
- Correção do número de eventos difrativos selecionados pela eficiência de seleção do corte (Eq. 5.4), lembrando que a eficiência de seleção para 10 GeV de energia é de $\sim 25\%$: $N_{Cal}^{diff} = 736 \pm 106$, o que corresponde a $(1,16 \pm 0,17)\%$ da amostra de $B \rightarrow J/\psi + X$ e a uma diferença de $1,2\sigma$ com relação ao resultado do corte fornecido pela informação do LM, com o mesmo método de análise. Sendo assim, os dois cortes podem ser combinados, o que nos leva a:

$$N_{diff} = 641 \pm 72 \Rightarrow \frac{N_{diff}}{N_{total}} = (1,02 \pm 0,11)\% \quad (5.7)$$

MINUIT χ^2 Fit to Plot 200&0
 Invariant Mass Distribution (LM gap) - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 357.00 / 357.00
 Func Area Total/Fit 300.07 / 300.07
 $\chi^2 = 60.8$ for 100 - 3 d.o.f.,

15-JUL-2007 22:29
 Fit Status 3
 E.D.M. 4.475E-23
 C.L. = 99.9%



MINUIT χ^2 Fit to Plot 300&0
 Invariant Mass Distribution (Cal gap) - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 925.00 / 925.00
 Func Area Total/Fit 839.18 / 839.18
 $\chi^2 = 89.5$ for 100 - 3 d.o.f.,

15-JUL-2007 22:29
 Fit Status 3
 E.D.M. 3.920E-22
 C.L. = 69.4%

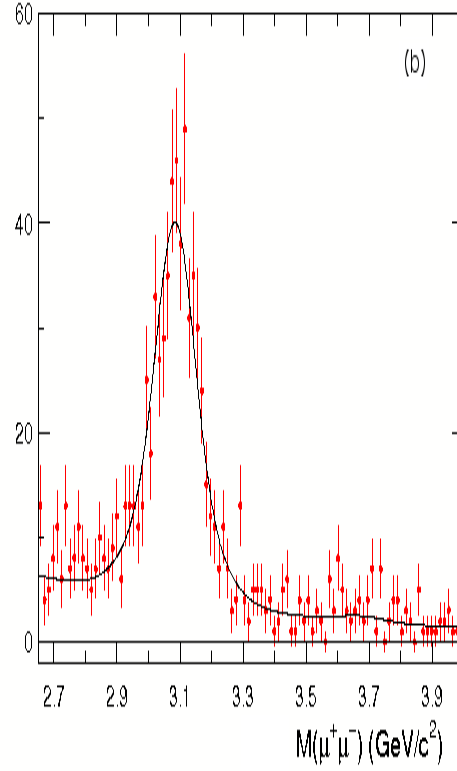
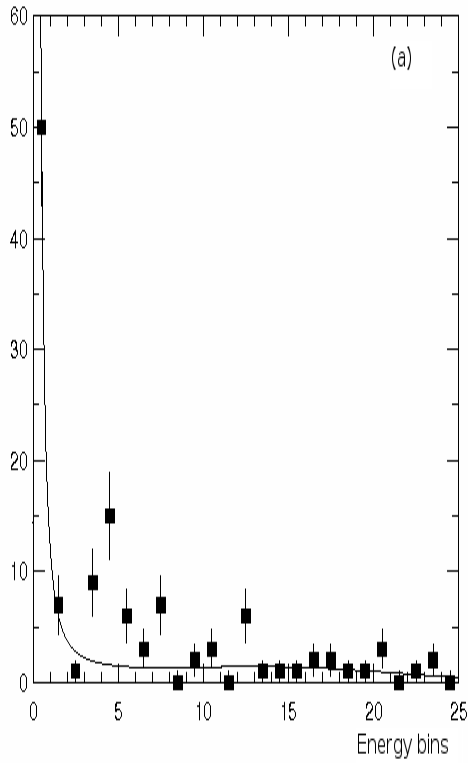


Figura 5.23: (a) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos via decaimento do méson B e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no LM. $N(J/\psi) \sim 184 \pm 17$; (b) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos via decaimento do méson B e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no calorímetro. $N(J/\psi) \sim 498 \pm 27$.

MINUIT χ^2 Fit to Plot 200&0
 LM cut (≤ 2 hits) by energy bins - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 124.00 / 124.00
 Func Area Total/Fit 1081.8 / 1081.8
 $\chi^2 = 42.7$ for 25 - 6 d.o.f.

25-MAY-2007 16:11
 Fit Status 3
 E.D.M. 8.749E-07
 C.L.=0.144 %



MINUIT χ^2 Fit to Plot 1000&0
 Calo cut (≤ 10 GeV) by multiplicity bins - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 333.00 / 333.00
 Func Area Total/Fit 314.70 / 314.70
 $\chi^2 = 19.6$ for 25 - 6 d.o.f.

27-MAY-2007 00:23
 Fit Status 3
 E.D.M. 4.422E-08
 C.L.= 42.0%

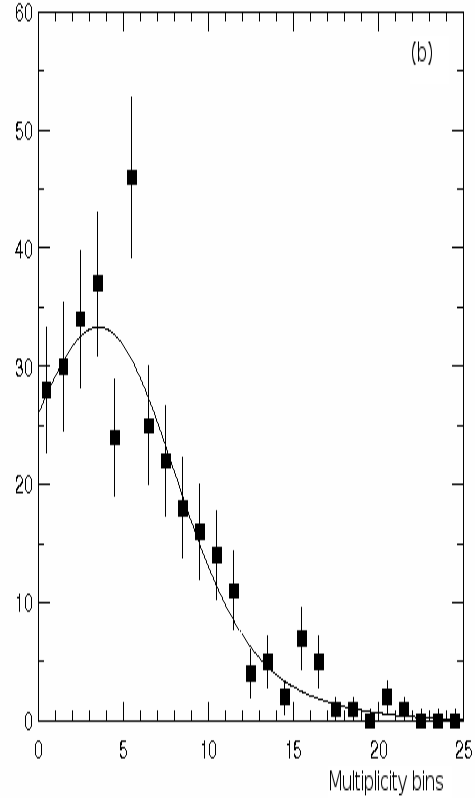


Figura 5.24: (a) Curva de ajuste à distribuição de energia para um corte de seleção na informação de multiplicidade no LM; (b) Curva de ajuste à distribuição da multiplicidade para um corte de seleção na energia do calorímetro.

A Fig. 5.25 mostra a distribuição da variável ξ para os eventos seleccionados pelo corte a baixa atividade e para os eventos que passaram pelo anti-corte do lado oposto, para (a) eventos seleccionados com um corte na multiplicidade no LM e (b) para eventos seleccionados com corte na energia do calorímetro. Podemos verificar que os eventos de baixa atividade apresentam um comportamento semelhante ao da Fig. 5.5(c), enquanto os eventos do anti-corte apresentam um comportamento semelhante aos das Figs. 5.10(c) e 5.11(c).

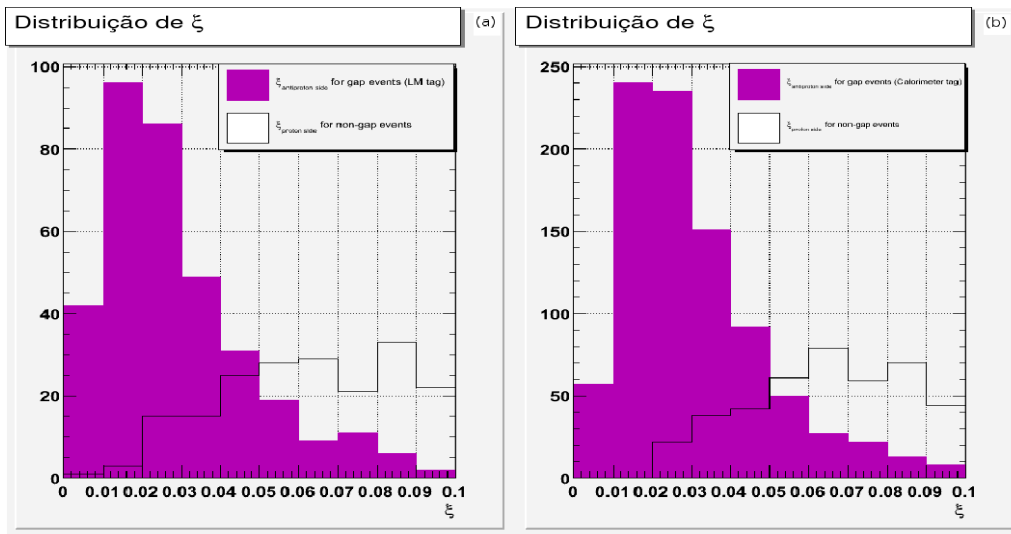


Figura 5.25: Distribuição de ξ para eventos seleccionados com o (a) LM e com o (b) calorímetro, para eventos de J/ψ produzida via decaimento do B.

Terminados os passos de análise chegamos a uma razão de

$$(0,79 \pm 0,11(\text{stat}) \pm 0,23(\text{sist}))\% \quad (5.8)$$

para a produção difrativa de J/ψ oriunda do decaimento do méson B , o que nos leva, automaticamente à mesma razão para a produção difrativa, via difração simples, para o b , uma vez que ao aplicar-se a razão de ramificação, $BR(B \rightarrow J/\psi + X)$, ela se cancela.

5.4.2 Análise da Amostra de J/ψ produzida diretamente

- Corte aplicado à distribuição da multiplicidade:
Este corte fornece uma sub-amostra de $N_{LMtag}(J/\psi) = 1544 \pm 44$. Sua distribuição de massa invariante pode ser encontrada na Fig. 5.26(a).

- Aplicação do método de análise independente do estudo de MC, para o qual, neste caso, a pureza da sub-amostra selecionada será estimada a partir de um ajuste realizado na distribuição da energia depositada no calorímetro frontal norte. Este ajuste pode ser visualizado na Fig. 5.27(a) e fornece uma sub-amostra difrativa pura de $N_{LMtag}^{diff} \sim 1248 \pm 125$, o que corresponde a uma pureza de $\sim (81 \pm 8)\%$, correspondente à predita pelo estudo da amostra de MC.
- Uma vez estimada a quantidade de eventos difrativos da sub-amostra, o passo seguinte é sua correção pela eficiência de seleção deste corte, o que leva a: $N_{LM}^{diff} = 4800 \pm 606$, correspondente a $(1, 59 \pm 0, 20)\%$ da amostra de produção direta de J/ψ .
- Aplicação do método análise dependente do estudo de MC (Eq. 5.5): $N_{LMtag}^{diff} = 1220 \pm 158$.
- Correção do número de eventos difrativos selecionados, pela eficiência de seleção (Eq. 5.4): $N_{LM}^{diff} = 4692 \pm 674$, o que corresponde à $(1, 56 \pm 0, 22)\%$ da amostra de produção direta de J/ψ .
- Corte aplicado à distribuição de energia:
Este corte fornece uma sub-amostra de $N_{Cal-tag}(J/\psi) = 3385 \pm 65$. Sua distribuição de massa invariante pode ser vista na Fig. 5.26(b).
 - Aplicação do método de análise independente do estudo de MC, para o qual, neste caso, a pureza da sub-amostra selecionada é estimada a partir de um ajuste realizado na distribuição de multiplicidade no LM. Este ajuste pode ser visualizado na Fig. 5.27(b) e ele corresponde a uma amostra difrativa pura de $N_{Caltag}^{diff} \sim 1456 \pm 146$, correspondente a uma pureza de $\sim (43 \pm 4)\%$, resultado que está de acordo com a pureza predita pelo estudo da amostra de MC.
 - Uma vez estimada a quantidade de eventos difrativos da sub-amostra, o passo seguinte é sua correção pela eficiência de seleção deste corte, o que nos leva a: $N_{Cal}^{diff} = 5824 \pm 747$, correspondente à $(1, 94 \pm 0, 25)\%$ da amostra de J/ψ produzida diretamente e a uma diferença de $1, 1\sigma$ com relação ao resultado do primeiro corte, corte no LM, derivado do mesmo método de análise. Sendo assim, os dois cortes podem ser combinados, o que nos leva a um resultado final de:

$$N_{diff} = 5215 \pm 471 \Rightarrow \frac{N_{diff}}{N_{total}} = (1, 74 \pm 0, 16)\% \quad (5.9)$$

- Aplicação do método de análise dependente do estudo de MC (Eq. 5.5):

$$N_{Caltag}^{diff} = 1252 \pm 138.$$

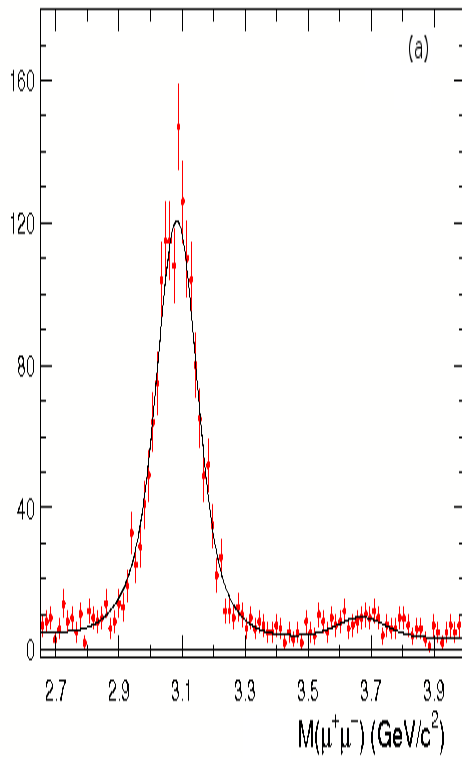
- Correção do número de eventos difrativos selecionados, pela eficiência de seleção do corte em questão (Eq. 5.4):

$N_{Cal}^{diff} = 5008 \pm 682$, o que corresponde à $(1,67 \pm 0,23)\%$ da amostra de J/ψ produzida diretamente e a uma diferença de $0,3\sigma$ com relação ao resultado do primeiro corte, para o mesmo método. Sendo os dois cortes, na multiplicidade do LM e na energia do calorímetro, correspondentes, é possível então uma combinação ponderada entre os dois resultados. Esta combinação leva a:

$$N_{diff} = 4840 \pm 479 \Rightarrow \frac{N_{diff}}{N_{total}} = (1,61 \pm 0,16)\% \quad (5.10)$$

MINUIT χ^2 Fit to Plot 200&0
 Invariant Mass Distribution (LM gap) - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 2140.0 / 2140.0
 Func Area Total/Fit 2050.0 / 2050.0
 $\chi^2 = 89.8$ for 100 - 3 d.o.f.,

15-JUL-2007 23:11
 Fit Status 3
 E.D.M. 1.834E-19
 C.L. = 68.4%



MINUIT χ^2 Fit to Plot 300&0
 Invariant Mass Distribution (Cal gap) - DØ Preliminary
 File: Generated internally
 Plot Area Total/Fit 4755.0 / 4755.0
 Func Area Total/Fit 4632.8 / 4632.8
 $\chi^2 = 122.2$ for 100 - 3 d.o.f.,

15-JUL-2007 23:11
 Fit Status 3
 E.D.M. 9.410E-22
 C.L. = 4.3%

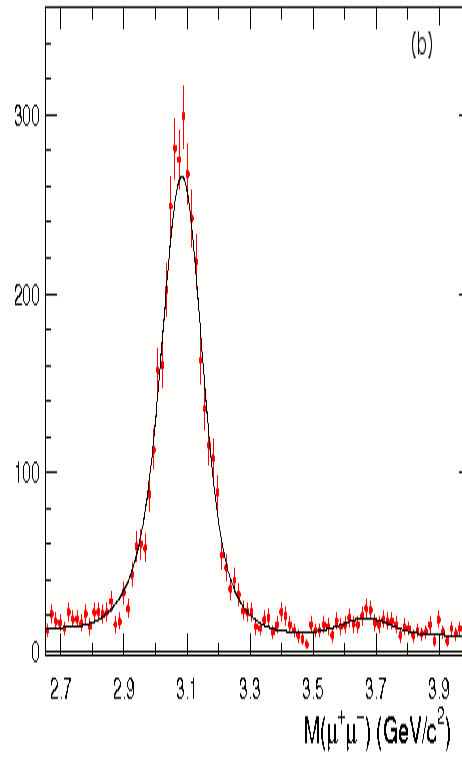
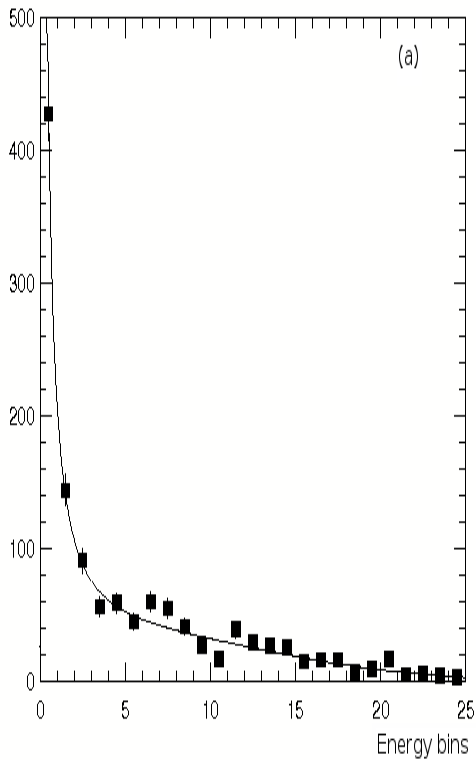


Figura 5.26: (a) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos diretamente e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no LM. $N(J/\psi) \sim 1544 \pm 44$; (b) Distribuição de massa invariante para candidatos a dimuons produzidos diretamente e que passaram pelo corte de seleção de baixa atividade no calorímetro. $N(J/\psi) \sim 3385 \pm 65$.

MINUIT χ^2 Fit to Plot 200&0
 LM cut (≤ 2 hits) by energy bins - DØ Preliminary
 File: Generated internally 25-MAY-2007 19:01
 Plot Area Total/Fit 1242.0 / 1242.0 Fit Status 3
 Func Area Total/Fit 1853.6 / 1853.6 E.D.M. 1.276E-08
 $\chi^2 = 39.1$ for 25 - 6 d.o.f. C.L.=0.434 %



MINUIT χ^2 Fit to Plot 1000&0
 Calo cut (≤ 10 GeV) by multiplicity bins - DØ Preliminary
 File: Generated internally 27-MAY-2007 12:19
 Plot Area Total/Fit 3148.0 / 3148.0 Fit Status 3
 Func Area Total/Fit 3105.7 / 3105.7 E.D.M. 5.925E-07
 $\chi^2 = 41.0$ for 25 - 6 d.o.f. C.L.=0.244 %

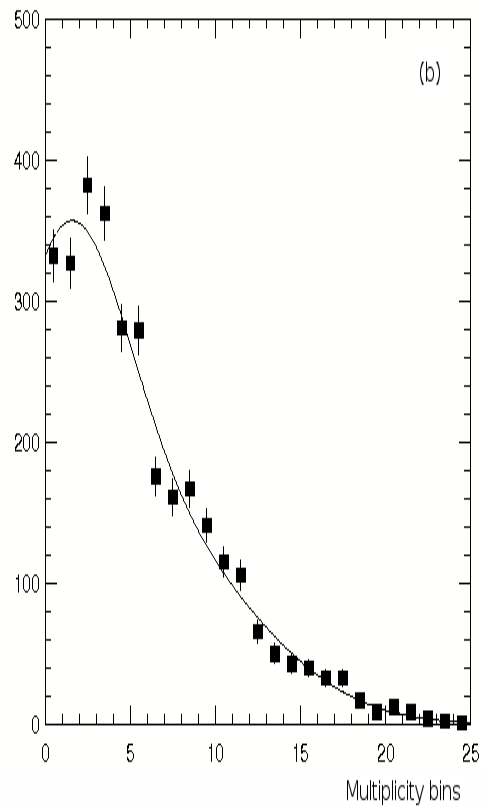


Figura 5.27: (a) Curva de ajuste à distribuição de energia para um corte de seleção na informação de multiplicidade do LM; (b) Curva de ajuste à distribuição de multiplicidade para um corte de seleção na energia do calorímetro.

A Fig. 5.28 mostra a distribuição da variável ξ para os eventos selecionados pelo corte a baixa atividade e para os eventos que passaram pelo anti-corte do lado oposto, para (a) eventos selecionados com um corte na multiplicidade no LM e (b) para eventos selecionados com corte na energia do calorímetro. E, como já demonstrado na Fig. 5.25, os eventos de baixa atividade apresentam um comportamento semelhante ao da Fig. 5.5(c), enquanto os eventos do anti-corte apresentam um comportamento semelhante aos das Figs. 5.10(c) e 5.11(c).

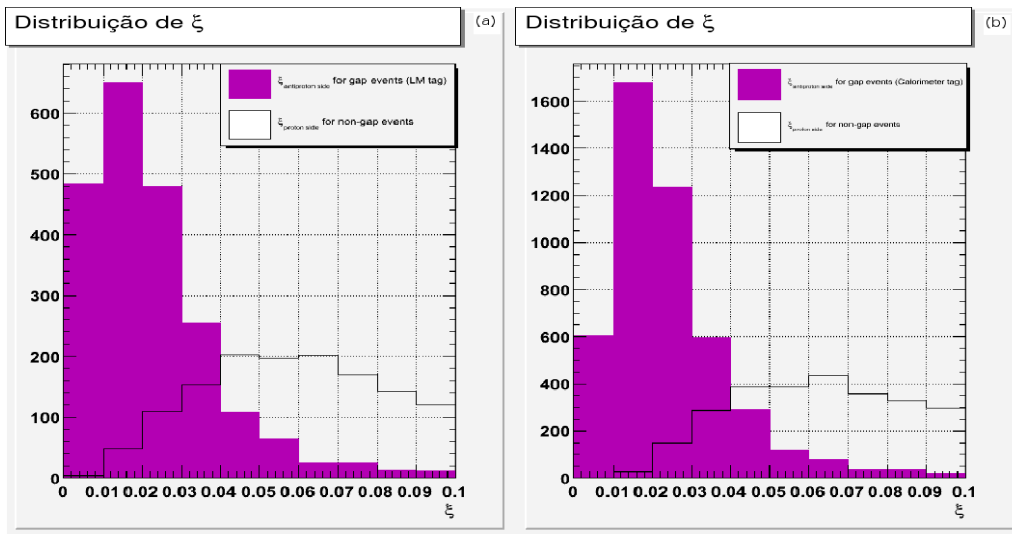


Figura 5.28: Distribuição de ξ para eventos selecionados com o (a) LM e com o (b) calorímetro, para eventos de J/ψ produzidos diretamente.

Terminados os passos de análise chegamos a uma razão de

$$(1,74 \pm 0,16(\text{stat}) \pm 0,13(\text{sist}))\% \quad (5.11)$$

para a produção difrativa direta de J/ψ .

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Esta dissertação apresentou uma análise baseada em informações de lacunas de rapidez, ou melhor, em informações de baixa atividade, para a seleção de uma amostra de eventos de difração simples. Esta seleção foi realizada por meio de dois detectores do sistema central do DØ, o sistema de calorimetria, já utilizado em análises difrativas anteriores, e os detectores do Monitor de Luminosidade, sendo a primeira análise de dados, do experimento DØ, a utilizar a nova eletrônica de leitura do LM.

Os cortes de seleção foram estabelecidos com uso de amostras de MC, difrativas e não-difrativas, que foram estudadas separadamente e em conjunto, para um melhor entendimento do comportamento dos dados, como foi mostrado nas seções 5.3 e 5.4. A partir do estudo realizado em uma amostra conjunta de MC, difrativo e não-difrativo, foi possível a utilização de um método de análise alternativo, que é aqui utilizado com o objetivo de estimar o erro sistemático da razão de produção difrativa. Como resultado principal foi apresentado um método de análise no qual a estimativa para a pureza da sub-amostra selecionada com os cortes de baixa atividade foi realizada a partir de um ajuste da distribuição de uma das informações da amostra selecionada, como explicado na seção 5.2.2. Este método de análise além de fornecer um resultado independente da seção de choque fornecida pelas amostras de MC, que não se sabe ao certo quão confiáveis elas são, também fornece um teste para confiabilidade do MC.

Com uma amostra inclusiva de J/ψ , separada em duas sub-amostras de acordo com sua fonte de produção, direta ou decaimento do B , foi determinado pela primeira vez no experimento DØ a razão entre a produção difrativa e a produção total direta de J/ψ , e a razão entre a produção difrativa e a produção total de b , estudada através da produção de J/ψ via $B \rightarrow J/\psi + X$. Estes resultados podem ser vistos abaixo:

$$\boxed{N_{\text{diff}}^{J/\psi}/N_{\text{total}}^{J/\psi} = (1.74 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.13(\text{sist}))\%}$$

$$\boxed{N_{\text{diff}}^b/N_{\text{total}}^b = (0.79 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.23(\text{sist}))\%}$$

Os resultados aqui apresentados encontram-se em concordância com as medidas experimentais realizadas pelo CDF durante o Run I do Tevatron, à 1,8 TeV de energia de centro de massa, $R_{J/\psi} = (1,45 \pm 0,25)\%$ [43] e $R_b = (0,62 \pm 0,25)\%$ [42], e em concordância com estimativas teóricas, como pode-se verificar em [109, 110].

Estudos de produção difrativa de sabores pesados são importantes por fornecerem uma ferramenta de estudo sobre o conteúdo gluônico do pomeron. As variações na razão difrativa para total são esperadas serem devidas às diferentes contribuições do glúon.

Encontra-se em processo um aperfeiçoamento da análise apresentada aqui, com vista à publicação, na qual espera-se poder estimar a fração de glúons constituindo o Pomeron a partir de uma análise conjunta com a produção de di-jato, bem como uma possível medida da razão entre a seção de choque difrativa e a total, para eventos de J/ψ .

Apêndice A

Para maiores detalhes [111].

Erros Estatísticos

O cálculo dos erros estatísticos na razão de eventos difrativos sobre o total de eventos foi calculado da seguinte maneira:

- Considerando o fato de que a quantidade de eventos é dada pela expressão

$$N_{diff} = \frac{N_{tag} \times pur}{eff} \quad (6.1)$$

o cálculo do erro nesta quantidade é dado, segundo a regra da propagação de erros [111], por

$$\frac{\sigma_{N_{diff}}}{N_{diff}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{pur}}{pur}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{eff}}{eff}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{tag}}}{N_{tag}}\right)^2} \quad (6.2)$$

- Levando então ao erro estatístico da razão, $R_{diff}^{J/\psi} = \frac{N_{diff}^{(J/\psi)}}{N_{total}^{J/\psi}}$ ser dado por

$$\frac{\sigma_{R_{diff}}}{R_{diff}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{diff}}}{N_{diff}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{total}}}{N_{total}}\right)^2} \quad (6.3)$$

Erros Sistemáticos

Uma vez que foram usados dois métodos diferente para o cálculo da razão difrativa, o cálculo do erro sistemático na razão difrativa foi simplesmente atribuído à diferença entre os resultados dos dois métodos.

Compatibilidade entre os resultados

Com o objetivo de combinar os resultados de dois cortes independentes, é preciso que estes dois resultados estejam em certa concordância um com o outro, ou seja, é preciso que os dois resultados sejam compatíveis entre si. Esta compatibilidade foi calculada através da discrepância entre os resultados

$$\frac{|N_{diff-caltag} - N_{diff-lmtag}|}{\sqrt{\sigma_{N_{diff-caltag}}^2 + \sigma_{N_{diff-lmtag}}^2}} \leq 2 \quad (6.4)$$

onde $N_{diff-lmtag}$ é a quantidade de eventos difrativos selecionados com um corte na multiplicidade no LM e $N_{diff-caltag}$ é a quantidade de eventos difrativos selecionados com um corte na energia depositada no calorímetro.

Combinação entre os resultados: média ponderada

Foram utilizados dois métodos de seleção diferentes, um com informações dos detectores do Monitor de Luminosidade e outro com informações dos calorímetros frontais. A combinação entre esses dois resultados foi feita a partir de uma média ponderada dos mesmos, para os quais seus erros estatísticos foram utilizados como pesos.

Apêndice B

Maiores informações em [98].

Função Chebyshev

A função Chebyshev é válida entre um limite mínimo e um máximo os quais podem ser definidos pelos limites do gráfico ou manualmente.

A fórmula utilizada é:

$$DELX = (2 * X - XMIN - XMAX) / (XMAX - XMIN) \quad (6.5)$$

onde uma Chebyshev de segunda ordem corresponde a

$$NORM + CHEB01 * DELX + CHEB02 * (2 * DELX * DELX - 1) \quad (6.6)$$

Função Limite

A função limite tem a forma de um pico pronunciado seguida de uma cauda exponencial.

A fórmula utilizada é:

$$NORM * (X - OFFSET) ** POWER * EXP(COEFF1 * (X - OFFSET) + COEFF2 * (X - OFFSET)) \quad (6.7)$$

onde NORM é a normalização, OFFSET é o limite, POWER é a potência de ativação, COEFF1 é o coeficiente linear em x e COEFF2 é o coeficiente quadrático em x.

Referências Bibliográficas

- [1] Bjorken, J.D. (1993), Phys. Rev. **D47**, 101.
- [2] Barone, V., Predazzi, E. (2001), *High-Energy Particle Diffraction*, Springer.
- [3] Collins, P.D.B. (1977), *An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- [4] Ellis, R. K., Stirling, W. J. and Webber, B. R. 1996 *QCD and Collider Physics* Cambridge University Press.
- [5] http://particleadventure.org/frameless/standard_model.html
- [6] Griffiths, D. (1987), *Introduction to Elementary Particles*, New York: Wiley.
- [7] Das, A., Ferbel, T. (1953), *Introduction to nuclear and particle physics*, John Wiley & Sons, INC.
- [8] Chadwick, J. (1965), *The neutron and his properties*, IN: Nobel Lectures: 1922-1941, Elsevier, Ansterdã, p. 331-349.
- [9] Aitchison, I. and Hey, A. (1996), *Gauge Theories in Particle Physics*, 2nd ed. Institute of Physics, Philadelphia.
- [10] Gribov, V.N. and Lipatov, L.N. (1972), Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438.
- [11] Lipatov, L.N. (1975), Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 94.
- [12] Altarelli, G. and Parisi, G. (1977), Nucl. Phys. **B126**, 298.
- [13] Kuraev, E.A., Lipatov, L.N. and Fadin, V.S. (1976), Sov. Phys. JETP **44**, 443.
- [14] Kuraev, E.A., Lipatov, L.N. and Fadin, V.S. (1977), Sov. Phys. JETP **45**, 199.

- [15] Balitsky, Y.Y. and Lipatov, L.N. (1978), Sov. J. Nucl. Phys. **28**, 822.
- [16] Regge, T. (1959), Nuovo Cimento **14**, 951.
- [17] Chew, G.F.P. and Frautschi, S.C. (1961), Phys. Rev. Lett. **7**, 394.
- [18] Gribov, V.N. (1961), Zh. Eksp. Teor. Fiz. **41**, 667 (1961) [transl. Sov. Phys. JETP **14** (1962) 478].
- [19] Goulianos, K. (1983), Phys. Rep. **101**, 169.
- [20] Regge, T. (1960), Nuovo Cimento **18**, 947.
- [21] Froissart, M. (1961), Phys. Rev. **123**, 1053.
- [22] Pomeranchuk, I. (1958), Sov. Phys. JETP **7**, 499.
- [23] Donnachie, A. and Landshoff, P.V. (1992), Phys. Lett. **B296**, 227, [arXiv:hep-ph/9209205].
- [24] Donnachie, A. and Landshoff, P.V. (1984), Nucl. Phys. **B231**, 189.
- [25] Donnachie, A. (Apr. 1999), CERN Courier **39**, 499.
- [26] Adloff, C. et al., H1 (1997), Nucl. Phys. **B497**, 3-30, [arXiv:hep-ex/9703012];
Breitweg, J. et al., ZEUS (1997), Phys. Lett. **B407**, 432, [arXiv:hep-ex/9707025].
- [27] Donnachie A. and Landshoff, P.V. (1998), Phys. Lett. **B437**, 408, [arXiv:hep-ph/9806344].
- [28] Bjorken, J.D. SLAC-PUB-6949.
- [29] Abatzis, S. et al., WA91 (1994), Phys. Lett. **B324**, 509.
- [30] Barberis, D. et al., WA102 (1998), Phys. Lett. **B432**, 436, [arXiv:hep-ex/9805018].
- [31] Brandt, A. et al., UA8 (1993), Nucl. Instrum. Meth. **A327**, 412.
- [32] Bonino, R. et al., UA8 (1988), Phys. Lett. **B211**, 239.
- [33] Brandt, A. et al., UA8 (1992), Phys. Lett. **B297**, 417.
- [34] Ahmed, T. et al., H1 (1995), Nucl. Phys. **B435**, 3-20.

- [35] Derrick, M. et al., ZEUS (1995), Phys. Lett. **B356**, 129, [arXiv:hep-ex/9506009].
- [36] Ingelman, G. and Schlein, P.E. (1985), Phys. Lett. **B152**, 256.
- [37] Donnachie, A. and Landshoff, P.V. (1987), Phys. Lett. **B191**, 309.
- [38] Abe, F. et al., CDF (1997), Phys. Rev. Lett. **79**, 2636.
- [39] Abachi, S. et al., DØ (1996), Phys. Rev. Lett. **76**, 734.
- [40] Abe, F. et al., CDF (1997), Phys. Rev. Lett. **78**, 2698.
- [41] Coney, L. (DØ Collaboration), *Observation of Diffractive W Boson Production at DØ*, APS Meeting, Atlanta, Georgia, March 1999.
- [42] Affolder, T. et al., CDF (2000), Phys. Rev. Lett. **84**, 232.
- [43] Affolder, T. et al., CDF (2001), Phys. Rev. Lett. **87**, 241802.
- [44] Affolder, T. et al., (2000), Phys.Rev. Lett. **85**, 4215.
- [45] Goulianos, K. (1995), Phys. Lett. **B358**, 379.
- [46] Augustin, J.-E. et al., (1974), Phys. Rev. Lett. **33**, 1406.
- [47] Aubert, J.J. et al., (1974), Phys. Rev. Lett **33**, 1404.
- [48] Caruso, F., Oguri, V. e Santoro, A. (2005), *Partículas Elementares: 100 anos de descobertas*, Editora da Universidade Federal do Amazonas.
- [49] Cacciari, M. (2007), *pQCD Calculations of Heavy Quark and J/ψ Production*, [arXiv:hep-ph/0702211].
- [50] Khoze, V.A., Martin, A.D., Ryskin, M.G. and Stirling, W.J. (2004), *Inelastic J/ψ and Υ hadroproduction*, [arXiv:hep-ph/0410020v2].
- [51] The CDF Collaboration, *Measurement of the J/ψ Spin Alignment in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1,96$ TeV*, CDF note 8212.
- [52] Yang, C.N. (1950), Phys. Rev. **77**, 242.
- [53] Berger, E.L. and Jones, D. (1981), Phys. Rev. **D23**, 1521;
Baier, R. and Rückl, R. Zeit. (1983), Phys. **C19**, 251.
- [54] Braaten, E. et al., (1994), Phys. Lett. **B333**, 548;
Roy, D.P. and Sridhar, K. (1994), Phys. Lett. **B339**, 141;
Cacciari, M. and Greco, M. (1994), Phys. Rev. Lett. **73**, 1586.

- [55] Bodwin, G.T., Braten, E. and Lepage, G.P. (1995), Phys. Rev. **D51**, 1125.
- [56] Balest, R. et al., (1995), Phys. Rev. **D52**, 2661.
- [57] Eidelman, S. et al., (2004), Phys. Lett. **B592**, 1.
- [58] Abe, F. et al., (1992), Phys. Rev. Lett. **69**, 3704; (1997), Phys. Rev. Lett. **79**, 572.
- [59] <http://www.fnal.gov>
- [60] <http://www.fnal.gov/pub/about/whatis/history.html>
- [61] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1938/fermi-bio.html
- [62] <http://www-cdf.fnal.gov>
- [63] <http://www-d0.fnal.gov>
- [64] Abachi, S. et al., DØ (1995), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632, [arXiv:hep-ex/9503003].
- [65] Abe, F. et al., CDF (1995), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626, [arXiv:hep-ex/9503002].
- [66] <http://www-bd.fnal.gov/public/chain.html>
- [67] Cockroft, J.D. and Walton, E.T.S. (1932), Nature **129**, 242.
- [68] Abbott, B. et al., DØ (1999), Phys. Rev. **D58**, 052001.
- [69] Abachi, S. et al., DØ (1996), Phys. Rev. Lett. **77**, 3309.
- [70] Abbott, B. et al., DØ (2000), Phys. Rev. **D62**, 092006.
- [71] Abachi, S. et al., DØ (1997), Phys. Rev. Lett. **78**, 3640.
- [72] Abbott, B. et al., DØ (1999), Phys. Rev. Lett. **82**, 2451.
- [73] Abbott, B. et al., DØ (1997), Phys. Rev. Lett. **79**, 4321.
- [74] Abachi, S. et al., DØ (1994), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A338**, 185.
- [75] Abazov, V. et al., DØ (2006), Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A565**, 463-537.
- [76] Abazov, V. et al., DØ (2005), Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. **A552**, 372-398.

- [77] Brandt, A. et al., DØ (1997), *Proposal for a Forward Proton Detector at DØ*, PUB-97-377 (presented by A. Brandt to the Fermilab PAC, 1997).
- [78] http://www.cbpf.br/gilvan/Proposal/fpd_pub.html
- [79] <http://www.lnls.br/>
- [80] Santoro, A. (2000), *The Future of Diffraction at Tevatron*, [arXiv:hep-ex/0011023].
- [81] <http://www.nikhef.nl/>
- [82] Lutz, M. *Programming Python*, 2nd. ed. O'Reilly;
Lutz, M. and Ascher, D. *Learning Python*, 2nd. ed. O'Reilly;
<http://www.python.org/>
- [83] Miao, C-C. FERMILAB-Conf-98/395-E (1998).
- [84] Andeen, T. et al., (2005), *The Upgraded Luminosity Detector Redaout and Studies of the New Effective Inelastic Cross-Section*, DØ Note 4904.
- [85] Anderson, J. et al. *Upgrade of the D0 Luminosity Monitor Readout System*, DØ Note 5297 (Conference record of IEEE 2006 NSS).
- [86] Edwards, T. et al., (2004), *Luminosity Constant for Dzero Run II*, DØ Note 4496.
- [87] Casey, B. et al., (2005), *Determination of the Effective Inelastic $p\bar{p}$ Cross-Section for the DØ Luminosity Measurement Using Upgraded Readout Electronics*, DØ Note 4958.
- [88] Casey, B., Enari, Y. and Partridge, R. (2006), *Calculation of the DØ Luminosity in the Presence of Halo and Background*, DØ Note 5241.
- [89] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/software/offline.html
- [90] <http://www.sqlcourse.com/>
- [91] http://d0db.fnal.gov/lm_db/cgi/lmdb_main.py
- [92] <http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/l3daq/>
- [93] Assis Jesus, A. C. and Casey, B. (2005), *Study of Charmonium Production in Coincidence with Forward Rapidity Gaps in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, DØ Note 4820

- [94] Common Analysis Format,
<http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/caf/index.html>
- [95] <http://root.cern.ch>
- [96] http://www-d0.fnal.gov/computing/data_quality/d0_private/forusers.html
- [97] Clement, C. et al., (2004), *MuonID Certification for p14*, v3.0, DØ Note 4350.
- [98] A Fitting and Plotting Package Using Minuit [http://www-zeus.physik.uni-bonn.de/brock/mn_fit.html].
- [99] Kaidalov, A.B., Khoze, V.A., Martin, A.D. and Ryskin, M.G. (2001), *Eur. Phys. J. C* **21**, 521-529, [arXiv:hep-ph/0105145].
- [100] Assis Jesus, A. C. and Casey, B. (2006), *Study of Diffractive Charmonium Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.*, DØ Note 5013
- [101] *High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, CERN-TH71.11/93
- [102] Brian Cox Jeff Forshaw, *POMWIG: HERWIG for Diffractive Interactions*, [<http://arxiv.org/abs/hep-ph/0010303>].
- [103] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0gstar.html>
- [104] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>
- [105] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/reco/prod_release/p17/p170900D0reco.html
- [106] Carvalho, W.P. and Sznajder, A. (2001), *Multiple Interaction Rejection Studies for Diffractive Physics*, DØ Note 3843.
- [107] Collins, J.C. [arXiv:hep-ph/9705393].
- [108] http://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/packages/d0root_btag/
- [109] Feng Yuan, Jia-Sheng Xu, Hong-An Peng and Kuang-Ta Chao (1998), *Diffractive J/ψ production through Color-Octet mechanism at hadron colliders*, [arXiv:hep-ph/9804295].
- [110] Heyssler, M. (1996), *Diffractive Heavy Flavour Production at the Tevatron and the LHC*, [arXiv:hep-ph/9602420].

- [111] Alberto Santoro, José Roberto Mahon, José Umberto Cinelli Lobo de Oliveira, Luiz Martins Mundim Filho, Vitor Oguri e Wanda Lucia Prado da Silva (2005), *Estimativas e Erros em Experimentos de Física*, Editora da Universidade do Estado do Rio de Janeiro.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)