

1995/09

LX32

Tese de
Doutorado

Estudo da Seção de Choque de Produção
Inclusiva de Múons a Baixos Ângulos
em Colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,8$ TeV

José Guilherme Rocha de Lima

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro — Maio de 1995



LIVROS - PATRIMÔNIO	
CENTRO / CNPJ	
BIBLIOTECA	
Data	Registro
20-08-96	19073

ESTUDO DA SECAO DE CHOQUE DE
PRODUCAO INCLUSIVA DE MIONS A



09/95
L732
019073

À minha *princesa*
Gabriella
com muito amor
e carinho

Agradecimentos

Ao caro mestre e amigo Alberto Santoro, pela orientação e acompanhamento durante a realização deste trabalho, mas principalmente por toda a atenção especial que me dispensou ao longo destes sete anos durante os quais tive a alegria de participar de sua convivência profissional. A sua disposição e tenacidade na árdua luta, travada contra as dificuldades de toda espécie encontradas no dia a dia da pesquisa em nosso país, são exemplos que eu gostaria de seguir, embora duvide de minha habilidade em fazê-lo com tanta competência.

Ao grande amigo Arthur Maciel, pela grande amizade e companheirismo com que dividiu comigo incontáveis horas durante discussões e sugestões a respeito deste trabalho. A sua seriedade e competência no desenvolvimento das atividades de pesquisa é outro exemplo que espero ter em mente no decorrer de minha vida profissional.

Ao amigo Gilvan Alves, por toda a experiência transmitida em inúmeras discussões sobre Física, *hardware*, informática ou qualquer outro assunto relacionado ao nosso ramo de pesquisa. Também por sua grande ajuda na criteriosa leitura desta tese.

Ao amigo Vitor Oguri, pela grande troca de idéias sobre Física, eletrônica e informática, pelas inúmeras horas de trabalho conjunto no sistema de *trigger* do DØ, e também pelo ambiente familiar de West Chicago.

Aos amigos João Torres e Jussara Miranda, pela grande amizade e companheirismo, dentro e fora do LAFEX, pelo estímulo constante, e até mesmo por algumas contribuições a este trabalho. Tenho certeza que estas contribuições seriam muito maiores, se tivéssemos passado mais do que apenas alguns dias juntos, desde o nosso envolvimento no DØ até a conclusão deste.

Ao amigo Moacyr Souza, sempre muito prestativo, por inúmeras discussões, especialmente na área de programação, as quais muito enriqueceram minha formação.

Aos demais colegas do LAFEX que fazem parte da Colaboração DØ, em especial Mário Vaz, pelas discussões a respeito de eletrônica, e Wagner Carvalho, Marcello Nicola e André Sznajder, que sempre se colocaram à disposição para qualquer ajuda, e assim também contribuíram para este trabalho.

Aos demais membros da ala experimental do LAFEX, por fazer deste um saudável ambiente para o desenvolvimento de pesquisas de excelente qualidade.

Ao amigo Kamel Bazizi, pelo trabalho conjunto ao longo de dois anos, pelo incentivo e confiança em responsabilizar-me por várias das atividades de desenvolvimento do *trigger* de nível 1 do sistema de múons, e por inúmeras discussões sobre *hardware* e sobre análise de dados.

Aos Profs. Daniel Green, David Hedin, Dmitri Denisov, Ken Johns, Andrzej Zieminski e Daria Zieminska, por frutíferas discussões a respeito deste trabalho.

Aos Profs. Paul Grannis, Hugh Montgomery e Eugene Fisk, diretores do DØ, por sua competente habilidade na condução desta Colaboração, e além destes, também ao Prof. Roy Rubinstein, por todo o apoio e estímulo ao nosso grupo.

A todos os demais membros da Colaboração Internacional DØ (cerca de quatrocentos e quarenta pesquisadores), responsáveis pela construção e operação do detetor DØ, cujos dados permitiram a obtenção de nossos resultados.

Aos Profs. Carlos O. Escobar, José Bellandi Filho e Ronald Shellard, por terem aceito a tarefa de participar da banca de tese que examinou este trabalho, pela crítica construtiva e pertinente.

À Myriam Coutinho, pela amizade e atenção dispensadas, especialmente nos difíceis primeiros meses de minha estadia no Rio de Janeiro, e também pela seriedade e carinho que sempre dedicou à pós-graduação do CBPF.

Ao grande mestre e amigo Henrique Antunes Neto, com quem tive o prazer de passar inúmeras horas em saudáveis e alegres discussões em meus tempos de UFFa. Sua presença ficará para sempre em minha memória.

Também aos Profs. José Bassalo e Paulo Alencar, da UFFa, pela sugestão de fazer pós-graduação na área de Física de Altas Energias, no LAFEX/CBPF.

Aos meus pais e irmãos, pela compreensão e estímulo inesgotáveis, fundamentais para minha permanência nesta carreira difícil e pouco valorizada no Brasil.

À minha esposa Gabriella de Lima, minha namorada e companheira inseparável, que com tanto amor, carinho, paciência e compreensão, tornou minha vida muito mais alegre. Sua ajuda com as figuras e com a edição final desta tese amenizou a tarefa de finalizar este trabalho.

Finalmente, agradeço à CAPES e ao CNPQ, que dividiram o apoio financeiro a este trabalho.

Resumo

Neste trabalho apresentamos a primeira medida da seção de choque diferencial $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$ de produção inclusiva de múons em colisões de prótons e antiprótons a energias de 1,8 TeV, no intervalo de pseudo-rapidez $2,2 < |\eta| < 3,3$. Trata-se de uma medida importante, obtida numa região com altíssimo nível de *background* combinatorial. Nossa amostra de dados contém cerca de 3700 múons, coletados pelo detetor DØ com a tomada de dados exclusiva para a análise desta tese, correspondendo a uma luminosidade integrada de 32 nb^{-1} . Observamos uma pequena discrepância entre nossos resultados e as previsões teóricas, baseadas no modelo ISAJET para múons provenientes de decaimentos de quarks pesados.

Abstract

We present the first measurement of $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$, the inclusive differential production cross section of forward muons in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$, for the pseudorapidity range $2.2 < |\eta| < 3.3$. This is an important measurement, from a region of overwhelming combinatoric background. Our analysis is based on a 3700 muons data sample, collected in dedicated runs of the DØ detector, corresponding to 32 nb^{-1} of integrated luminosity. We observe some disagreement between our results and the outcome of a detailed simulation of muon production, based on ISAJET model for heavy quark production and their semileptonic decays.

Índice

Resumo	iv
Índice	v
Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xi
1 Introdução	1
1.1 Generalidades	2
2 Resumo Teórico	5
2.1 O Modelo Padrão	5
2.2 Os Mecanismos de Produção de Quarks <i>Bottom</i>	8
2.2.1 A Constante de Acoplamento Forte	10
2.2.2 As Seções de Choque Parton-Parton	12
2.2.3 A Estrutura do Próton	15
2.3 As Predições Teóricas	17
2.4 Simulação Monte Carlo de Processos Físicos	19
2.5 Motivações a este Trabalho	24
3 O Experimento DØ	26
3.1 Os Feixes	26

3.2	O Detetor DØ	30
3.2.1	O Detetor Central	33
3.2.2	Os Calorímetros	41
3.2.3	O Sistema de Múons	48
3.3	Os Sistemas de Aquisição de Dados e <i>Trigger</i>	55
3.3.1	O <i>Trigger</i> de Nível 0	57
3.3.2	O <i>Trigger</i> de Nível 1	58
3.3.3	O <i>Trigger</i> de Nível 2	64
3.3.4	O Sistema de Aquisição de Dados	65
3.3.5	Monitoramento	67
3.4	O Processamento dos Dados	67
3.4.1	Utilitários	68
3.4.2	Reconstrução de Eventos	71
3.4.3	Simulação Monte Carlo	72
3.4.4	Simulação de <i>Trigger</i>	74
3.4.5	Pacotes de Análise	75
4	A Análise de Dados	76
4.1	A Simulação de Múons a Baixos Ângulos	76
4.2	A Seleção de Eventos <i>On-line</i>	78
4.3	A Seleção de Eventos <i>Off-line</i>	80
4.4	Eficiências	86
4.4.1	Corte Fiducial na Eficiência de Detecção	90
4.5	<i>Backgrounds</i>	94
4.6	O Espectro Experimental	98

4.7	Resolução de Momentum	100
4.8	Análise de Erros	104
4.9	Resultados	107
5	Conclusões	110
	Glossário	112
	Referências	117

Lista de Figuras

2.1	A constante de acoplamento forte, $\alpha_s(\mu)$	11
2.2	Diagramas de Feynman para produção de quarks pesados em LO QCD . .	13
2.3	Diagramas de Feynman para produção de quarks pesados em NLO QCD .	14
2.4	Algumas parametrizações da função de distribuição de glúons nos nucleons	17
2.5	Predição teórica em NLO QCD para a seção de choque de produção de quarks <i>bottom</i>	18
2.6	Predições teóricas e dados experimentais para $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$ ($ \eta < 0,8$)	23
2.7	Predições teóricas para $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$ a baixos ângulos ($2,2 < \eta < 3,3$)	23
3.1	O complexo de aceleradores do Fermilab	27
3.2	Perspectiva isométrica com corte do detetor DØ	31
3.3	Corte longitudinal do Detetor Central	33
3.4	Corte transversal de um quadrante da câmara de vértice	34
3.5	Corte transversal de algumas células do Detetor de Radiação de Transição	36
3.6	Corte transversal de algumas células das Câmaras de Arrasto Centrais . . .	38
3.7	Vista em perspectiva das Câmaras de Arrasto Frontais	40
3.8	Vista Isométrica dos calorímetros	44
3.9	A segmentação dos calorímetros	44
3.10	Corte transversal do Calorímetro Central	45
3.11	Visão explodida do sistema de deteção de múons	49

3.12	Corte longitudinal do detetor $D\emptyset$, mostrando as câmaras de múons e magnetos toroidais	50
3.13	Corte transversal de uma câmara de WAMUS	51
3.14	Placas de catodo das PDT's WAMUS	53
3.15	Geometria das estação SAMUS	55
3.16	Diagramas simplificados do sistema de <i>trigger</i> no $D\emptyset$	56
3.17	Os hodoscópios do <i>trigger</i> de Nível 0	57
3.18	Diagrama de blocos do <i>trigger</i> do sistema de múons	60
3.19	Diagrama de blocos do <i>trigger</i> de Nível 1 do sistema de múons	61
3.20	O <i>Software</i> do Sistema de Aquisição de Dados	66
3.21	Corte transversal de um evento, como visto no detetor $D\emptyset$	70
4.1	Algoritmo de reconstrução de trajetórias de múons no SAMUS	79
4.2	Algumas distribuições dos eventos reais coletados	81
4.3	Comparação entre número de <i>hits</i> nos ajustes de trajetória dos múons	82
4.4	Comparação entre a energia depositada nos calorímetros hadrônicos	83
4.5	Comparação das distribuições de χ^2 dos ajustes de trajetória de múons no SAMUS	84
4.6	Distribuições da amostra final de candidatos a múons	85
4.7	Procedimento empregado para estimar a eficiência do corte $N_{\text{hits}} > 16$	88
4.8	Dependência espacial de $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$ para diferentes valores de momentum e carga elétrica	89
4.9	Distribuições de $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$ para os candidatos a múons na amostra final	90
4.10	Aceitação do corte fiducial	92
4.11	Variações das seções de choque em função do valor usado no corte fiducial	93

4.12 Estimativa de *background* com base na energia hadrônica depositada nos calorímetros 95

4.13 Estimativa de *background* com base no número de *hits* ao longo da trajetória 97

4.14 O espectro experimental de $d\sigma^\mu/dp_{T,\mu}\Delta\eta$ 99

4.15 A resolução de momentum na região de baixos ângulos 101

4.16 Resultado do procedimento de correção devido à resolução de momentum . 103

4.17 Espectro experimental da seção de choque de produção inclusiva de múons na região cinemática $2,2 < |\eta| < 3,3$ 108

Lista de Tabelas

2.1	Principais propriedades dos léptons	7
2.2	Principais propriedades dos quarks	7
2.3	Principais propriedades dos bósons de gauge	7
2.4	Parâmetros importantes para os decaimentos indiretos no modelo ISAJET	22
3.1	Características principais da Câmara de Vértice	35
3.2	Características principais do Detetor de Radiação de Transição	37
3.3	Características principais das Câmaras de Arrasto Centrais	39
3.4	Características principais dos Calorímetros Centrais	46
3.5	Características principais dos Calorímetros Frontais	47
3.6	Características principais do Sistema WAMUS	52
3.7	Características principais do Sistema SAMUS	54
4.1	Número de múons por nb^{-1} de luminosidade integrada	80
4.2	Estimativas das eficiências dos vários critérios de seleção	87
4.3	Valores ajustados dos três parâmetros livres usados no procedimento de correção da resolução de momentum	102
4.4	Análise de erros sistemáticos antes da correção pela resolução de momentum	105
4.5	Erros sistemáticos totais, após a correção pela resolução de momentum . .	106
4.6	Valores numéricos de $d\sigma^\mu/dp_{T,\mu}\Delta\eta$ na região cinemática $2,2 < \eta < 3,3$. .	107

Capítulo 1

Introdução

Neste trabalho apresentamos os resultados obtidos na análise de dados coletados pelo detetor DØ, visando a medida da seção de choque de produção inclusiva de múons na região cinemática

$$\begin{aligned} 1 \text{ GeV}/c < p_{T\mu} < 30 \text{ GeV}/c \\ 2,2 < |\eta_{\mu}| < 3,3 \end{aligned} \quad (1.1)$$

O trabalho e os resultados aqui descritos tiveram origem a partir da nossa estadia no Fermilab¹, trabalhando no primeiro turno de coleta de dados do detetor DØ. Este trabalho foi concluído após nosso retorno ao Brasil, onde pudemos tirar proveito do excelente arsenal computacional existente no LAFEX.

O presente trabalho está subdividido em cinco capítulos. Neste primeiro capítulo procuramos situar o trabalho no contexto da Física de Altas Energias enumerando algumas das principais motivações da física de quarks de sabores pesados. No segundo capítulo veremos uma breve revisão teórica acerca da produção dos quarks de sabor pesado, e em particular do quark *bottom*.

Segue-se o capítulo 3, onde faremos uma descrição sucinta do detetor DØ, usado na coleta dos dados, bem como de todo o *software* necessário ao tratamento dos dados, inclusive a simulação Monte Carlo. Na seção 3.3 faremos uma descrição mais aprofundada sobre o *trigger* do sistema de múons, onde tivemos a oportunidade de contribuir significativamente para o desenvolvimento, tanto a nível de *hardware* como de *software*, de uma parte importante do detetor, e que como veremos posteriormente, veio a ser essencial

¹ *Fermi National Accelerator Laboratory*, em Illinois (USA)

para o desenvolvimento do presente trabalho.

No quarto capítulo, parte central do presente trabalho, discutimos em profundidade todos os procedimentos envolvidos no tratamento estatístico dos dados coletados, visando a extração da seção de choque de produção inclusiva de múons. No final deste capítulo apresentamos nossos resultados principais.

Finalmente, no quinto e último capítulo, tecemos algumas conclusões obtidas a partir de nossos resultados.

1.1 Generalidades

A Física de Sabores Pesados é hoje um dos ramos mais ativos dentro da Física Experimental de Altas Energias, apesar de ser uma área relativamente nova de pesquisa. Por sabores pesados, queremos nos referir aos quarks c , b e t (*charm*, *bottom* e *top* respectivamente), pois a massa destes quarks, sendo bem maior do que o parâmetro teórico Λ_{QCD} (v. Cap. 2), os permite que sejam tratados pelo formalismo da QCD perturbativa.

O estudo preciso das propriedades dos quarks pesados requer que estes sejam produzidos em grande quantidade, o que pode ser feito apenas por meio de colisões entre partículas sub-atômicas altamente energéticas. Podemos encontrar tais partículas energéticas provenientes do espaço sideral (sendo por isso chamadas de “radiação cósmica”). Porém, a taxa extremamente baixa de incidência destas partículas cósmicas dificulta o seu aproveitamento nos experimentos científicos que sejam baseados no acúmulo de amostras de altas estatísticas.

Podemos também *fabricar* partículas energéticas em laboratório com o uso de gigantescos aceleradores de partículas, sendo estas partículas fabricadas mais adequadas para a experimentação, por serem muito mais abundantes e controláveis pelo experimenter.

É interessante notar que os três quarks pesados — c , b e t , possuem características marcantes que os diferenciam significativamente entre si, tanto do ponto de vista teórico quanto experimental.

A descoberta do quark charme, em novembro de 1974^[1, 2], deu origem à Física de Sabores Pesados, e veio dar suporte à idéia de quarks, proposta por Gell-Mann e Zweig alguns anos antes, pois foi o primeiro quark a ser previsto antes de sua descoberta. Expe-

rimentalmente, o desenvolvimento de detetores de silício com resolução espacial capaz de separar os vértices de produção e de decaimento do charme em experimentos de alvo fixo² proporcionou a extração de amostras muito puras de eventos charmosos^[3, 4, 5, 6], permitindo o estudo detalhado de suas propriedades. Com o estudo de processos raros envolvendo o quark charme, tais como decaimentos duplamente suprimidos por Cabibbo^[7, 8], troca de sabor por correntes neutras fracas^[9, 10, 11] ou medidas precisas de oscilações $D^0 - \bar{D}^0$, a física do charme desperta ainda hoje um grande interesse, por se tratar de um bom laboratório para o estudo de processos físicos no limiar de validade da QCD perturbativa.

O quark *bottom* foi descoberto em 1977^[12], mas o estudo de suas propriedades não se deu de forma tão rápida quanto no caso do charme, devido a detalhes experimentais. Em primeiro lugar, a energia mínima de 10 GeV necessária à produção de pares $b\bar{b}$ torna muito difícil sua produção em aparatos de alvo fixo. Segundo, mesmo quando produzidos, estes quarks geralmente possuem baixo momentum no referencial de laboratório, dificultando a extração do sinal através da separação dos vértices de produção e decaimento.

Do ponto de vista teórico, a descoberta do quark *bottom* trouxe consigo a perturbação de toda uma ordem, uma organização que se havia estabelecido depois da descoberta do charme e de sua acomodação dentro do esquema de dubletos de isospin fraco do Modelo Padrão. A restauração desta ordem necessariamente pressupõe a existência de um sexto quark, chamado *top*, que junto com o *bottom* formaria um novo dubleto de isospin fraco. A confiança hoje existente no Modelo Padrão é tão forte que ninguém ousava duvidar da existência do quark *top*, apesar dos inúmeros fracassos experimentais acumulados durante cerca de 18 anos de intensa procura^[13, 14, 15, 16]. A recente observação do quark *top*^[17, 18] confirmou o que todos esperavam e, mais do que isso, deu um suporte ainda maior ao chamado Modelo Padrão, a teoria atual que descreve as interações entre as partículas fundamentais da natureza.

O estudo da produção e do decaimento dos sabores pesados fornece testes quantitativos a algumas das principais predições do Modelo Padrão. Além disso, quanto maior a compreensão das propriedades dos quarks conhecidos (charme e *bottom*), mais precisas serão as predições teóricas a respeito de novos fenômenos, orientando desta forma o trabalho experimental visando a descoberta ou estudo destes novos fenômenos.

²O modo de alvo fixo será discutido no capítulo 3.

O presente trabalho tem por objetivo a medida da seção de choque de produção inclusiva de múons na região cinemática $2,2 < |\eta| < 3,3$.³ Sabendo-se que cerca de 10% dos quarks *bottom* possuem um múon entre os produtos de seu decaimento, o resultado deste trabalho pode ser estendido para fornecer uma estimativa da seção de choque de produção de quarks *bottom* (σ_b). Entretanto esta extensão exige uma simulação detalhada do decaimento $b \rightarrow \mu X$, além de ser dependente do modelo usado. Esta extensão não será feita no presente trabalho, devendo ser tratada em um futuro próximo.

Por sua vez, a medida de σ_b na região de baixos ângulos pode ser usada como vínculo para a função de distribuição de glúons no interior do próton, uma vez que a produção hadrônica de sabores pesados é sensível à presença de partons com $x \sim O(10^{-3})$, onde x é a fração de momentum longitudinal do próton carregado pelo parton que efetivamente participa da interação fundamental na colisão próton-antipróton. Mais detalhes sobre as funções de distribuição de partons serão vistos no capítulo 2.

Por fim queremos enfatizar que usaremos com freqüência em nosso trabalho, como em todo tipo de análise em física experimental de Altas Energias, expressões como “eventos (ou dados) reais” e “eventos (ou dados) de Monte Carlo”. Fica desta forma claro que o trabalho de extração de um sinal significativo, ou mesmo de um limite, é freqüentemente acompanhado de um estudo comparativo com a sua simulação. Esta metodologia está hoje agregada ao processo de análise. No entanto são os eventos reais o alvo da metodologia empregada, e são eles os produzidos pela natureza, de onde extraímos nossos resultados.

³No caso do $D\bar{D}$, a região cinemática $2,2 < |\eta| < 3,3$ corresponde a ângulos entre 4° e 12° da linha de feixe. Surge daqui a expressão “baixos ângulos”, bastante usada no decorrer desta tese.

Capítulo 2

Resumo Teórico

No capítulo anterior tecemos breves comentários e citamos algumas das características principais a respeito dos quarks de sabores pesados.

Qualquer discussão mais profunda sobre os quarks pesados exige algum conhecimento a respeito do chamado Modelo Padrão. Neste capítulo discutiremos brevemente as principais características do Modelo Padrão, com ênfase nos tópicos relevantes aos mecanismos de produção do quark *bottom*. Faremos também uma breve descrição do modelo ISAJET, usado em nosso trabalho para a simulação dos processos de produção e de decaimento de quarks pesados.

2.1 O Modelo Padrão

A física de partículas elementares é o ramo da física que estuda as interações fundamentais da natureza, as quais atuam entre os constituintes fundamentais da matéria. Chamamos de Modelo Padrão ao conjunto de teorias que se propõem a explicar o maior número possível dos resultados experimentais obtidos até hoje. Sem qualquer exagero, o Modelo Padrão é hoje uma das teorias físicas mais bem comprovadas experimentalmente, tendo algumas de suas previsões sido confirmadas em laboratório com precisão melhor que uma parte por milhão¹.

De acordo com o Modelo Padrão, toda a matéria existente no Universo é constituída por apenas doze tipos diferentes de férmions² fundamentais e suas antipartículas.

¹Ver, por exemplo, [20, página 162]

²Férmions são partículas de spin semi-inteiro

Estes férmions fundamentais são agrupados em dois grupos de três famílias cada.

$$\begin{array}{l} \text{Leptons} \quad \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \\ \text{Quarks} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{array}$$

No grupo dos léptons encontramos o elétron (e), o múon (μ) e o *tau* (τ), cada um deles associado a um neutrino (ν). No outro grupo temos os quarks *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b) e *top* (t).

Toda a matéria que nos rodeia é composta apenas pelos quarks e léptons da primeira família: a física atômica descreve a matéria em termos de átomos, que são constituídos por elétrons (e) girando em torno de um núcleo, o qual concentra toda a massa do átomo. Os núcleos são descritos pela física nuclear como sendo compostos por prótons e nêutrons. Por fim, a física de partículas elementares descreve prótons e nêutrons como sendo compostos por quarks u e d . O neutrino do elétron, ν_e , está presente entre os produtos de decaimento β de alguns núcleos instáveis, ou mesmo no decaimento de nêutrons livres.

Todos os demais férmions fundamentais somente podem ser produzidos em colisões de partículas energéticas (radiação cósmica ou aceleradores de partículas). O presente trabalho está relacionado com as propriedades de produção de um destes férmions fundamentais, o quark *bottom*, produzido por meio de colisões de prótons e antiprótons a energias de 1,8 TeV.

Quarks e léptons interagem entre si por meio de quatro tipos de força (ou interações): forte, fraca, eletromagnética e gravitacional. Estas interações são *transmitidas* (ou mediadas) por um tipo diferente de partículas, coletivamente chamadas *bósons de gauge* (bósons são partículas de spin inteiro). Cada interação atua sobre a matéria com uma intensidade característica (constante de acoplamento).

As Tabs. 2.1-2.3 fornecem as principais propriedades dos férmions fundamentais e dos bósons de gauge.

As interações fundamentais podem ser descritas por meio de “teorias de campos de gauge”, construídas com simetrias apropriadas que descrevem todos os acoplamentos permitidos e proibidos para cada interação. Como exemplos de tais teorias temos a Eletro-

lépton	carga		massa [MeV/c ²]	vida média [s]	Interações		
	elétrica [e]	spin			forte	fraca	eletro- magnética
ν_e	0	1/2	$< 17 \times 10^{-6}$	estável	não	sim	não
e	-1	1/2	0,5110	estável	não	sim	sim
ν_μ	0	1/2	$< 0,27$	estável	não	sim	não
μ	-1	1/2	105,7	$2,20 \times 10^{-6}$	não	sim	sim
ν_τ	0	1/2	< 35	estável	não	sim	não
τ	-1	1/2	1784	$3,03 \times 10^{-13}$	não	sim	sim

Tabela 2.1: Principais propriedades dos léptons (Adaptada de [19]).

quark	carga		massa [MeV/c ²]	vida média [s]	Interações		
	elétrica [e]	spin			forte	fraca	eletro- magnética
d	-1/3	1/2	$\sim 0,3$	estável	sim	sim	sim
u	2/3	1/2	$\sim 0,3$	estável	sim	sim	sim
s	-1/3	1/2	$\sim 0,5$	$\sim 10^{-10}$	sim	sim	sim
c	2/3	1/2	$\sim 1,5$	$\sim 10^{-12}$	sim	sim	sim
b	-1/3	1/2	$\sim 4,7$	$\sim 10^{-12}$	sim	sim	sim
t	2/3	1/2	~ 200	?	sim	sim	sim

Tabela 2.2: Principais propriedades dos quarks (Adaptada de [19]).

Interação	Mediadores				Intensidade típica de acoplamento
	nome	símbolo	spin	massa [GeV/c ²]	
Forte	glúon	g	1	0	$\sim 0,1 - 1$
Fraca	bósons veto- riais fracos	W^\pm	1	80,22	$\sim 1/30$ a energias $\sim M_W$
		Z	1	91,19	
Eletromagnética	fóton	γ	1	0	1/137
Gravitacional	graviton	g	2	0	$\sim 10^{-38}$

Tabela 2.3: Principais propriedades dos bósons de gauge, mediadores das interações fundamentais (Adaptada de [19]).

dinâmica Quântica (QED), que descreve a interação eletromagnética, e a Cromodinâmica Quântica (QCD), que descreve a interação forte.

Outro exemplo de teoria de gauge é a chamada “Teoria Eletrofraca” (ou teoria de Weinberg-Salam-Glashow), que descreve as interações fraca e eletromagnética como diferentes manifestações de uma única interação fundamental, chamada interação eletrofraca, presente em processos a altas energias ($E \sim M_W = 80,22 \text{ GeV}/c^2$ ou maiores).

O Modelo Padrão é basicamente formado pela combinação da QCD com a Teoria Eletrofraca, e desta forma é capaz de descrever a natureza em termos de seus componentes elementares e das interações fundamentais entre eles. Uma descrição detalhada do sofisticado formalismo do Modelo Padrão está fora de nossos objetivos, mas pode ser encontrado em uma farta literatura existente, incluindo inúmeros livros texto^[20, 21, 22, 23]. No presente trabalho nos limitaremos a discutir apenas os tópicos diretamente relacionados com o nosso resultado, ou seja, sobre a produção de quarks *bottom*³.

2.2 Os Mecanismos de Produção de Quarks *Bottom*

Quarks *bottom* são abundantemente produzidos aos pares em colisões hadrônicas por meio da interação forte entre os componentes fundamentais dos hádrons colidentes, desde que este processo fundamental possua energia superior ao limiar de produção de pares $b\bar{b}$, que é da ordem de 10 GeV.

De acordo com o Modelo Padrão, a seção de choque de produção hadrônica de sabores pesados, $\sigma(AB \rightarrow Q\bar{Q}X)$ pode ser calculada levando-se em conta que hádrons são formados por quarks, antiquarks e glúons, aos quais chamamos coletivamente de partons. Desta forma:

$$d\sigma(s, m_Q) = \sum_{ij} \int dx_A dx_B d\hat{\sigma}(\hat{s}, m_Q) F_i^A(x_A) F_j^B(x_B) \quad (2.1)$$

onde \sqrt{s} é a energia de centro de massa do sistema $A+B$, m_Q é a massa do quark Q , F_i^A são funções (chamadas “funções de distribuição de partons”) que medem a probabilidade de

³Na verdade, o mesmo formalismo básico descrito na seção 2.2 pode ser usado para o cálculo da produção de qualquer dos sabores pesados.

que um parton do tipo i seja encontrado no hádron A com um momentum p_i compreendido entre x_{Ap_A} e $(x_A + dx_A)p_A$, p_A é o momentum do hádron A e $d\hat{\sigma}(\hat{s}, m_Q)$ é a seção de choque *partônica* correspondente ao processo elementar $ij \rightarrow Q\bar{Q}X$, com uma energia efetiva $\hat{s} = x_A x_B s$.

Para o desenvolvimento da Eq. 2.1 costumamos usar o formalismo da QCD perturbativa, o qual consiste em expandir as quantidades desconhecidas em séries infinitas de potências de α_s :

$$d\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s}, m_Q) = \alpha_s^2(\mu_1) G_{ij}^{LO}(\hat{s}, m_Q) + \alpha_s^3(\mu_1) G_{ij}^{NLO}(\hat{s}, m_Q) + \dots \quad (2.2)$$

$$F_i^A(x_A) = C_i^{A,LO}(x_A, \mu_2) + \alpha_s(\mu_2) C_i^{A,NLO}(x_A, \mu_2) + \dots \quad (2.3)$$

onde as funções G_{ij} e C_i e as constantes μ_1 e μ_2 dependem do procedimento escolhido para a expansão, tendo desta forma uma certa arbitrariedade em sua definição. As constantes μ_1 e μ_2 são as escalas de renormalização e de fatorização, respectivamente, e por simplicidade, costuma-se fazer $\mu_1 = \mu_2 = \mu$. Os índices LO e NLO representam os termos de ordem α_s^2 (*Leading Order*) e de ordem α_s^3 (*Next to Leading Order*), respectivamente.

As quantidades $d\hat{\sigma}$ e F_i^A não devem depender da escala arbitrária μ , pois correspondem a resultados físicos. Entretanto, se a série for truncada, haverá uma dependência residual com a escala. Esta dependência pode ser tomada como um indicativo sobre a convergência da série, e portanto da necessidade de levarmos em consideração termos de ordem superior.

Como toda série infinita, a convergência das expansões acima é tanto mais rápida quanto menor for α_s . Assim, se $\alpha_s \ll 1$ podemos truncar a série a uma certa ordem, digamos α_s^3 , e a dependência residual com a escala arbitrária μ nos indica se a série truncada está próxima da convergência da série infinita. Uma dependência forte com μ indica que termos de ordem superior precisam ser incluídos no cálculo.

Vamos agora ver cada uma das peças que entram no cálculo da seção de choque σ , como vista na Eq. 2.1.

2.2.1 A Constante de Acoplamento Forte

As constantes de acoplamento em teoria de campos na verdade possuem uma dependência com o quadrivetor de momentum transferido, Q , do processo fundamental. Costumamos desta forma expressar $\alpha_s(\mu)$ em qualquer escala μ em termos da constante de acoplamento $\alpha_s(\mu_0)$ calculada em uma escala fixa, $\mu_0 = Q_0$, chamada *escala de renormalização*^[21]. A variação de $\alpha_s(\mu)$ com a escala μ é descrita pela equação do grupo de renormalização:

$$\frac{\partial \alpha_s(\mu)}{\partial \ln \mu^2} = -b\alpha_s^2(\mu)[1 + b'\alpha_s(\mu) + O(\alpha_s^2)] \quad (2.4)$$

onde

$$b = \frac{33 - 2N_{\text{f}}}{12\pi} \quad \text{e} \quad b' = \frac{153 - 19N_{\text{f}}}{2\pi(33 - 2N_{\text{f}})} \quad (2.5)$$

e N_{f} é o número de sabores leves (normalmente tomamos como leves os sabores q tal que $m_q < \mu$). Em LO, a solução da Eq. 2.4 é:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{1 + b\alpha_s(\mu_0) \ln(\mu^2/\mu_0^2)} \quad (2.6)$$

e em NLO:

$$\frac{1}{\alpha_s(\mu)} - \frac{1}{\alpha_s(\mu_0)} + b' \ln \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(\mu_0)} \frac{1 + b'\alpha_s(\mu_0)}{1 + b'\alpha_s(\mu)} \right) = b \ln(\mu^2/\mu_0^2) \quad (2.7)$$

Note que sempre podemos obter a expressão em LO, bastando que se faça $b' = 0$ na expressão correspondente em NLO. Por isso, daqui em diante colocaremos apenas as expressões em ordem NLO.

A expressão acima nos permite obter o valor da constante de acoplamento forte, a partir do valor desta em qualquer escala fixa, μ_0 . Usualmente reescrevemos $\alpha_s(\mu)$ em termos de Λ_{QCD} , definida em termos da função Beta $\beta(x)$ como:

$$\ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} = - \int_{\alpha_s(\mu)}^{\infty} \frac{dx}{\beta(x)} \quad (2.8)$$

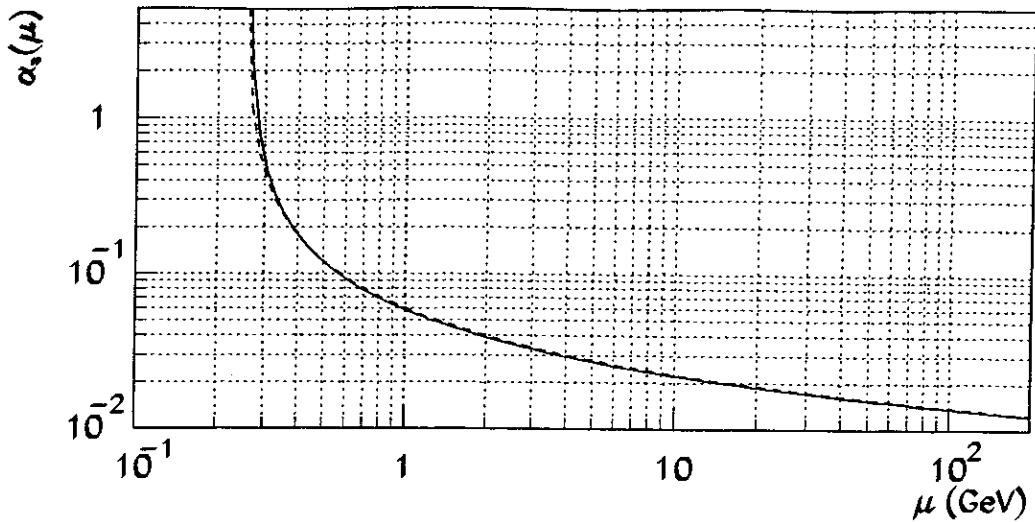


Figura 2.1: A constante de acoplamento forte $\alpha_s(\mu)$ (Eq. 2.9), para $N_H = 5$ e $\Lambda_{\text{QCD}} = 250$ MeV. A linha tracejada representa $\alpha_s(\mu)$ para $b' = 0$.

e o resultado encontrado é:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{1}{b \ln(\mu^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \left[1 - \frac{b' \ln \ln(\mu^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}{b \ln(\mu^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)} \right] \quad (2.9)$$

Esta expressão, cujo gráfico está ilustrado na Fig. 2.1, nos mostra que a constante de acoplamento forte α_s aumenta quando $\mu \rightarrow 0$ ($Q \rightarrow 0$, ou seja, para grandes distâncias), ao contrário do comportamento de α em QED. Isto significa que uma quantidade infinita de energia seria necessária para separar quarks e/ou glúons ligados. Portanto, quarks e glúons não podem existir na natureza como partículas livres, devendo sempre estar ligados em estados singletos de cor, chamados hádrons, dos quais prótons e nêutrons são um exemplo familiar. Esta característica da QCD é conhecida como *confinamento*. Note que no regime de confinamento, $\alpha_s > 1$, não havendo qualquer sentido em usar o enfoque perturbativo, usado nas Eqs. 2.2 e 2.3.

Por outro lado, $\alpha_s \rightarrow 0$ quando $\mu \rightarrow \infty$ ($Q \rightarrow \infty$, ou pequenas distâncias), e podemos neste caso considerar quarks e glúons como efetivamente livres. Chamamos este regime de *liberdade assintótica*, e nele podemos perfeitamente usar o enfoque perturbativo da QCD, como por exemplo, para o cálculo da seção de choque de produção de sabores pesados.

2.2.2 As Seções de Choque Parton-Parton

Vimos na Eq. 2.2 que as seções de choque parton-parton são expandidas em potências da constante de acoplamento, α_s . O formalismo matemático envolvido nestes cálculos é bastante sofisticado, por isso nos limitaremos apenas a descrever os principais resultados em ordem LO. Em ordem NLO, a complexidade das expressões é ainda maior, e nos limitaremos apenas a mostrar alguns dos diagramas usados, mostrando graficamente os principais resultados.

Diagramas de Ordem α_s^2 (LO)

Em mais baixa ordem de QCD, $O(\alpha_s^2)$, quarks de sabor pesado podem ser produzidos por dois mecanismos:

$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow Q(k_3) + \bar{Q}(k_4) \quad (2.10)$$

$$g(p_1) + g(p_2) \rightarrow Q(k_3) + \bar{Q}(k_4) \quad (2.11)$$

respectivamente chamados aniquilação quark-antiquark e fusão de glúons.

Os elementos de matriz destes processos são calculados usando os diagramas de Feynman mostrados na Fig. 2.2. Após a média (soma) sobre os spins e cores dos estados iniciais (finais), obtemos^[24]:

$$\sum |\overline{\mathcal{M}}_{q\bar{q}}|^2 = \frac{4\alpha_s^2}{9} \left(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \frac{\rho}{2} \right) \quad (2.12)$$

$$\sum |\overline{\mathcal{M}}_{gg}|^2 = \frac{\alpha_s^2}{8} \left(\frac{4}{3\tau_1\tau_2} - 3 \right) \left(\tau_1^2 + \tau_2^2 + \rho - \frac{\rho^2}{4\tau_1\tau_2} \right) \quad (2.13)$$

onde os termos adimensionais $\tau_{1,2}$ e ρ são dados por:

$$\tau_1 = \frac{2p_1 \cdot k_3}{\hat{s}} = \frac{m_Q^2 - \hat{t}}{\hat{s}}, \quad \tau_2 = \frac{2p_1 \cdot k_4}{\hat{s}} = \frac{m_Q^2 - \hat{u}}{\hat{s}}, \quad \rho = \frac{4m_Q^2}{\hat{s}} \quad (2.14)$$

e usamos as variáveis de Mandelstan do processo partônico:

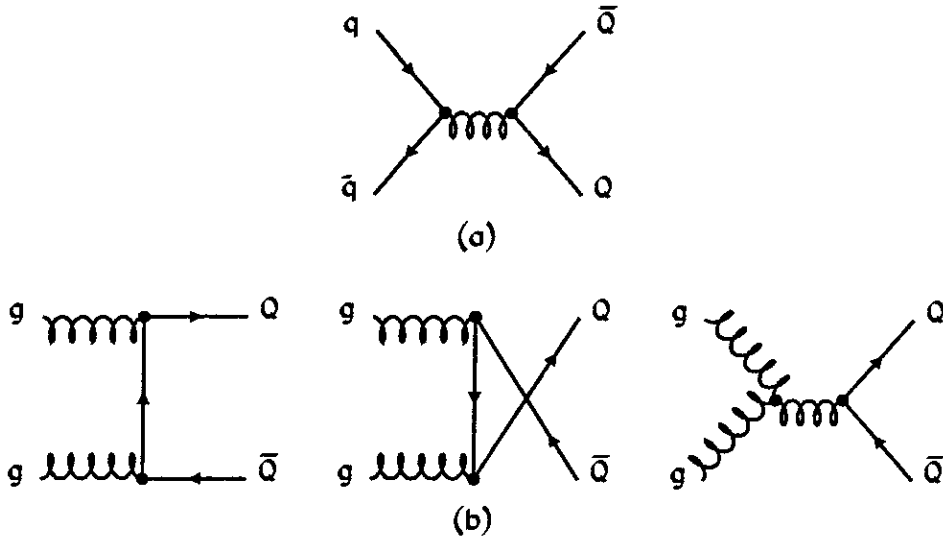


Figura 2.2: Diagramas de Feynman para os processos de produção de quarks de sabor pesado em LO QCD (criação de quarks). (a) aniquilação quark-antiquark. (b) Fusão de glúons.

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2, \quad \hat{t} = (p_1 - k_3)^2, \quad \hat{u} = (p_1 - k_4)^2 \quad (2.15)$$

Então a seção de choque $d\hat{\sigma}_{ij}$ do processo partônico é dada por:

$$d\hat{\sigma}_{ij} = \frac{1}{2\hat{s}} \frac{d^3k_3}{E_3} \frac{d^3k_4}{E_4} \delta^4(p_1 + p_2 - k_3 - k_4) \sum |\overline{\mathcal{M}}_{ij}|^2 \quad (2.16)$$

que pode ser reescrita em termos de momentum transversal ($\vec{k}_t = \vec{k}_{t_3} = \vec{k}_{t_4}$) e rapidez (y) como:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dy_3 dy_4 d^2k_t} = \frac{1}{4(m_Q^2 + k_t^2)^2 [1 + \cosh(y_3 - y_4)]^2} \sum |\overline{\mathcal{M}}_{ij}|^2 \quad (2.17)$$

De posse desta expressão é possível mostrar que a seção de choque de produção hadrônica de sabores pesados diminui acentuadamente com o aumento de $y_3 - y_4$ e de k_t , e que estes quarks geralmente possuem momentum transversal da ordem de m_Q .

Deve-se ainda notar que os quarks produzidos em mecanismos de ordem mais baixa (LO) necessariamente possuem mesmo momentum transversal, em azimutes opostos (*back to back*), de forma a conservar momentum e energia.

Ordem Superior (NLO)

As contribuições para a produção de quarks de sabor pesado devidas a diagramas de ordem superior (α_s^3) foram recentemente calculadas^[25, 26]. Alguns diagramas representativos de NLO QCD estão ilustrados na Fig. 2.3.

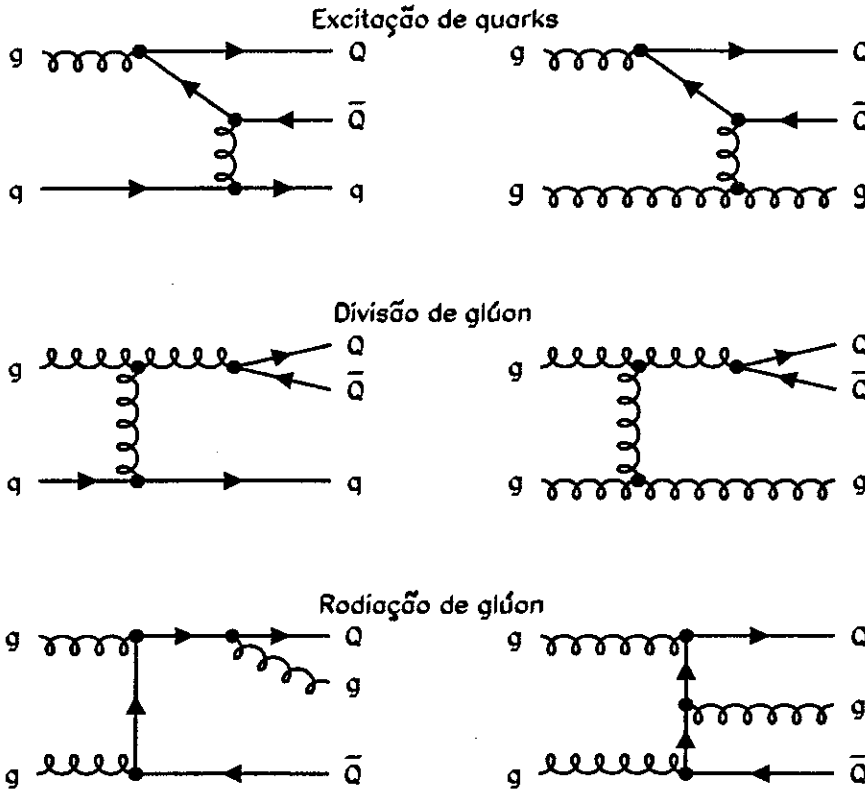


Figura 2.3: Alguns diagramas representativos de mecanismos de produção de quarks de sabor pesado em NLO QCD.

Os mecanismos de produção em $O(\alpha_s^3)$ são os seguintes:

$$\begin{aligned}
 q(p_1) + \bar{q}(p_2) &\rightarrow Q(k_3) + \bar{Q}(k_4) + g(k_5) \\
 g(p_1) + g(p_2) &\rightarrow Q(k_3) + \bar{Q}(k_4) + g(k_5) \\
 g(p_1) + q(p_2) &\rightarrow Q(k_3) + \bar{Q}(k_4) + q(k_5) \\
 g(p_1) + \bar{q}(p_2) &\rightarrow Q(k_3) + \bar{Q}(k_4) + \bar{q}(k_5)
 \end{aligned}
 \tag{2.18}$$

Todo o cálculo é feito de maneira muito semelhante ao que foi descrito para os diagramas de LO, na subseção anterior. Contudo as enormes expressões obtidas para as seções de choque partônicas não serão mostradas aqui, já que não é simples extrairmos destas expressões as informações que procuramos.

É importante ressaltar que os diagramas NLO podem gerar topologias do par $Q\bar{Q}$ bastante diferentes da topologia dos eventos produzidos em processos em ordem LO, devido à presença do terceiro parton emergente do processo forte, que participa do balanço de momentum-energia — especialmente nos processos de divisão de glúons, onde os quarks pesados emergem quase colinearmente.

Uma conclusão importante que obtemos ao comparar os resultados das seções de choque partônicas LO e NLO, é que o processo $gg \rightarrow gg$ é muito mais importante do que $gg \rightarrow Q\bar{Q}$:

$$\frac{\sigma(gg \rightarrow gg)}{\sigma(gg \rightarrow Q\bar{Q})} \sim 100 \quad (2.19)$$

mas somente contribui para a produção de sabores pesados a nível de correção superior (α_s^3), através do mecanismo de divisão de glúons (v. Fig. 2.3). Este é o principal motivo porque a contribuição NLO para a produção de sabores pesados é quantitativamente tão importante em relação aos processos LO, apesar de suprimida por um vértice forte a mais que os processos LO. É que esta supressão é compensada pela grande abundância de glúons no interior do próton, favorecendo diagramas do tipo $gg \rightarrow gg$, os quais não podem produzir quarks de sabor pesado em ordem LO de QCD.

No entanto, isto não quer dizer que uma ordem ainda superior (α_s^4 , ou NNLO) possa também ser da mesma ordem de grandeza que as anteriores, já que diagramas de ordem $O(\alpha_s^4)$ ou superiores não devem produzir diagramas muito diferentes dos encontrados em LO ou NLO. Portanto, acredita-se que os cálculos em NLO QCD, citados acima, devem ser aproximações suficientemente boas das seções de choque físicas de produção de quarks de sabor pesado.

2.2.3 A Estrutura do Próton

Agora que conhecemos as seções de choque partônicas para a produção de sabores pesados, precisamos dar um último passo para obter as seções de choque para produção hadrônica destes quarks. Precisamos levar em conta que prótons não são

partículas fundamentais, mas possuem uma estrutura interna de componentes elementares.

Experimentalmente, a principal fonte de informações a respeito da estrutura interna dos nucleons é o processo de espalhamento inelástico profundo (*Deep Inelastic Scattering*) de léptons por alvos nucleares. O tratamento matemático de tais processos é feito com o auxílio de funções de estrutura, as quais são adequadamente parametrizadas, incluídas no cálculo de grandezas observáveis e então ajustadas aos dados experimentais.

Por outro lado, o modelo a partons descreve os hádrons como sistemas dinâmicos compostos por quarks e glúons, associando cada tipo i de parton a uma função probabilística $F_i^A(x)$, chamada função de distribuição de partons. Como mencionado anteriormente, as funções de distribuição $F_i^A(x)$ fornecem a probabilidade de encontrar um parton de momentum compreendido entre x_{AP_A} e $(x_A + dx_A)p_A$ no interior do hádron A , cujo momentum é representado por p_A .

De modo análogo a α_s , as funções de distribuição dependem também da escala de energia envolvida, μ_{fac} , chamada *escala de fatorização*. Esta dependência é descrita pelas equações de Altarelli-Parisi^[27].

É importante notar que o estudo da estrutura dos hádrons através de espalhamentos de léptons não fornece informação direta a respeito da componente gluônica do hádron, já que não ocorre acoplamento entre glúons e léptons. A informação sobre os glúons é indiretamente obtida através do momentum que falta para que a soma dos momenta dos partons seja igual ao momentum do hádron, donde conclui-se que cerca de 50% do momentum do próton é carregada por glúons. Contudo, esta determinação indireta resulta em grandes erros associados à componente gluônica, $G(x, \mu)$, que se constitui em uma das maiores fontes de incerteza nas predições teóricas envolvendo hádrons. O estudo direto de $G(x, \mu)$ exige dados experimentais de espalhamentos fortes que envolvam glúons no estado inicial, ou seja, espalhamentos hádron-hádron. Na prática, estes processos hadrônicos sempre trazem consigo grandes incertezas teóricas e erros experimentais.

Existe um grande número de parametrizações das funções de distribuição de glúons no interior do próton. Um conjunto representativo destas parametrizações^[28] é mostrado na Fig. 2.4.

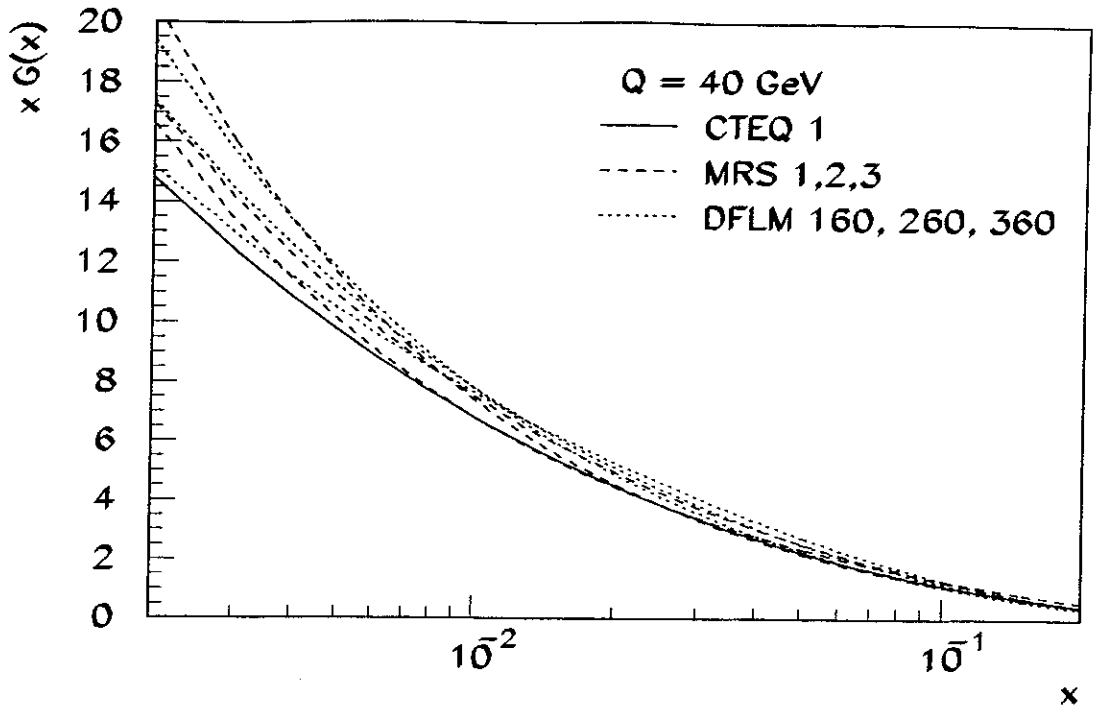


Figura 2.4: Algumas das principais parametrizações da função de distribuição de momentum dos glúons no interior dos nucleons, $xG(x)$, a uma escala $Q = 40$ GeV, em função da fração x de momentum do nucleon carregada pelo glúon.

2.3 As Predições Teóricas

Agora que temos em mãos todas as peças necessárias para o cálculo de $\sigma(AB \rightarrow Q\bar{Q}X)$, estas peças podem ser combinadas de acordo com a Eq. 2.1. Na prática esta combinação é geralmente feita numericamente.

Os resultados serão mostrados graficamente, com o auxílio de um programa de computador contendo a expressão diferencial da seção de choque de produção de pares quark-antiquark de sabor pesado, de autoria de Mangano, Nason e Ridolfi, e baseado em seus resultados em NLO^[26].

A Fig. 2.5 mostra as predições teóricas para a seção de choque de produção inclusiva de quarks *bottom*, como função do momentum transversal e da rapidez. Para esta figura usamos a parametrização CTEQ para as funções de distribuição de partons^[29],

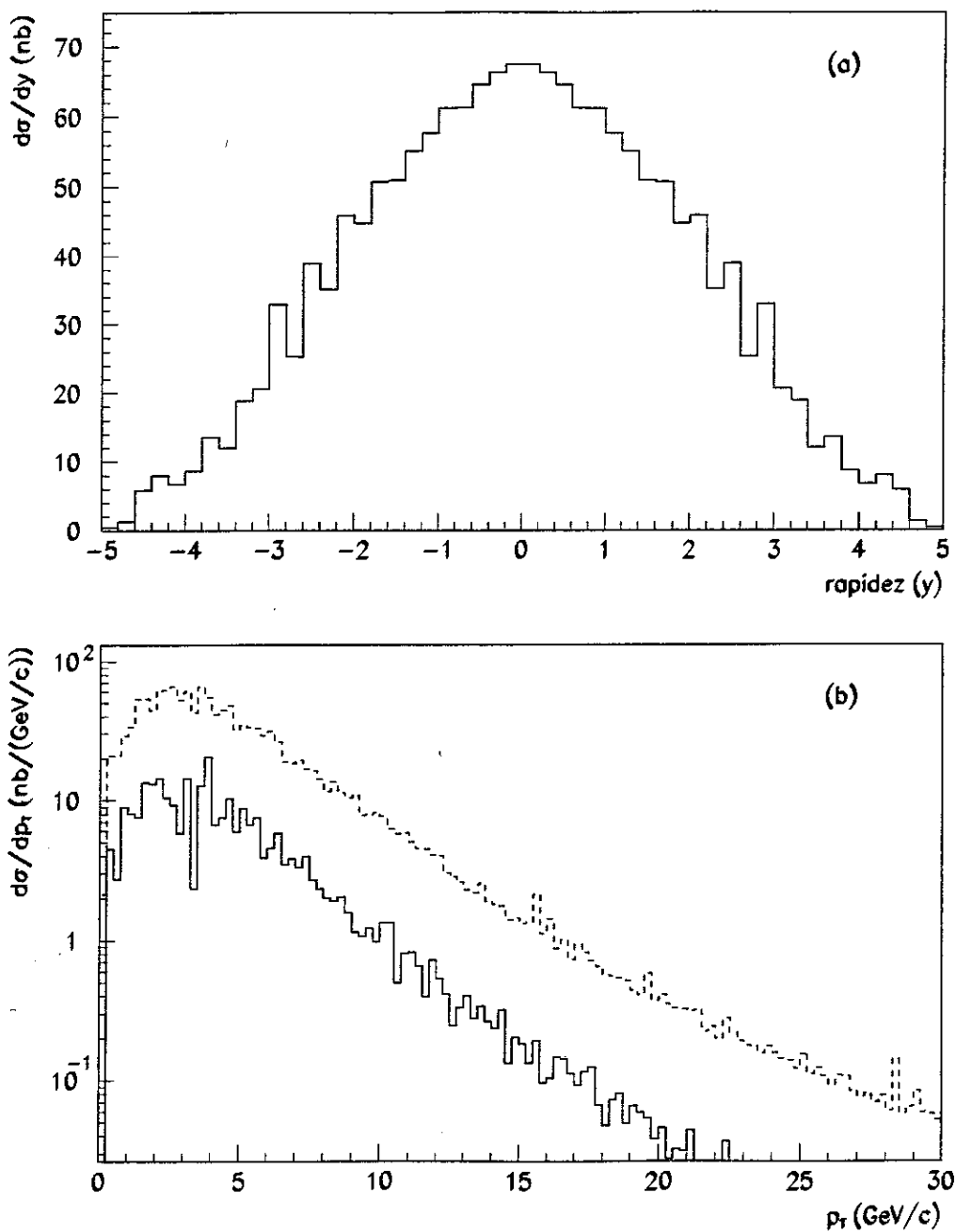


Figura 2.5: Predição teórica em NLO QCD para a seção de choque de produção de quarks *bottom* (ver texto para maiores detalhes). (a) Dependência com a rapidez. (b) Dependência com o momentum transversal. A linha sólida representa $2,2 < |y| < 3,3$, enquanto a linha tracejada representa $|y| < 5$.

além dos seguintes parâmetros: a massa do *bottom*, $m_b = 4,75 \text{ GeV}/c^2$, escalas de renormalização e fatorização, $\mu_{\text{ren}} = \mu_{\text{fac}} = \mu = \sqrt{m_b^2 + p_T^2}$, e $\Lambda_{\overline{MS}}^5 = 152 \text{ MeV}$.

Na Fig. 2.5(b) podemos ver em traço cheio a seção de choque de produção de *bottom* na região de baixos ângulos (ou região frontal), definida por $2,2 < |y| < 3,3$, que está indiretamente relacionado aos resultados encontrados no presente trabalho.

2.4 Simulação Monte Carlo de Processos Físicos

A observação experimental de quarks pesados não é feita diretamente, pois como mencionamos anteriormente, não é possível a observação de quarks livres na natureza. Embora ainda não demonstrado, este fato parece ter origem na propriedade de confinamento de cor em QCD.

Logo que é produzido, o quark *bottom* se combina a outros quarks mais leves, formando um estado singlete de cor (hádron), geralmente um méson *B*. Este processo é chamado de *hadronização*.

Embora estes hádrons possam ser observados diretamente, não é isso que em geral acontece, pois o quark pesado rapidamente decai em estados mais leves, segundo a lei exponencial dos decaimentos radioativos. No caso do *bottom* a vida-média é de cerca de 1 ps, como mostrado na Tab. 2.2.

De particular interesse para o estudo dos quarks de sabor pesado são os seus decaimentos semileptônicos, $Q \rightarrow \ell^\pm X$, pois a observação dos léptons é mais simples, facilitando desta forma a identificação do decaimento do quark pesado Q . No presente trabalho, por exemplo, fazemos uma medida da seção de choque de produção de múons em colisões $p\bar{p}$, e sabemos que parte destes múons provém de decaimentos de quarks *bottom*.

Precisamos então transformar a seção de choque de produção de quarks *bottom*, cuja determinação teórica foi descrita nas seções anteriores, em seções de choque de múons, que são as partículas realmente observadas em nosso detetor.

Como não existem expressões analíticas exatas que relacionem quarks a múons, temos que confiar em modelos simplificados dos vários passos envolvidos entre a produção dos quarks e a deteção dos múons. Os passos a serem modelados são basicamente os seguintes:

- Uma aproximação adequada para as seções de choque partônicas e para as funções de distribuição de partons, ambas discutidas anteriormente, que nos permite obter as seções de choque hádron-hádron, $\sigma(AB \rightarrow b\bar{b}X)$;
- A hadronização de todos os partons, ou seja, tanto daqueles diretamente envolvidos no processo forte, quanto dos partons meramente espectadores do processo;
- Decaimentos dos hádrons de vida-média curta;
- Os efeitos envolvidos na detecção dos múons.

Com o objetivo de combinar todos estes efeitos, fazemos o uso de técnicas de Monte Carlo^[30]. Existem alguns modelos bem conhecidos, compostos por um ou mais dos passos acima. Dentre estes modelos podemos citar: ISAJET^[31], HERWIG^[32], Vecbos^[33] e Pythia^[34]. Cada um deles se aplica melhor a um certo tipo de processo físico. O modelo ISAJET, bastante usado no presente trabalho, será discutido com mais detalhes na subseção seguinte.

O Modelo ISAJET

No presente trabalho usamos o modelo ISAJET^[31] para a simulação dos processos físicos envolvidos na produção, fragmentação e decaimento de quarks *bottom* em colisões $p\bar{p}$. Além de ferramenta para o cálculo das seções de choque de produção de múons, necessárias para a comparação de nossos resultados com previsões teóricas, o ISAJET pode também ser usado como gerador de eventos, guardando toda a informação cinemática de cada partícula produzida em colisões simuladas, e assim possibilitando a análise posterior destes eventos através dos simuladores de detetores.

O processo de geração de eventos em ISAJET pode ser dividido em várias etapas. Em primeiro lugar temos o processo forte propriamente dito, para o qual contribuem todos os elementos de matriz do tipo $2 \text{ partons} \rightarrow 2 \text{ partons}$, inclusive $gg \rightarrow gg$. Quarks pesados também podem participar desta primeira etapa, como partons virtuais provenientes da divisão de algum dos glúons existentes no interior do próton. As seções de choque partônicas são então convoluídas com alguma parametrização das funções de distribuição de partons nos hádrons, para obter a seção de choque hádron-hádron correspondente ao processo gerado. Esta seção de choque é posteriormente usada como peso, para normalizar a amostra gerada total em termos de seção de choque absoluta. Em nosso

caso, usamos as parametrizações CTEQ^[29] para as funções de distribuições de partons no próton. Em seguida, os partons iniciais e finais podem radiar glúons duros, de acordo com as equações de Altarelli-Parisi, como forma de aproximação das correções radiativas de ordem superior.

Segue-se o processo de hadronização dos quarks e glúons resultantes dos processos de espalhamento e radiação que acabamos de mencionar. No ISAJET, um quark q de momentum p_q se combina com um antiquark leve \bar{q}' formando um hádron $q\bar{q}'$ com uma fração z do momentum de q , onde z é definido por:

$$z = \frac{E^{\text{had}} + p_{\parallel}^{\text{had}}}{E^q + p^q} \quad (2.20)$$

onde $p_{\parallel}^{\text{had}}$ é o momentum do hádron na direção original do quark q . Para a hadronização de quarks leves e glúons, z é gerado de acordo com a distribuição:

$$f(z) = 1 - a + a(b + 1)(1 - z)^b \quad (2.21)$$

onde a e b são parâmetros ajustados aos dados experimentais. Para quarks pesados, z é gerado de acordo com o modelo de fragmentação de Peterson^[35]:

$$f(z) = \frac{1}{z[1 - 1/z - \epsilon_q/(1 - z)]^2} \quad (2.22)$$

onde o parâmetro ϵ_q também varia para cada sabor de quark, de modo a concordar com os dados experimentais contendo quarks pesados produzidos em colisores e^+e^- .

Finalmente, numa última etapa temos a simulação dos decaimentos das partículas de vida-média curta, as quais são formadas no processo de hadronização, mas decaem em outras partículas mais leves antes que possam ser detetadas. Este é o caso de todas as partículas compostas por quarks pesados.

Os decaimentos mais importantes em nosso caso são os decaimentos semi-leptônicos dos mésons B , produzindo múons no estado final. Podemos distinguir dois casos: Decaimentos diretos (ou de primeira geração) $B \rightarrow \mu\nu X$ e decaimentos indiretos (ou de segunda geração) $B \rightarrow DX$, $D \rightarrow \mu\nu X$.

Nos decaimentos diretos, o modelo ISAJET não distingue o quark leve de valência que acompanha o quark *bottom* na composição do méson B , atribuindo a qual-

Hádron (D_i)	f_i	$Br(D_i \rightarrow \mu\nu X)$
D^0	0,49	0,075
D^\pm	0,24	0,170
D_s	0,17	0,065
c-barion	0,10	0,075

Tabela 2.4: Parâmetros ISAJET importantes para os decaimentos indiretos. f_i é a fração de mésons D_i como produto do decaimento de mésons B , incluindo decaimentos do tipo $B \rightarrow D^* X \rightarrow DX$.

quer destes mésons a mesma razão de ramificação semileptônica $Br(B \rightarrow \ell\nu X) = 12\%$. Note que o correspondente valor medido experimentalmente é de $(10,3 \pm 0,5)\%$ ^[36], sugerindo que pequenas correções precisam ser introduzidas nas seções de choque envolvendo decaimentos diretos.

Nos decaimentos indiretos, além das razões de ramificação semileptônicas das partículas charmosas, é importante também a proporção de cada méson charmoso entre os produtos de decaimento dos mésons B , mostradas juntamente com as razões de ramificação semileptônicas de cada um na Tab. 2.4. Estas proporções não são muito bem conhecidas experimentalmente, e este fato introduz incertezas associadas às predições teóricas calculadas a partir do modelo ISAJET.

Apesar de todas as incertezas teóricas associadas com os diversos passos envolvidos, o modelo ISAJET ainda é o modelo hoje existente mais adequado para a simulação dos processos de produção e decaimento de quarks de sabor pesado. A Fig. 2.6 mostra o resultado de uma detalhada simulação ISAJET (NLO) de eventos $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$, e $p\bar{p} \rightarrow c\bar{c}X$, onde pelo menos um destes quarks decaiu em um ou mais múons. Os decaimentos indiretos $B \rightarrow DX \rightarrow \mu\nu X$ são consideradas como sendo parte da amostra $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$. Note que, para facilitar a comparação direta entre os resultados em diferentes intervalos de pseudo-rapidez, os resultados são apresentados na forma $d\sigma^\mu/dp_{T,\mu}\Delta\eta$.

Os pontos experimentais^[37], obtidos a partir da análise dos dados do detector DØ obtidos na região $|\eta| < 0,8$, apresentam uma excelente concordância com a simulação ISAJET, o que nos dá uma certa confiança em que, pelo menos nesta região cinemática, o modelo ISAJET fornece uma descrição satisfatória da produção de quarks de sabores pesados.

Finalmente, na Fig. 2.7 podemos ver as predições teóricas para a seção de choque de produção inclusiva de múons na região de baixos ângulos (ou região frontal,

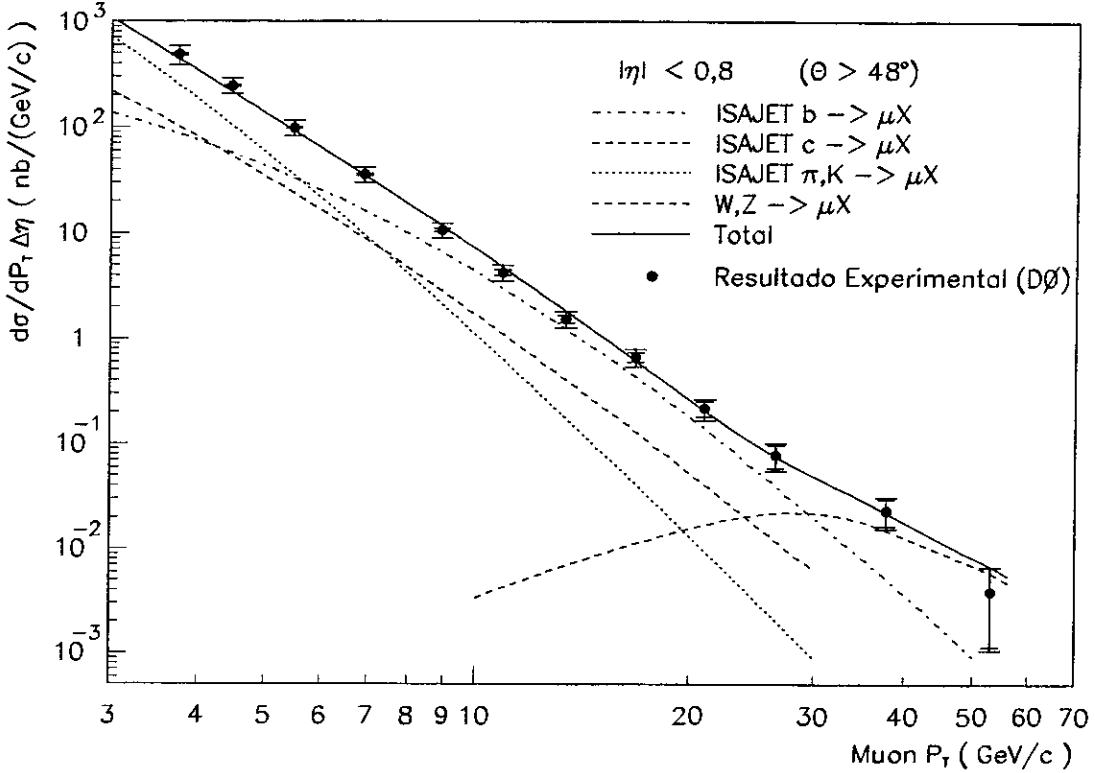


Figura 2.6: Predições teóricas para a seção de choque de produção inclusiva de múons na região central ($|\eta| < 0,8$) baseada na simulação dos processos físicos usando o modelo ISAJET NLO, e comparação com resultados experimentais^[37].

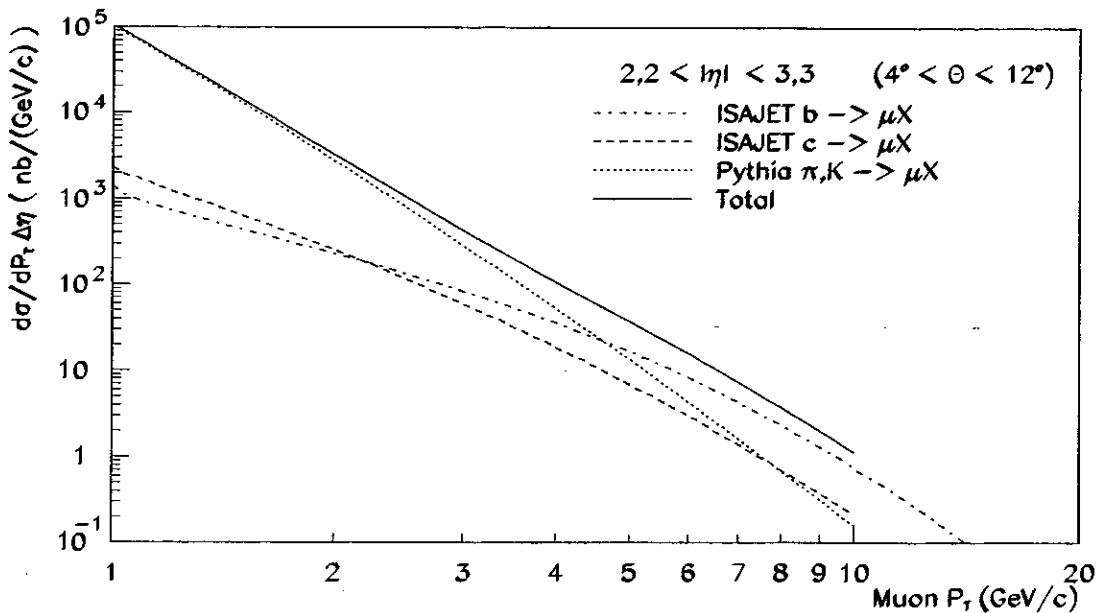


Figura 2.7: Predições teóricas para a seção de choque de produção inclusiva de múons na região frontal ($2,2 < |\eta| < 3,3$) baseada na simulação dos processos físicos usando o modelo ISAJET NLO.

definida por $2,2 < |\eta| < 3,3$), provenientes de decaimentos de quarks *bottom* e charme.

A Fig. 2.7 mostra também (linha pontilhada) o resultado do gerador Pythia^[34] na simulação da produção de múons na região frontal, devida a decaimentos de píons e kaons carregados, $\pi, K \rightarrow \mu X$. A linha cheia representa a soma destas quatro fontes, ou seja, múons provenientes de decaimentos de píons, kaons, *bottom* ou charme. Entretanto não podemos deixar de enfatizar que as incertezas teóricas associadas aos diversos parâmetros teóricos, bem como às diversas parametrizações existentes para as funções de distribuição de partons no interior dos nucleons, devem sempre ser consideradas quando comparamos estas predições com nossos resultados experimentais. Estas incertezas, estimadas em cerca de 25% na região central, podem alcançar até 40% nas regiões frontais.

Outra fonte de múons que foi estudada com vista a uma possível contribuição na região de alto p_T foi o mecanismo de Drell-Yan (produção de fótons ou bósons vetoriais intermediários) com subsequente decaimento em múons. A simulação indicou que, na região cinemática de interesse ($2,2 < |\eta| < 3,3$), a expectativa teórica (ISAJET, DRELLYAN) foi de poucos pb/GeV, plana na região entre 5 e 40 GeV/c, sendo portanto pequena comparada com as contribuições de decaimentos de quarks pesados para $p_T < 30$ GeV/c.

2.5 - Motivações a este Trabalho

A região de baixos ângulos em colisores hadrônicos é uma região extremamente difícil para análise, devido principalmente à proximidade dos feixes hadrônicos, que a torna muito sujeita não apenas aos jatos de hadronização dos quarks espectadores, mas também aos halos dos próprios feixes hadrônicos. A extração de um resultado físico numa região com um nível de *background* muito alto é, por si só, uma medida bastante interessante.

Em nosso caso, a excelente cobertura geométrica do sistema de múons no DØ permite, em princípio, a medida da dependência em pseudo-rapidez da seção de choque de produção de quarks *bottom*. Contudo, como veremos no capítulo 3, o intervalo completo de cobertura geométrica no detetor DØ envolve a observação de múons em quatro regiões muito diferentes entre si⁴, e cada uma delas exige uma análise completamente independente das demais, levando em conta suas particularidades. É portanto interessante

⁴Como veremos mais adiante no capítulo 3, as quatro regiões aqui citadas são WAMUS CF, WAMUS EF, SAMUS-WAMUS *overlap* e SAMUS puro.

comparar as medidas experimentais obtidas em cada uma destas regiões e verificar se os resultados são compatíveis entre si. Infelizmente esta comparação ainda não pôde ser feita até o momento, pois devido a alguns problemas técnicos, as duas regiões intermediárias ainda não possuem dados de boa qualidade disponíveis para análise.

Finalmente, é importante notar que apesar da excelente concordância entre predições teóricas e resultados experimentais na região central ($|\eta| < 0,8$), encontramos no Cap. 4 uma pequena discrepância entre nossos resultados experimentais e as predições teóricas mostradas na Fig. 2.7. Tal discrepância pode significar, por exemplo, que as parametrizações de distribuição de glúons usadas na simulação ISAJET não são apropriadas, e devem ser substituídas por outras mais adequadas. Como foi mencionado na Sec. 2.2.3, não existe informação experimental direta a respeito de $xG(x)$, a função de distribuição de glúons no interior dos nucleons. A possibilidade de que a medida da seção de choque de produção de quarks *bottom* na região de baixos ângulos possa vir a fornecer uma informação mais concreta a respeito de $xG(x)$ para $x \sim O(10^{-3})$ é também uma grande motivação para a realização do presente trabalho.

Capítulo 3

O Experimento DØ

Neste capítulo descreveremos o aparato experimental utilizado no presente trabalho. Numa primeira etapa discutiremos como são produzidos os feixes de prótons e antiprótons, com cerca de 900 GeV de energia cada um, os quais são levados à colisão frontal para a produção de novas partículas.

Em seguida veremos como as partículas geradas nestas colisões frontais são observadas e estudadas, através do chamado **Espectrômetro DØ**. Discutiremos sua filosofia de operação, bem como seus diversos detetores componentes. Procuramos dar ênfase à descrição do *trigger* de nível 1 do sistema de múons, em cujo desenvolvimento tivemos a oportunidade de dar uma significativa contribuição, particularmente nas regiões frontais do detetor, o que foi de importância fundamental para o presente trabalho.

Descreveremos também as principais etapas de tratamento dos dados no DØ, exceto a parte específica de nossa análise, a qual será tratada no próximo capítulo.

3.1 Os Feixes

O Fermilab é hoje¹ o laboratório onde podemos acelerar partículas sub-atômicas às maiores energias alcançáveis em laboratório, graças ao **Tevatron**, um acelerador tipo *synchrotron*, de 6 km de circunferência. Em seu interior, prótons e antiprótons podem ser acelerados a energias de até 1 TeV, e são mantidos em órbitas quase-circulares pelo campo magnético produzido por magnetos supercondutores, resfriados a hélio líquido.

¹E ainda o será pelo menos até o ano 2004, quando deverá entrar em operação o acelerador LHC, no CERN.

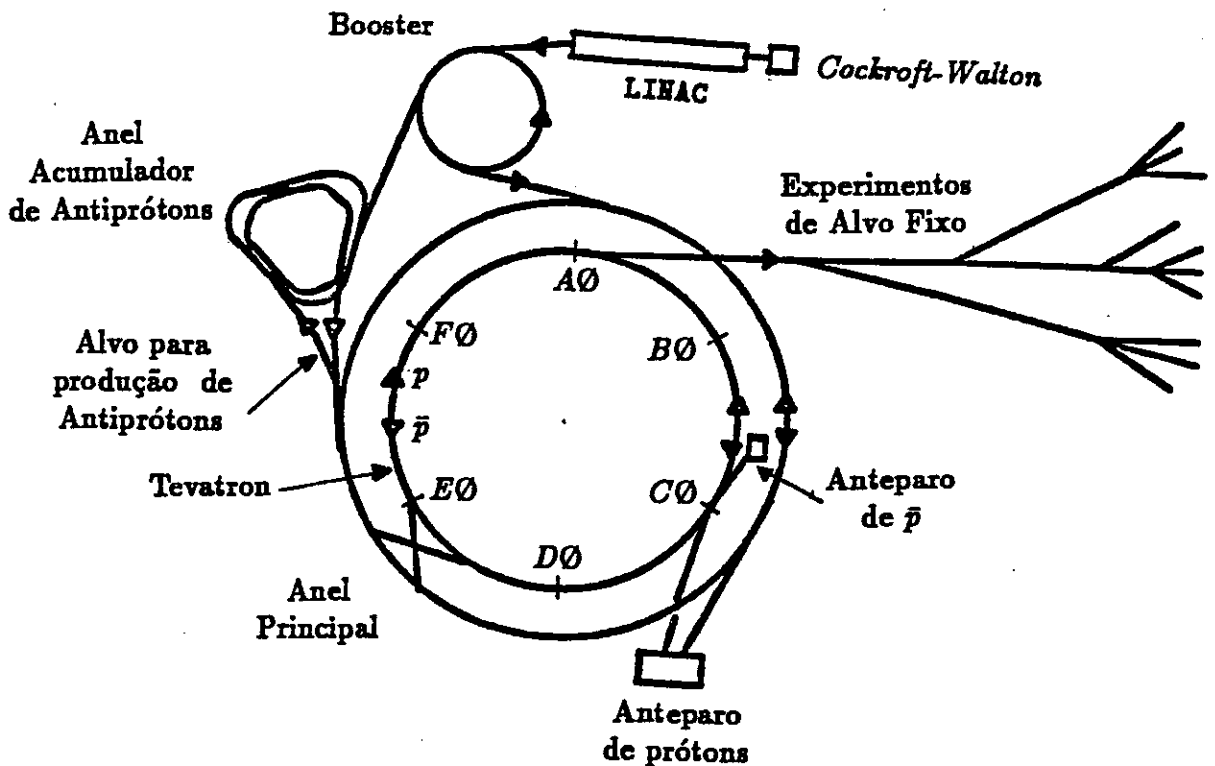


Figura 3.1: O complexo de aceleradores do Fermilab. O Tevatron e o Anel Principal possuem, na realidade, o mesmo diâmetro, e situam-se um sobre o outro, em um mesmo túnel.

Antes de serem injetados no Tevatron, prótons e antiprótons passam por uma série de estágios de pré-aceleração, os quais serão descritos brevemente mais adiante. Um esquema simplificado do complexo de aceleradores do Fermilab pode ser visto na Fig. 3.1.

O Tevatron possui dois modos de operação: **Alvo Fixo** e **Colisão Frontal**. No modo alvo fixo, depois de acelerados, os prótons são extraídos e distribuídos entre diversas áreas experimentais mostradas na Fig. 3.1, onde em geral colidirão com alvos estacionários e serão estudados usando diferentes técnicas experimentais.

No modo de colisão frontal, usado pelo experimento $DØ$, os prótons são utilizados, num primeiro estágio, para a produção de antiprótons. Estes, à medida que vão sendo produzidos, são continuamente *armazenados* no Anel Acumulador, até alcançar pelo menos algumas centenas de bilhões de antiprótons. Posteriormente, prótons e antiprótons são injetados em direções opostas no Tevatron, para um último estágio de aceleração, e depois levados à colisão frontal. Assim podemos obter colisões de até 2 TeV de energia no centro de massa do sistema próton-antipróton.

Quando comparamos os modos de alvo fixo e de colisão frontal de partículas, no que diz respeito à produção dos feixes e à detecção das partículas resultantes das colisões, nos deparamos com várias dificuldades inerentes ao modo de colisão frontal, dentre as quais podemos destacar:

- a dificuldade técnica do controle simultâneo de dois feixes circulando em direções opostas no mesmo túnel acelerador.
- uma menor taxa de interações do modo de colisão frontal, já que neste modo o alvo é substituído por outro feixe, necessariamente rarefeito.
- maior dificuldade na localização espacial das colisões, não mais restritas às dimensões do alvo.
- as partículas produzidas e seus produtos de decaimento são bastante distribuídas nos 4π de ângulo sólido, já que o referencial de laboratório coincide com o referencial de centro de massa. Assim, uma boa aceitação geométrica requer detectores maiores, que envolvam quase completamente o ponto de colisão, sendo por isso bem mais caros do que no modo alvo fixo.

Por outro lado, a técnica de colisão frontal nos permite obter colisões com energias muito maiores do que no modo de alvo fixo, colocando à nossa disposição a possibilidade de investigação em regiões de energias inalcançáveis ao modo de alvo fixo. Por exemplo, nas condições do Tevatron podemos obter colisões com energias de centro de massa de 43 GeV no modo alvo fixo, contra 2,0 TeV no modo de colisão frontal. Portanto, se queremos estudar processos sob as mais altas energias possíveis, o modo de colisão frontal é o mais indicado.

Os estágios preliminares de aceleração são comuns aos dois modos de operação do Tevatron, e serão brevemente descritos em seguida: Numa primeira etapa, moléculas de gás Hidrogênio são injetadas em um campo eletrostático, e ionizadas por um feixe de elétrons. Íons H^- são acelerados pelo campo eletrostático até 750 keV, e direcionados a um acelerador linear (LINAC, de *LINear ACcelerator*) de 200 m de comprimento. No LINAC, os elétrons são arrancados e os prótons são acelerados até 200 MeV pelas ondas de RF, que agrupam os prótons em pequenos pacotes, chamados *bunches*, originando desta forma a característica de feixe pulsado.

Em seguida os *bunches* de prótons são levados ao *Booster*, um acelerador tipo *synchrotron* de energia final igual a 8 GeV, e depois são injetados no chamado Anel Principal (*Main Ring*).

Do Anel Principal, os prótons podem ser usados:

- Para a produção de antiprótons. Neste caso os prótons são extraídos a energias de 120 GeV e levados a colidir com um alvo metálico. Dentre as inúmeras partículas produzidas, os antiprótons com energia em torno de 8 GeV são filtrados e dirigidos ao Anel Acumulador, onde são continuamente acumulados até alcançar algumas centenas de bilhões de antiprótons, número suficiente para iniciar um novo ciclo de colisões $p\bar{p}$ (chamado *store*). Este modo de operação, para produção de antiprótons, funciona em mais de 90% do tempo, em paralelo com os *stores*, visando obter o maior número possível de antiprótons antes de iniciar o *store* seguinte.
- Como estágio pré-acelerador ao Tevatron. Neste caso os prótons (ou antiprótons provenientes do Anel Acumulador) são acelerados até 150 GeV e injetados no Tevatron. Este modo é usado apenas umas poucas vezes, durante a preparação de um novo *store*.

Na preparação de um *store*, seis *bunches* de prótons são injetados no Tevatron, equidistantes uns dos outros. Da mesma forma, seis *bunches* equidistantes de antiprótons são injetados no sentido oposto. Em seguida inicia-se o processo de aceleração de prótons e antiprótons, até que atinjam a energia de 900 GeV.

Seis são os pontos do anel onde é possível o cruzamento de prótons e antiprótons. Estes pontos são chamados (A0, B0, ... F0). Em dois destes pontos foram construídos grandes detetores, para o estudo das colisões produzidas: o detetor CDF (*Collider Detector Facility*), localizado em B0, e o detetor DØ, localizado no ponto de mesmo nome. Vale salientar que as trajetórias de prótons e antiprótons no interior do Tevatron são na realidade helicoidais, de forma a se cruzarem apenas nos pontos B0 e D0. Eventualmente outros detetores podem ser construídos nos outros pontos, e então as trajetórias podem ser ajustadas, de modo a que possam também ocorrer colisões naqueles pontos.

Na próxima seção descrevemos o detetor DØ, cujos dados foram usados em nosso estudo.

3.2 O Detetor DØ

Tendo como objetivo o estudo das colisões de prótons e antiprótons a energias de 2 TeV, o experimento DØ foi aprovado em 1983, e o projeto conceitual do detetor DØ foi concluído um ano mais tarde^[38]. Partículas sub-atômicas com energias tão altas nunca haviam sido obtidas em laboratório até então, e era grande a expectativa de que novos fenômenos haveriam de ser observados.

O projeto do detetor DØ foi otimizado tendo em mente três objetivos gerais:

- Permitir uma excelente identificação e medida de elétrons e múons, pois espera-se que novos fenômenos em geral possuam razões de ramificação apreciáveis em estados finais contendo léptons, enquanto os processos típicos da QCD, muito mais abundantes, possuem razões de ramificação semi-leptônicas relativamente pequenas.
- Permitir a observação de jatos partônicos com excelente resolução na medida de sua energia. Foi dada ênfase à observação de jatos partônicos, ao invés das partículas individuais neles contidas, pois os jatos como um todo relacionam-se mais diretamente aos processos fundamentais ocorridos durante uma colisão de alta energia.
- Permitir a medida de \cancel{E}_T (*missing energy*), que é a energia necessária para o balanço de energia transversa de colisões individuais, como meio indireto de detecção de neutrinos ou outras partículas pouco interagentes com a matéria.

A partir dos objetivos acima, chegou-se a um projeto para o detetor com as seguintes características:

- Calorimetria finamente segmentada, hermética, espessa (grande número de comprimentos de radiação), compacta (pequeno volume), e resistente à radiação, baseada na detecção da ionização em argônio líquido. A alta segmentação possibilita uma excelente resolução na posição dos jatos e permite o estudo de sua evolução e forma. A hermeticidade favorece a detecção de neutrinos, através do desbalanceamento de energia. Além disso, os calorímetros devem ser compactos, para que as câmaras de múons fiquem tão próximas quanto possível do ponto de colisão, e devem também ser espessos, para minimizar a possibilidade de *punchthrough*, que vem a ser a presença de hádrons na região externa aos calorímetros, que não sendo totalmente absorvidos, provocam ruídos indesejáveis no sistema de múons.

- Detecção hermética de múons e medida de seus momenta por meio de espessos magnetos toroidais de ferro, os quais produzem um campo magnético restrito apenas ao volume dos magnetos. Estes magnetos servem também como absorvedores de *punchthrough*.
- Compacto volume de rastreamento (*tracking*), imerso em um volume isento de campo magnético, com ênfase na supressão de *background*² a elétrons através de uma resolução de dois traços capaz de identificar pares e^+e^- provenientes de fótons energéticos.

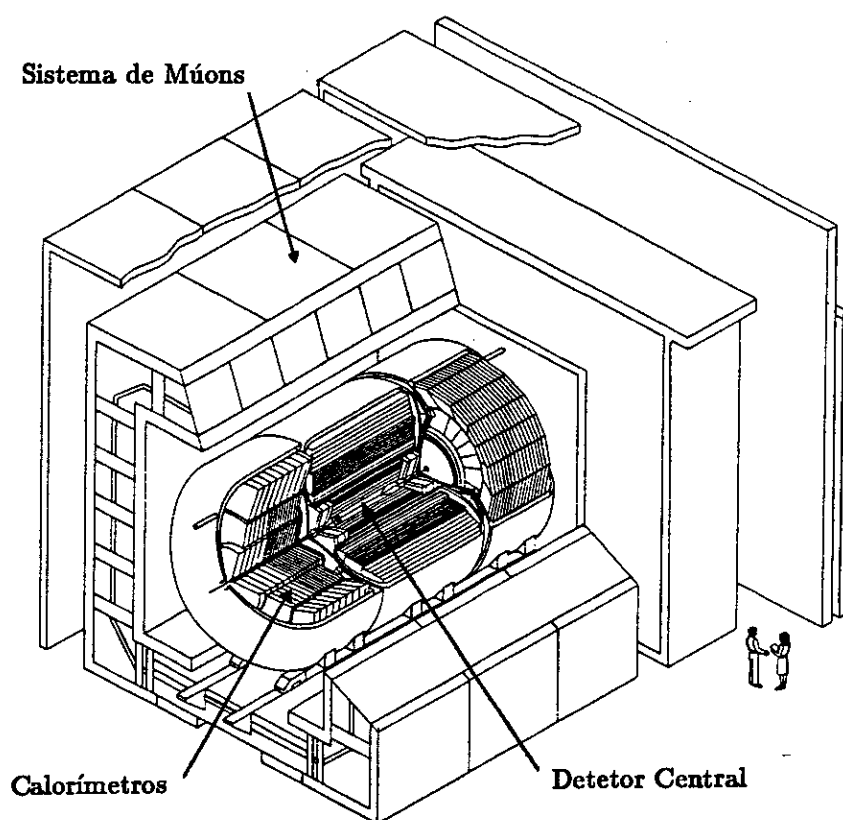


Figura 3.2: Perspectiva isométrica com corte do detetor DØ, mostrando a posição relativa de seus subdetetores componentes.

A Fig. 3.2 mostra um corte isométrico do detetor DØ, onde podemos ver as diversas camadas concêntricas dos seus subdetetores componentes – **detetor central**, **calorímetros** e **câmaras de múons** – sobre os quais falaremos nas sub-seções seguintes.

²Chamamos de *background* a todo objeto que, devido a uma identificação incompleta ou incorreta, se torna indistinguível de outros tipos de objetos, contaminando-os.

A plataforma que suporta o núcleo do detetor possibilita que o mesmo seja movido para dentro e para fora do compartimento de colisões. A plataforma também abriga boa parte da eletrônica rápida de *trigger* e tratamento de sinais.

Os cabos elétricos provenientes dos diversos canais de detecção passam por uma ponte articulada e seguem para a chamada Casa Móvel de Contagem (ou MCH, de *Moving Counting House*), que abriga o restante da eletrônica, mais distante dos altos níveis de radiação presentes na plataforma do detetor. Os sinais eletrônicos digitalizados provenientes da MCH são coletados, comprimidos e enviados para uma *farm* de aquisição de dados, que compõe o último estágio de *trigger*, perfazendo também as funções de montagem e filtragem de eventos. Eventos selecionados são enviados para os processos de monitoramento *on-line* e armazenamento em fitas magnéticas. Uma pequena fração destes eventos, os potencialmente mais interessantes do ponto de vista físico, são diretamente enviados para a chamada **Linha Expressa**, onde são imediatamente reconstruídos e armazenados em disco, à disposição da análise de dados.

Uma descrição bastante detalhada do detetor pode ser encontrada na Ref. [39]. Nas seções a seguir damos uma breve descrição dos diversos subcomponentes do DØ, como extraída e resumida do artigo acima citado, e fazemos uma descrição bem mais detalhada do *trigger* de Nível 1 do sistema de múons, onde tive a oportunidade de trabalhar em conjunto com outros membros do LAFEX, dando uma significativa contribuição no projeto e desenvolvimento de *hardware* e *software*, implementação da lógica de *trigger* e sua eletrônica associada.

O sistema global de coordenadas do DØ é um sistema destrógiro, possuindo o eixo z orientado no sentido do feixe de prótons (de norte para sul), e eixo y vertical, apontando para cima.

Nas subseções seguintes, descreveremos a cobertura geométrica dos detetores em termos da variável pseudo-rapidez, que é univocamente definida em termos do ângulo polar θ como:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.1)$$

A pseudo-rapidez é uma aproximação conveniente, no limite em que $m/E \rightarrow 0$, da rapidez real de uma partícula, $y = 1/2 \ln(E + p_z)/(E - p_z)$. Note que $\eta = 0$ para $\theta = 90^\circ$, sendo simetricamente negativa para o lado norte e positiva para o lado sul do detetor.

3.2.1 O Detetor Central

O Detetor Central (CD) tem por objetivo fazer o rastreamento das partículas provenientes da colisão $p\bar{p}$, e subdivide-se em quatro sub-detetores: a Câmara de Vértice (VTX), o Detetor de Radiação de Transição (TRD), as Câmaras de Arrasto Centrais (CDC) e as Câmaras de Arrasto Frontais (FDC). Os três primeiros cobrem a região central, e estão dispostos em camadas cilíndricas concêntricas com o feixe, como mostra a Fig. 3.3. As FDC's cobrem a região de baixos ângulos, e portanto estão dispostas perpendicularmente aos feixes, como tampas nas extremidades dos outros subdetetores. Todo este conjunto cabe no interior dos calorímetros, num volume cilíndrico de 78 cm de raio por 270 cm de comprimento, livre de campos magnéticos e centrado no ponto nominal de colisão (centro do detetor).

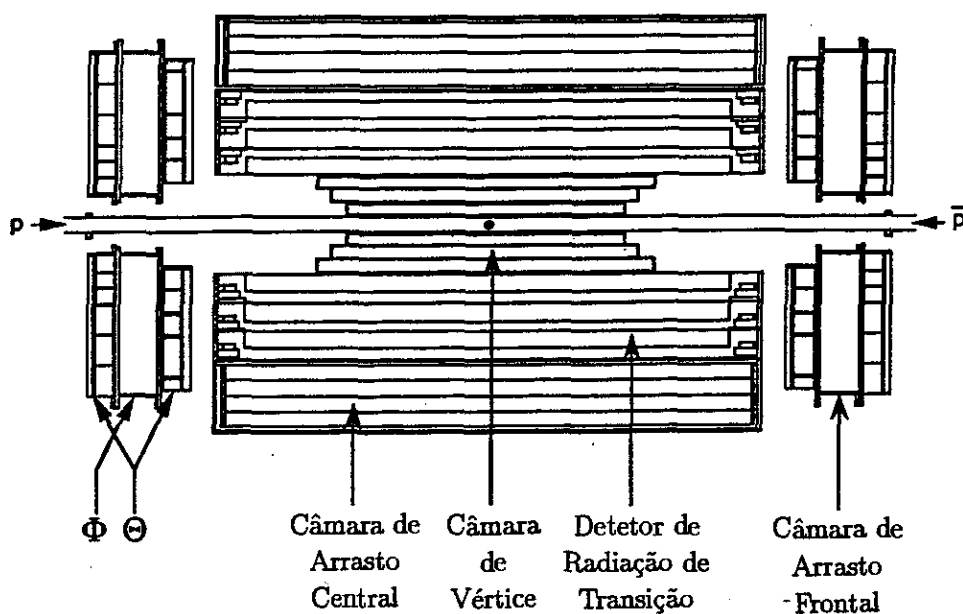


Figura 3.3: Corte longitudinal do Detetor Central (CD), mostrando a posição relativa de seus componentes.

O projeto dos subdetetores do CD levaram em conta a ausência de campo magnético no volume de rastreamento, e enfatizaram a capacidade de resolver dois traços vizinhos, visando distinguir um elétron individual de um par e^+e^- originado de um fóton energético, onde os traços emergem muito próximos entre si. A resolução espacial, ditada pelas necessidades de medida da posição do vértice primário e de associar um traço com um chuva observado no calorímetro (*CD match*), foi projetada para ser de 1 mm. O

TRD foi incluído para fornecer um fator adicional 50 na rejeição de píons, além da rejeição fornecida apenas pelos calorímetros.

Uma discussão mais profunda destes e outros critérios de projeto para o Detetor Central podem ser encontrados no Relatório de Projeto do DØ^[38]. Estas exigências de projeto puderam ser plenamente alcançadas, como veremos brevemente nas subseções seguintes para cada subdetetor. Para mais detalhes, a ref. [38] deve ser consultada.

A Câmara de Vértice (VTX)

O VTX é o detetor mais interno do DØ, localizado imediatamente por fora do tubo condutor dos feixes. Seus objetivos principais são o rastreamento preciso das partículas carregadas, para a determinação de vértices primários e secundários, e também fornecer um veto para fótons que venham a ser convertidos no interior do TRD, pela ausência do traço correspondente no VTX.

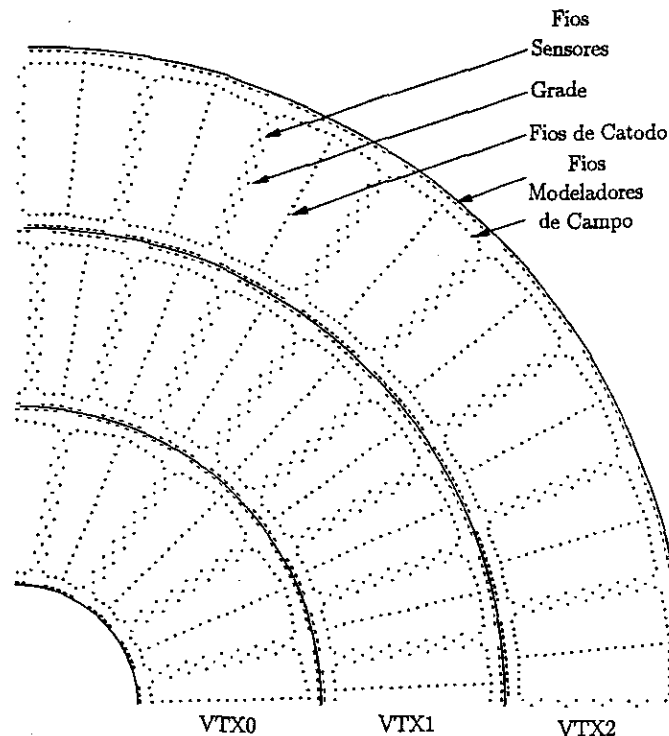


Figura 3.4: Corte transversal de um quadrante da câmara de vértice VTX, mostrando os fios sensores e os fios modeladores do campo eletrostático.

Como mostra a Fig. 3.4, o VTX é formado por três camadas concêntricas justapostas divididas em 32 células cada (16 células no caso da camada mais interna). As

Raio Interno	3,7 cm
Raio Externo (sensível)	16,2 cm
Cobertura Geométrica	$ \eta < 2,3$
Nº de células por camada	
VTX0	16
VTX1,VTX2	32
Fios Sensores	
Material	Liga de Co, Cr, Ni, Fe, Mo
Diâmetro	25 μm
Resistividade	1,8 k Ω /m
Tensão	80 g
Fios Modeladores de Campo	
Material	Alumínio folheado a ouro
Diâmetro	152 μm
Tensão	360 g
Mistura Gasosa	CO ₂ /C ₂ H ₆ /H ₂ O a (95:5:0,5)
Ganho do Gás nos Fios Sensores	$\sim 4 \times 10^4$
Velocidade de Arrasto Média	7,3 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Resolução Espacial	$\sim 50 \mu\text{m}$
Eficiência na resolução de 2 traços	90%, p/ separações > 0,6 mm

Tabela 3.1: Características principais da Câmara de Vértice (VTX).

células de camadas vizinhas foram propositalmente desalinhadas em ϕ para simplificar o reconhecimento de traços (*pattern recognition*). Cada célula possui 8 fios sensores, dispostos radialmente ao longo da célula, os quais coletam os elétrons arrancados das moléculas de gás. Para ajudar a resolver ambigüidades direita-esquerda (*left-right ambiguities*, ou seja, se a partícula passou à esquerda ou à direita do fio sensor), os fios sensores adjacentes são levemente desalinhados por $\pm 100 \mu\text{m}$.

Os elétrons são levados aos fios sensores pelo campo eletrostático existente no interior da célula, o qual é moldado pelo potencial eletrostático dos chamados *fios modeladores de campo*. Um bom conhecimento do campo eletrostático da célula é essencial para saber a velocidade de arrasto dos elétrons até os fios sensores, e portanto reconstruir a trajetória da partícula ionizante.

A performance do VTX foi medida com feixes de teste^[39], quando foram observadas uma resolução espacial típica de 50 μm e uma eficiência de 90% ou mais para resolver dois traços com pelo menos 0,6 mm de separação. A Tab. 3.1 lista as principais características do subdetetor VTX.

O Detetor de Radiação de Transição (TRD)

A radiação de transição é emitida por partículas altamente relativísticas ($\gamma > 10^3$), ao atravessar a interface entre dois meios com diferentes constantes dielétricas[40]. Na prática, detetores de radiação de transição são muito utilizados para distinguir elétrons de píons a energias de poucos GeV, quando ao contrário dos píons ($\gamma \approx 10$), os elétrons são altamente relativísticos.

Assim, no DØ, o TRD tem por objetivo fornecer um método independente de identificação de elétrons, adicional à identificação fornecida pelos calorímetros. O TRD está localizado logo após o VTX, visto na subseção anterior, e é composto por três camadas cilíndricas concêntricas, cada uma contendo um elemento de material radiador seguido por um módulo de detecção de raios-X, com 256 canais de leitura (células).

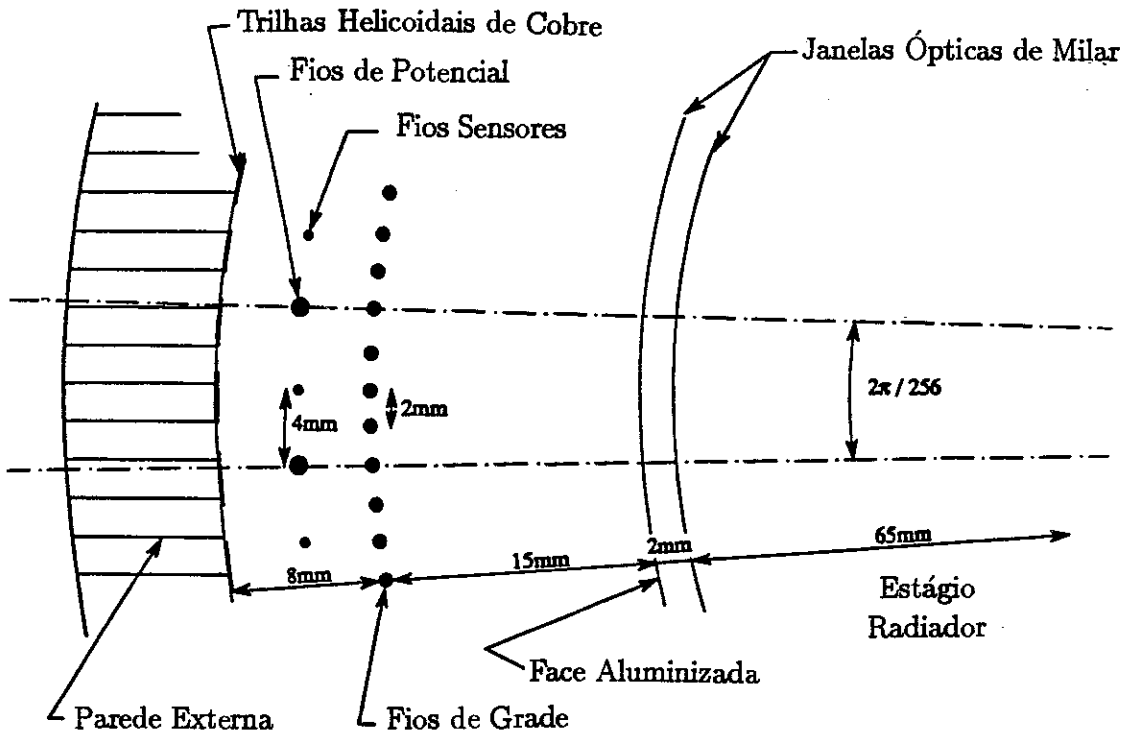


Figura 3.5: Corte transversal de algumas células do Detetor de Radiação de Transição (TRD).

Na Fig. 3.5 podemos ver o corte transversal de uma destas células. O radiador é composto por 393 folhas de polipropileno de $18 \mu\text{m}$ de espessura, separadas por cerca de

150 μm , imersas em gás Nitrogênio. O espectro de energia dos raios-X radiados encontra-se abaixo de 30 keV, com pico em cerca de 8 keV. Após o radiador temos os estágios de conversão e de amplificação, onde os raios-X são detetados, através da carga depositada nos fios sensores devido à ionização da mistura gasosa ali existente. Estes estágios são separados por uma grade, que serve como modeladora do campo eletrostático no interior da célula.

Cada camada possui 256 canais de leitura, sendo que as duas camadas mais internas possuem 256 fios sensores (anodos), enquanto a camada mais externa possui 512 fios sensores. Neste caso, dois fios sensores consecutivos correspondem ao mesmo canal de leitura.

Raio Interno	19 cm
Raio Externo	47 cm
Cobertura Geométrica	$ \eta < 1,6$
Comprimento	~ 180 cm
N° de células por camada	
as internas	256
a mais externa	512
Fios Sensores	
Material	Tungstênio folheado a ouro
Diâmetro	30 μm
Fios Modeladores de Campo	
Fios da Grade	
Material	Tungstênio folheado a ouro
Diâmetro	70 μm
Fios de Potencial	
Material	Cobre/Berílio folheado a ouro
Diâmetro	100 μm
Mistura Gasosa	$Xe/CH_4/C_2H_6$ a 91:7:2
Espessura a $\theta = 90^\circ$	
Compr. Radiação	0,081
Compr. Interação	0,036

Tabela 3.2: Características principais do Detetor de Radiação de Transição (TRD).

O TRD foi testado com feixes de elétrons e píons de 5 GeV^[39], e permitiu uma rejeição de píons por um fator 50, mantendo uma eficiência de 90% para elétrons. A Tab. 3.2 lista as principais características do subdetetor TRD.

As Câmaras de Arrasto Centrais (CDC)

As câmaras de arrasto são detetores tradicionais, versáteis, usados em quase todos os experimentos de altas energias de hoje, para o rastreamento de partículas carregadas, e muitas vezes usa-se também a medida da energia depositada em câmaras de arrasto, dE/dx , para identificação da partícula ionizante que a atravessou.

No DØ, com a ausência de campos magnéticos no volume do detetor central, a energia depositada dE/dx é utilizada para assinalar a presença de mais de uma MIP (*Minimum Ionizing Particle*) numa mesma célula, o que permite distinguir elétrons de pares e^+e^- provenientes de fótons que se tenham convertido antes das câmaras de arrasto.

As Câmaras de Arrasto Centrais (CDC) possuem a forma cilíndrica, centradas nos feixes de prótons e antiprótons. Com raios interno e externo, respectivamente de 49,5 cm e 74,5 cm, e comprimento de 184 cm, situam-se por fora do TRD, descrito na subsecção anterior.

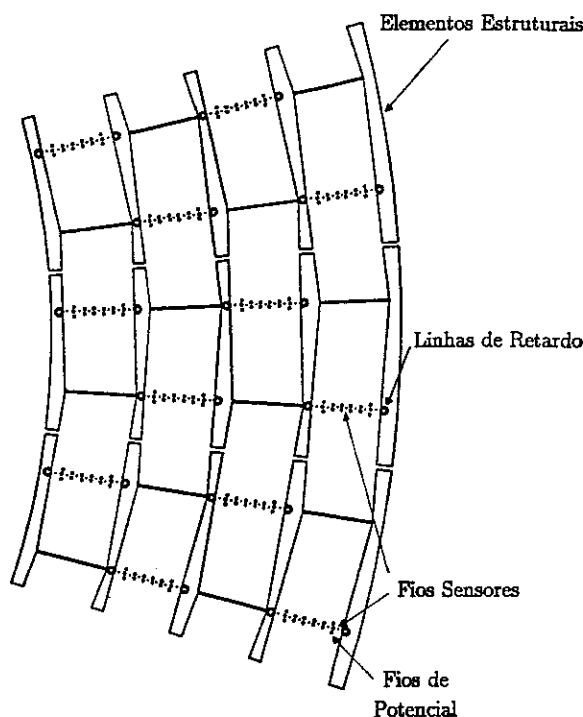


Figura 3.6: Corte transversal de algumas células das Câmaras de Arrasto Centrais (CDC).

Como pode ser visto na Fig. 3.6, a CDC possui quatro camadas concêntricas, cada uma com 32 células dispostas azimutalmente. Cada célula contém sete fios

sensores paralelos à linha de feixe, dividindo a célula ao meio. Como no caso do VTX, os fios adjacentes são relativamente deslocados lateralmente por $\pm 200\mu\text{m}$, para resolver ambigüidades direita-esquerda. Além disso, camadas vizinhas são mutuamente deslocadas por meia-célula, para ajudar no reconhecimento dos traços. Com esta geometria, as maiores distâncias de arrasto são de cerca de 7 cm.

Antes do primeiro e após o último fio sensor de cada célula existem linhas de retardo (*delay lines*), as quais propagam sinais induzidos pelo fio sensor mais próximo. A medida da diferença nos tempos de chegada destes sinais em cada extremidade da CDC permite a localização longitudinal da partícula, ou seja, paralelamente à linha de feixe. O potencial aplicado aos fios sensores mais externos de cada célula é maior que o potencial dos demais fios sensores, para induzir sinais mais fortes nas linhas de retardo.

Raio Interno	49,5 cm
Raio Externo	74,5 cm
Comprimento	184,0 cm
Cobertura Geométrica	$ \eta < 1,2$
Nº de células por camada	32
Fios Sensores	
Material	Tungstênio folheado a ouro
Diâmetro	30 μm
Potencial	
externos	1,58 kV
demais	1,45 kV
Ganhos	
externos	6×10^4
demais	2×10^4
Mistura Gasosa	Ar/CH ₄ /CO ₂ /H ₂ O a 92,5:4:3:0,5
Velocidade de Arrasto Média	34 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Resolução espacial	< 230 μm
Eficiência na resolução de 2 traços	90% p/ separações > 2,5 mm

Tabela 3.3: Características principais das Câmaras de Arrasto Centrais (CDC).

A CDC foi testada com raios cósmicos e feixes de teste^[39], e sua resolução espacial varia de 100 μm a 200 μm para distâncias de arrasto de 1 cm e 5 cm, respectivamente. A eficiência das CDC's para a resolução de dois traços é de 50% para separações de 1,7 mm, aumentando para 90% para separações de 2,5 mm. Finalmente, a medida de dE/dx permitiu uma rejeição de duas MIP's numa mesma célula por um fator 95, com

uma eficiência de 95% para elétrons individuais.

A Tab. 3.3 lista as principais características do subdetetor CDC.

As Câmaras de Arrasto Frontais (FDC)

Estando localizadas nas extremidades dos demais subdetetores vistos anteriormente, as Câmaras de Arrasto Frontais (FDC's) estendem a capacidade de rastreamento de partículas carregadas, a distâncias de até ~ 5 cm das linhas de feixe, o que corresponde a uma cobertura geométrica de $1,4 < |\eta| < 3,1$.

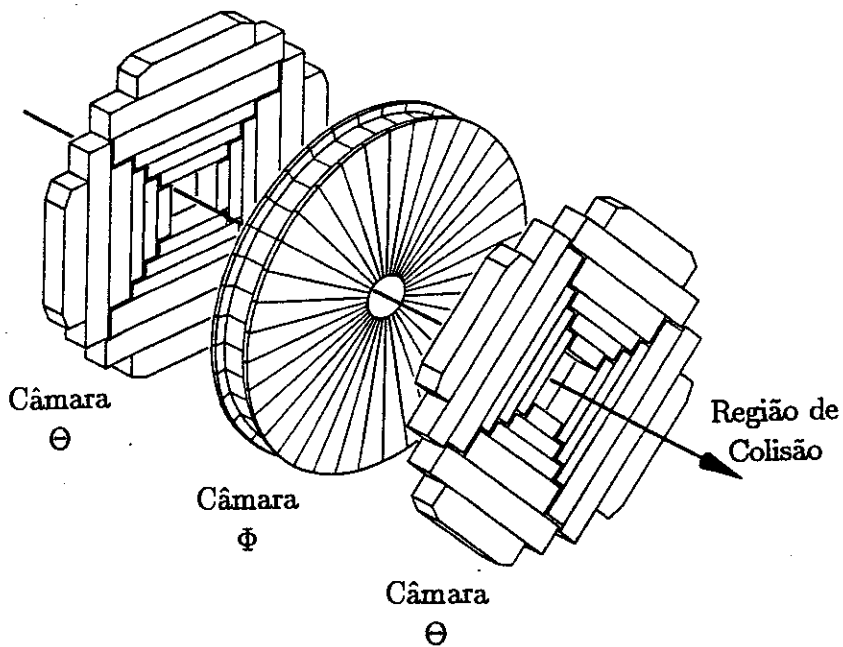


Figura 3.7: Vista em perspectiva dos módulos Θ e Φ , componentes das Câmaras de Arrasto Frontais (FDC) em uma das extremidades do Detetor Central.

Em cada extremidade, o FDC é composto por três câmaras, sendo uma câmara do tipo Φ , com fios sensores radiais apropriados para a medida da coordenada azimutal ϕ , localizado entre duas câmaras do tipo Θ , cujos fios sensores por sua vez estão dispostos de modo mais apropriado à medida da coordenada polar θ , como está ilustrado na Fig. 3.7. Suas dimensões radiais são um pouco menores ($r \sim 61$ cm) que o raio externo das CDC's para permitir a passagem dos cabos portadores dos sinais eletrônicos provenientes das câmaras internas (VTX, TRD).

Cada módulo Φ possui 36 células em forma de cunha, cada uma contendo 16 fios sensores alinhados longitudinalmente. Entre cada par de fios sensores adjacentes existe um fio de potencial, aterrado, que serve como modelador do campo eletrostático do interior da célula.

Os módulos Θ , por sua vez, são compostos por quadrantes mecanicamente independentes, cada um contendo seis células retangulares a distâncias crescentes da linha de feixe. Cada célula contém oito fios sensores, também alinhados longitudinalmente, existindo um par de fios de potencial entre cada par de fios sensores adjacentes, de modo análogo à CDC. Os dois módulos Θ em um mesmo lado do ponto de interação estão mutuamente defasados entre si por uma rotação de 45° em ϕ .

Em qualquer módulo (Θ ou Φ), fios sensores adjacentes são mutuamente deslocados entre si por $\pm 200\mu\text{m}$, para ajudar a resolver ambigüidades direita-esquerda. A mistura gasosa é idêntica à das CDC's, com gradientes de campo de arrasto e ganhos também similares aos das CDC's, sendo que as maiores distâncias de arrasto são de cerca de 5,3 cm.

As câmaras Θ foram testadas com feixes de píons e elétrons^[39]. Os resultados mostraram que estas câmaras possuem resolução espacial variando entre $160\mu\text{m}$ e $240\mu\text{m}$ para distâncias de arrasto de 0,5 cm e 5,0 cm respectivamente, e a resolução longitudinal é de 2 mm para uma eficiência de 95%. A eficiência para resolução de 2 traços é de 90% para separações de 2,5 mm. O fator de rejeição de fótons convertidos em pares e^+e^- está entre 31 para eventos com alta multiplicidade de traços, e 85 para traços isolados.

3.2.2 Os Calorímetros

O calorímetro é um dos detetores mais comuns da Física Experimental de Altas Energias. O principal objetivo de um calorímetro é a medida da energia das partículas que o atingem, mas podem também atuar em combinação com outros detetores, para a identificação de certas partículas — por exemplo elétrons, fótons, nêutrons, kaons neutros, etc. São entretanto detetores destrutivos, pois para que uma partícula possa ter sua energia medida com precisão pelo calorímetro, é necessário que a partícula nele deposite toda sua energia, sendo assim absorvida.

A interação das partículas com o meio material do calorímetro produz pequenos chuveiros de partículas. Devido à ausência de interações fortes envolvendo léptons e

fótons, os chuveiros produzidos por estas partículas (chuveiros eletromagnéticos) possuem características bem distintas dos chuveiros produzidos pelas demais partículas (chuveiros hadrônicos).

Os chuveiros eletromagnéticos são produzidos a partir de dois processos dominantes: *bremmstrahlung* ($e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma$) e produção de pares ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$). Ambos os processos são induzidos pelo campo eletromagnético sub-atômico da matéria, e tendem a privilegiar pequenos ângulos entre as partículas finais. Por outro lado, os chuveiros hadrônicos são produzidos pela interação forte nas colisões de hádrons com os núcleos atômicos do material dos calorímetros, e assim tendem a ser muito mais espalhados transversalmente do que os chuveiros eletromagnéticos, os quais tendem a ser mais colimados.

Outra característica que distingue estes dois tipos de chuveiros é a velocidade com que a energia da partícula incidente é absorvida pelo meio material. A profundidade média do desenvolvimento longitudinal de um chuveiro eletromagnético é muito menor do que a de um chuveiro hadrônico.

Estas características que distinguem chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos são muito utilizadas para fins de identificação, pois os calorímetros podem ser otimizados para distinguir eficientemente os chuveiros eletromagnéticos dos hadrônicos. Assim, os calorímetros eletromagnéticos são geralmente mais delgados e mais segmentados que os hadrônicos, e absorvem a quase totalidade da energia dos elétrons e fótons incidentes, absorvendo apenas uma pequena parte da energia dos hádrons. Os calorímetros hadrônicos, por sua vez, são colocados logo após os calorímetros eletromagnéticos, sendo geralmente bem mais espessos e menos segmentados, e se destinam a assinalar a presença de hádrons e medir suas energias.

Quanto à filosofia de funcionamento, existem dois tipos básicos de calorímetros. O **calorímetro de absorção total** é aquele no qual toda a energia perdida pela partícula é medida pelo calorímetro. Nesse caso, dizemos que o material que compõe o calorímetro é um material **ativo**, pois permite a medida direta da energia perdida pela partícula incidente.

Existe ainda o **calorímetro de amostragem**, onde apenas parte da energia perdida pela partícula (chamada **fração de amostragem**) é medida pelo calorímetro. A outra parte é absorvida por um material puramente absorvedor, chamado **material passivo**. Neste caso, uma correção deve ser aplicada para converter a fração de energia medida na energia total efetivamente perdida pela partícula. Um calorímetro de amos-

tragem geralmente utiliza materiais densos como absorvedores, o que os permite ser bem mais compactos que os do primeiro tipo.

A resolução na medida de energia por um calorímetro de amostragem^[41], pode ser expressa por

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = (C)^2 + \left(\frac{S}{\sqrt{E(\text{GeV})}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E(\text{GeV})}\right)^2 \quad (3.2)$$

onde C provém de erros de calibração, S representa as flutuações na forma dos chuveiros e N reflete a contribuição devida a ruídos.

Devido à ausência de campo magnético central no DØ, o calorímetro deve fornecer a energia de elétrons, fótons e jatos, além de auxiliar na identificação de múons e de acusar um desbalanceamento de energia, provavelmente devida à presença de neutrinos. A necessidade de um detetor compacto fez da calorimetria por amostragem a melhor opção para o DØ. Urânio, cobre ou aço são usados como material absorvedor, enquanto argônio líquido (LAr) é usado como material ativo.

O calorímetro do DØ está dividido em três partes: um calorímetro central (CC) cobrindo a região $|\eta| < 1,2$, e dois calorímetros frontais (EC, de *End Calorimeter*), cobrindo a região $1,1 < |\eta| < 4,5$, como pode ser visto na Fig. 3.8.

Os calorímetros possuem uma excelente segmentação pois as células básicas de leitura ($\Delta\eta = 0,1$ e $\Delta\phi = \frac{2\pi}{64} \sim 0,1$) permitem não apenas a individualização dos jatos, mas também a análise da forma dos chuveiros. Várias células são alinhadas radialmente, formando as chamadas^[39] “torres pseudo-projetivas de leitura”. Esta segmentação está ilustrada na Fig 3.9. Note que a terceira camada dos calorímetros eletromagnéticos possuem segmentação $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,05$, para permitir uma localização mais precisa dos centróides dos chuveiros eletromagnéticos.

Temos ainda os detetores ICD (*Intercryostat Detectors*) e MG (*Massless Gaps*), que foram desenhados para auxiliar na correção da energia total devida à energia perdida em regiões não instrumentadas dos calorímetros, $0,8 < |\eta| < 1,4$. Estes detetores podem também ser vistos na Fig 3.9.

Mais detalhes sobre os calorímetros centrais e frontais estão descritos nas subseções seguintes.

Calorímetro de Argônio Líquido

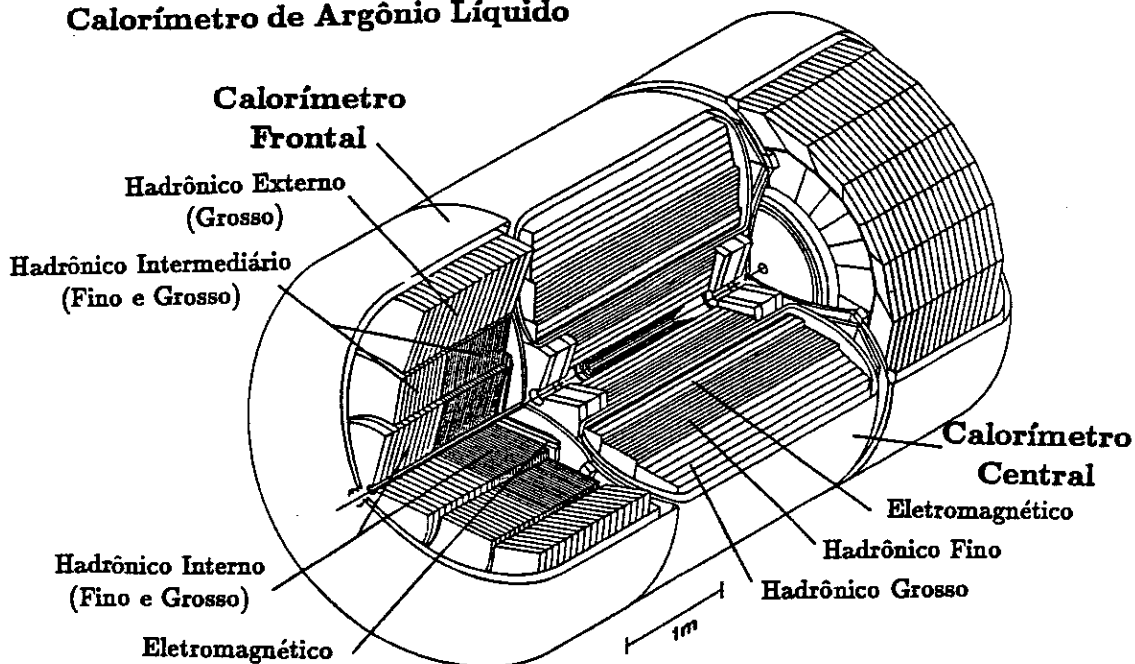


Figura 3.8: Vista Isométrica dos calorímetros central e frontais.

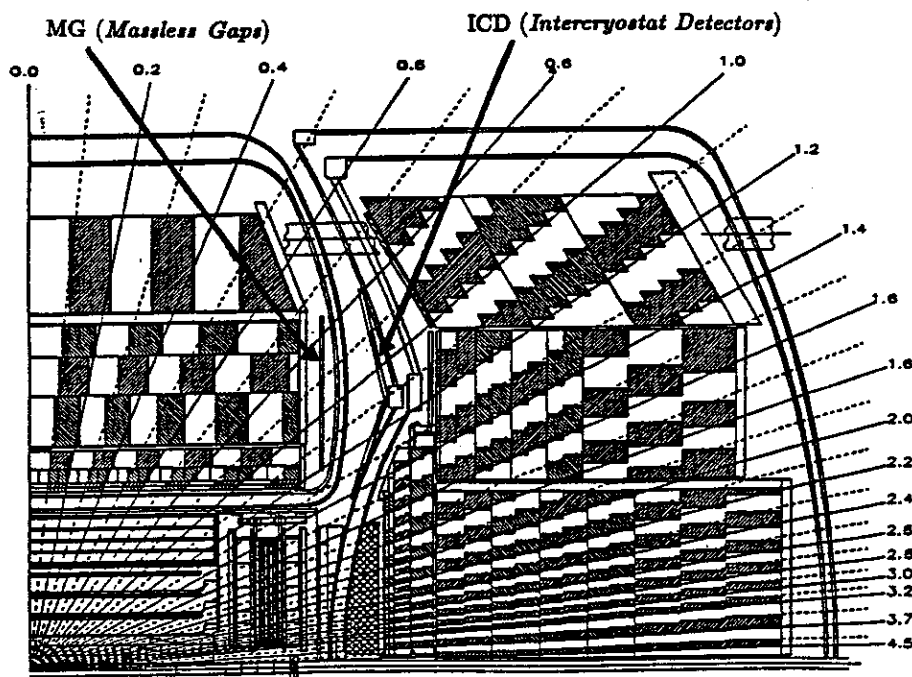


Figura 3.9: Corte longitudinal dos calorímetros, mostrando a segmentação do calorímetro central e de um dos calorímetros frontais. Os números da figura são valores de pseudo-rapidez, η .

O Calorímetro Central (CC)

O calorímetro central subdivide-se em três camadas cilíndricas concêntricas, centradas na linha de feixe, como pode ser visto na Fig. 3.10. Estas camadas são chamadas CCEM³ (eletromagnética, a mais interna), CCFH (hadrônica fina) e CCCH (hadrônica grossa, a mais externa). Note o desalinhamento das camadas entre si, de modo que nenhum traço proveniente do ponto de interação possa passar por mais de uma divisão entre módulos adjacentes de uma mesma camada.

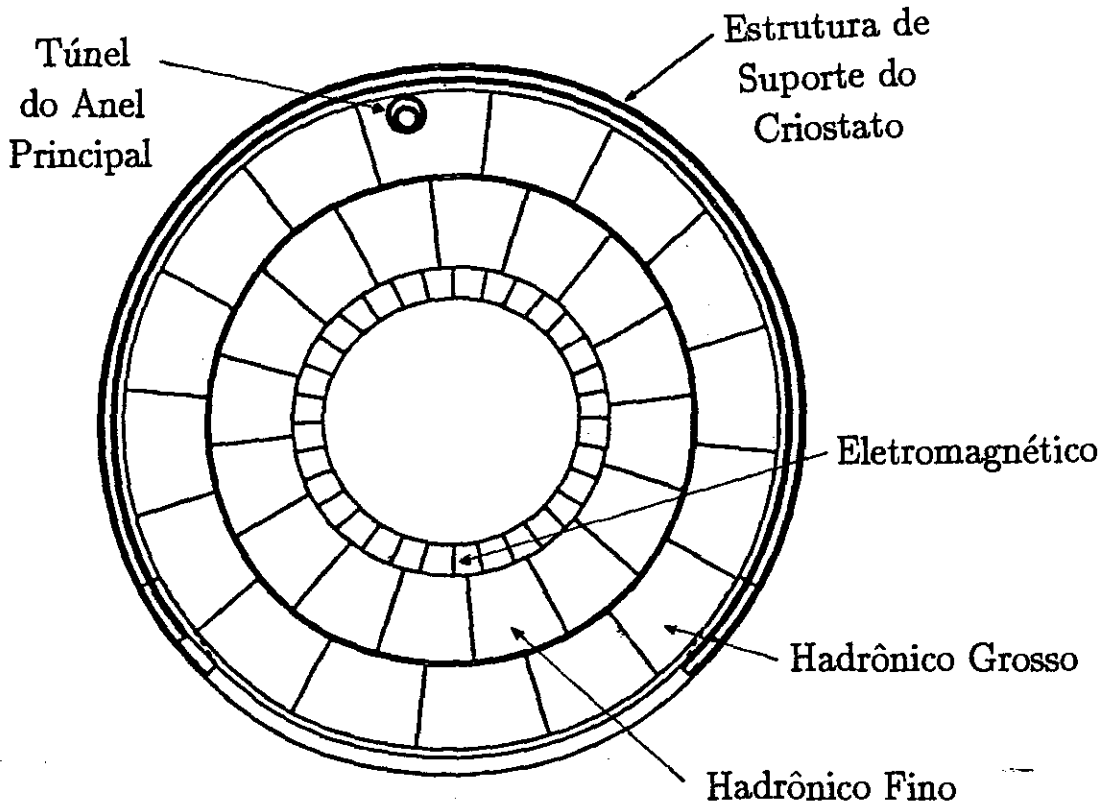


Figura 3.10: Corte transversal do Calorímetro Central. O orifício existente na parte superior permite a passagem do Anel Principal, último estágio de aceleração anterior ao Tevatron.

O CCEM, com uma profundidade total de mais de 20 comprimentos de radiação⁴ (X_0), absorve mais de 97% da energia dos elétrons e fótons nele incidente. A

³Por simplicidade, o significado das siglas desta subseção são mencionados apenas no glossário.

⁴Definimos Comprimento de Radiação X_0 de um certo material como a distância média necessária para que um elétron ou fóton o atravessasse, tendo uma fração $(1 - e^{-x/X_0})$ de sua energia inicial sido absorvida através da interação eletromagnética da partícula incidente com o meio material.

Calorímetro Central	CCEM	CCFH	CCCH
Raio Interno (cm)	84,1	105,7	170,8
Raio Externo (cm)	105,0	170,1	224,0
Comprimento (cm)	264,8	266,1	266,4
Peso Total (ton)	19,2	132,8	115,2
Nº de módulos	32	16	16
Material Absorvedor	Urânio	Urânio	Cobre
Espessura do Absorvedor (cm)	0,3	0,6	4,65
Esp. <i>LAr</i> (Mat. Ativo) (cm)	0,23	0,23	0,23
Total Compr. Radiação (X_0)	20,5	96,0	32,9
Total Compr. Interação (Λ)	0,76	3,2	3,2
Fração de Amostragem (%)	11,79	6,79	1,45
Nº de Células de Leitura	10368	3456	768
Aceitação Geométrica	$ \eta < 1,2$	$ \eta < 1$	$ \eta < 0,7$

Tabela 3.4: Características principais dos calorímetros centrais (CC)^[39, 42]. X_0 e Λ são os comprimentos de radiação e de interação respectivamente.

resolução na medida da energia E de elétrons pelo CCEM foi estudada em testes com feixes de elétrons^[39], sendo estimada por:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = (0,003)^2 + \left(\frac{0,162}{\sqrt{E(\text{GeV})}}\right)^2 + \left(\frac{0,140}{E(\text{GeV})}\right)^2 \quad (3.3)$$

Os calorímetros hadrônicos centrais, CCFH e CCCH, possuem uma profundidade total de 3,2 comprimentos de interação⁵ (Λ) cada, para o desenvolvimento dos chuveiros hadrônicos, os quais geralmente são iniciados ainda no CCEM, que possui 0,76 Λ .

O calorímetro central possui cerca de 14.600 canais eletrônicos e, quando preenchidos com *LAr*, pesa cerca de 331 toneladas, incluindo sua estrutura de suporte. As principais características do calorímetro central estão resumidas na Tab. 3.4.

⁵Definimos Comprimento de Interação Λ de um certo material como a distância média necessária para que um hádron o atravessasse, tendo uma fração $(1 - e^{-x/\Lambda})$ de sua energia inicial sido absorvida através da interação nuclear forte entre o hádron incidente e o meio material.

Os Calorímetros Frontais (EC)

Os dois calorímetros frontais — ECN⁶ (Norte) e ECS (Sul) — cobrem a região de pseudo-rapidez $1,1 < |\eta| < 4,5$, e se parecem com tampas do calorímetro central (v. Fig. 3.8). Cada um deles está subdividido em quatro diferentes tipos de módulos: o ECEM (eletromagnético), localizado na face interna do EC; o ECIH (hadrônico interno), localizado por trás do ECEM e circundando a linha de feixe; o ECMH (hadrônico intermediário), localizado concentricamente por fora do ECIH; e o ECOH (hadrônico externo), localizado por fora do ECMH.

Temos ainda que o ECIH subdivide-se em IFH (hadrônico fino interno, mais próximo do ponto de interação) e ICH (hadrônico grosso interno), enquanto o ECMH subdivide-se de forma análoga em MFH (hadrônico fino intermediário), e MCH (hadrônico grosso intermediário).

Calorímetros Frontais	ECEM	IFH	ICH	MFH	MCH	ECOH
Raio Interno (cm)	5,7	4,0	4,0	90	90	161
Raio Externo (cm)	104	86,4	86,4	159	159	224
Compr. Longitudinal (cm)	23,8	97,1	74,0	72	79	178
Peso Total (ton)	5,0	32,0 ^a		68,8 ^b		88,0
Nº de módulos	1	1	1	16	16	16
Absorvedor	U	U	aço	U	aço	aço
Esp. Absorvedor (cm)	0,4	0,6	0,6	0,6	4,65	4,65
Esp. LAr (cm)	0,23	0,21	0,21	0,22	0,22	0,22
Prof. Total (X_0)	20,5	122,	32,8	116,	38,0	65,1
Prof. Total (Λ)	0,95	4,9	3,6	4,1	4,1	7,0
Fração de Amostragem (%)	11,9	5,66	1,53	6,68	1,64	1,64
Nº de Canais	7488	5216 ^c		1856 ^d		960
$ \eta $ mínimo	1,4	1,6	2,0	1,1	1,3	0,7
$ \eta $ máximo	4,0	4,5	4,5	1,7	1,9	1,4

Tabela 3.5: Características principais dos calorímetros frontais (EC)^[39, 43]. X_0 e Λ são os comprimentos de radiação e de interação respectivamente. (a) Peso total de IFH+ICH. (b) Peso total de MFH+MCH. (c) Soma dos canais de IFH+ICH. (d) Soma dos canais de MFH+MCH.

Cada um dos calorímetros frontais possui cerca de 15.520 canais eletrônicos e, quando cheio de LAr, pesa cerca de 238 toneladas, incluindo sua estrutura de suporte. As principais características dos módulos componentes dos calorímetros frontais

⁶Por simplicidade, o significado das siglas desta subseção são mencionados apenas no glossário.

está resumido na Tab. 3.5.

A performance dos calorímetros frontais foi estudada em feixes de teste^[44], sendo que a resolução fracional na medida de energia para elétrons no ECEM é representada por:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = (0,003)^2 + \left(\frac{0,157}{\sqrt{E(GeV)}}\right)^2 + \left(\frac{0,29}{E(GeV)}\right)^2 \quad (3.4)$$

enquanto que para píons no ECEM+ECIH, a melhor expressão encontrada^[44] foi:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = (0,047)^2 + \left(\frac{0,439}{\sqrt{E(GeV)}}\right)^2 + \left(\frac{1,28}{E(GeV)}\right)^2 \quad (3.5)$$

3.2.3 O Sistema de Múons

A identificação de léptons (múons e elétrons) constitui-se em um método muito usado como indicativo da presença de quarks pesados, bem como de bósons vetoriais W^\pm e Z^0 . No caso do DØ, a observação de múons é bem mais simples que a de elétrons, já que além dos múons, menos de 0,2% da energia hadrônica consegue escapar aos calorímetros, enquanto que elétrons precisam ser extraídos do meio de toda a miríade de partículas provenientes da colisão $p\bar{p}$.

O sistema de detecção de múons do DØ consiste em um conjunto de três camadas de Tubos de Arrasto Proporcional (PDT's, de *Proportional Drift Tubes*), que fazem o rastreamento dos múons provenientes da região de colisão a ângulos de até 3° da linha de feixe ($|\eta| < 3,4$). Estas camadas são denominadas por A (mais interna), B e C (mais externa). O sistema é dividido em duas partes: WAMUS (*Wide Angle MUon System*), que vai até $|\eta| < 2,4$, e SAMUS (*Small Angle MUon System*), que cobre a região de baixos ângulos ($1,7 < |\eta| < 3,4$). Uma visão esquemática das diversas câmaras e estações componentes do sistema de múons pode ser vista na Fig. 3.11.

Existem ainda cinco magnetos toroidais, localizados entre as camadas A e B, que geram um campo magnético localizado entre estas duas camadas, e que permite a medida do momentum (p^μ) carregado pelo múon. Um toróide central (CF), de 1970 toneladas, cobre a região $|\eta| < 1$, dois toróides (EF) de 800 toneladas cada, cobrem a

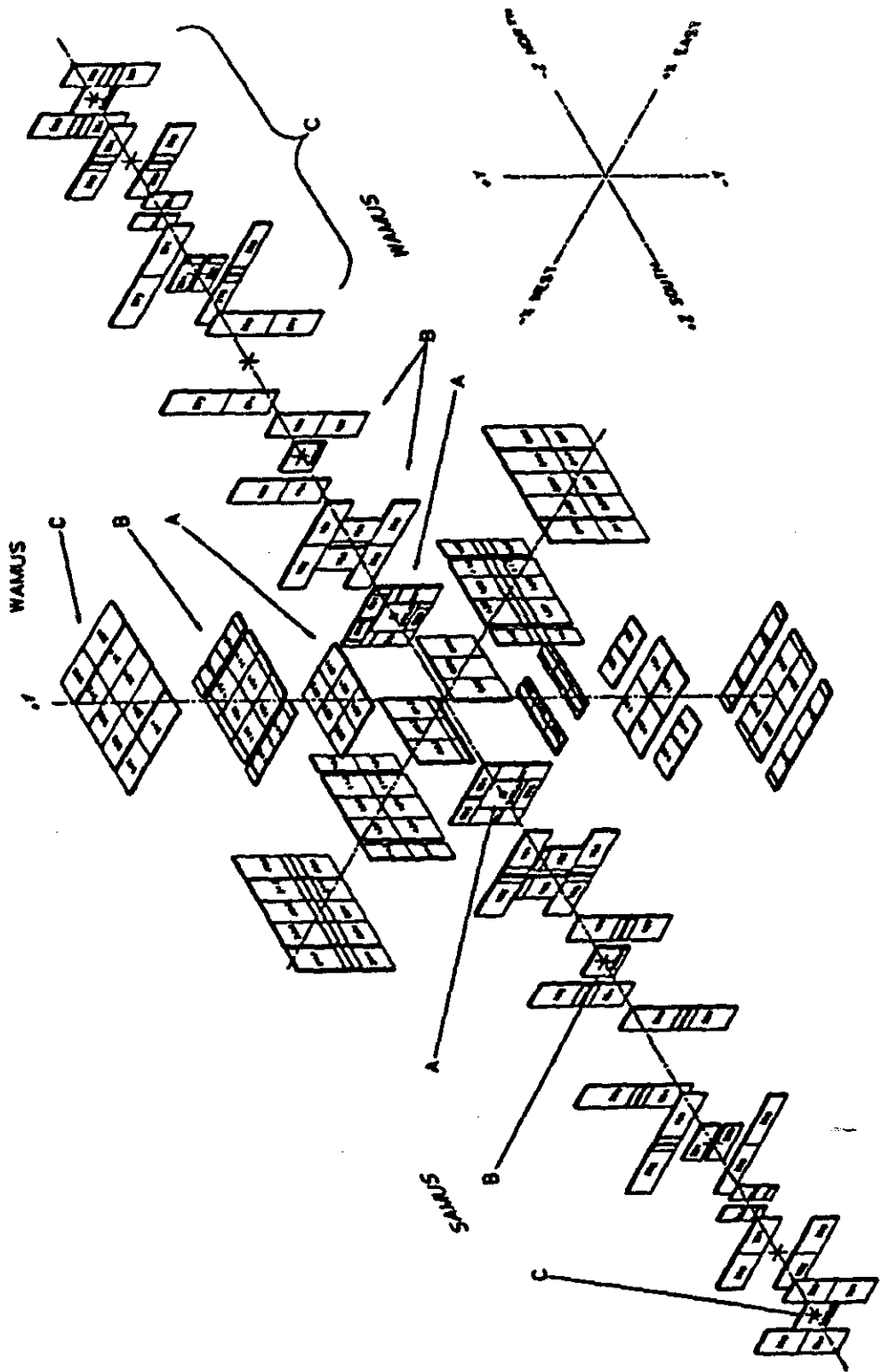


Figura 3.11: Visão explodida do sistema de deteção de múons do DØ, mostrando a posição relativa das diversas câmaras WAMUS e estações SAMUS. Nesta figura podemos ver também a definição do sistema global de coordenadas do detetor DØ.

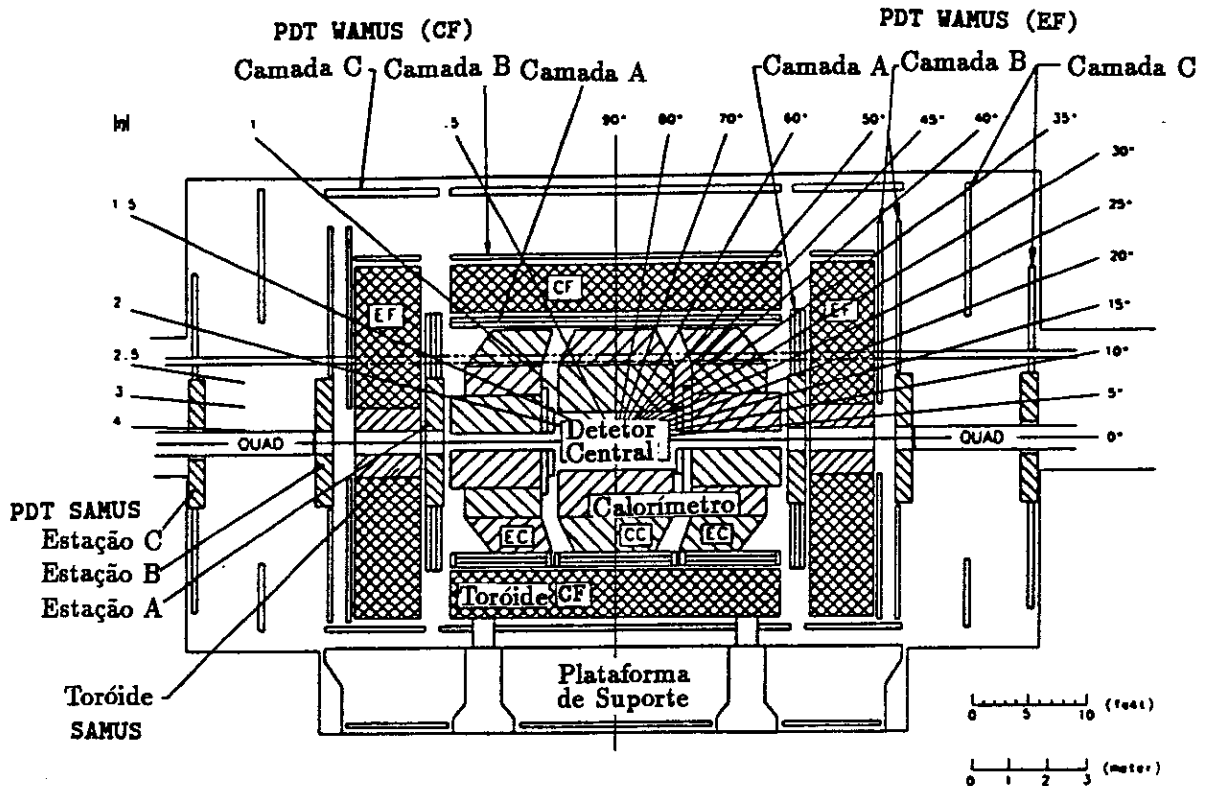


Figura 3.12: Corte longitudinal do detetor DØ, mostrando as câmaras e magnetos toroidais componentes do sistema de detecção de múons. Na metade direita da figura vemos valores do ângulo polar θ , e à esquerda, valores de pseudo-rapidez, $|\eta|$.

região $1 < |\eta| < 2,5$. Estes três toróides são conectados em série e recebem uma corrente elétrica de 2500 A, gerando um campo magnético de cerca de 2 Tesla. Os toróides SAMUS, de 32 toneladas cada, cobrem a região $2,5 < |\eta| < 3,6$, e recebem uma corrente de cerca de 1000 A. Todo este sistema fica localizado por fora dos calorímetros, como pode ser visto na Fig. 3.12.

A determinação precisa de $p_{T\mu}$ exige a determinação da trajetória do múon antes e depois dos toróides. O segmento interno é determinado a partir do vértice primário do evento, do detetor central e da camada A das câmaras de múons. O segmento externo é determinado a partir dos sinais deixados pelo múon nas camadas mais externas, B e C.

O Sistema WAMUS

As 164 câmaras do sistema WAMUS são formadas por 3 planos (4 planos, no caso da camada A), em uma estrutura de alumínio, conforme está ilustrado na Fig. 3.13. O número de PDT's por plano varia de 14 a 24, e o comprimento das câmaras varia de 335 cm a 579 cm dependendo da localização da câmara. O número total de PDT's WAMUS é de 11.386, sendo que as dimensões de PDT's são uniformes em qualquer câmara, ou seja, 10 cm de largura por 5 cm de espessura, o que significa uma distância máxima de arrasto de 5 cm.

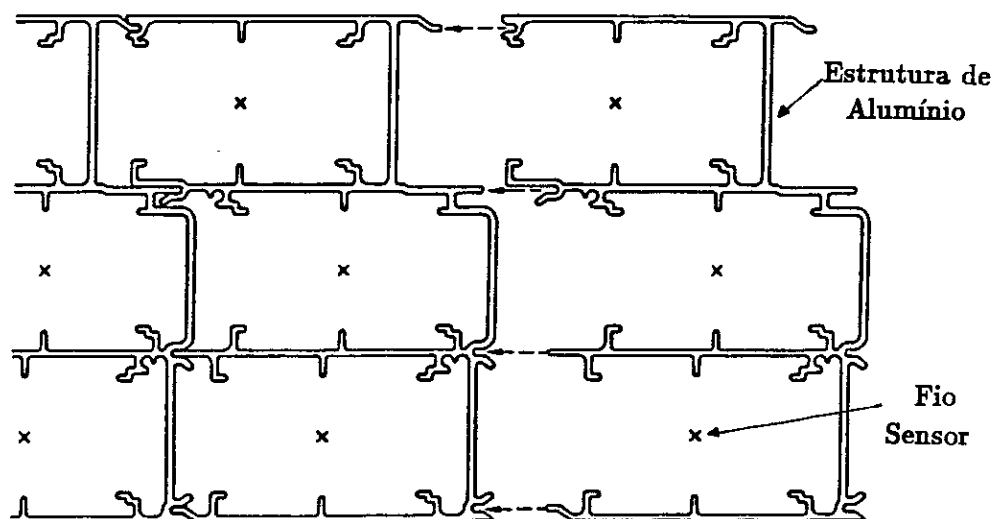


Figura 3.13: Corte transversal de uma câmara de WAMUS, mostrando a geometria das camadas B e C. A camada A possui uma geometria similar, mas com 4 planos de PDT's em vez de 3.

As câmaras do sistema WAMUS são preenchidas por uma mistura gasosa de $Ar(90\%)/CF_4(5\%)/CO_2(5\%)$, a qual é ionizada pela passagem do múon. No centro da PDT há um fio (ânodo) mantido a um potencial de +4,56 kV, e placas de cátodo nas faces maiores da PDT, a +2,3 kV. Os fios das PDT's são unidos em uma extremidade, e os sinais eletrônicos são lidos na outra extremidade dos fios. Nas condições normais de operação, descritas acima, a velocidade de arrasto é de cerca de $65 \mu\text{m/ns}$, com uma variação de 3% para cada 10% de variação no campo eletrostático no interior da PDT.

Os fios de todas as câmaras são alinhados paralelamente ao campo magnético, de modo a obter a melhor resolução possível na determinação do desvio da trajetória do múon devido ao campo magnético, e portanto melhor determinação do momentum do

Dimensões Externas Máximas	
Comprimento	335-579 cm
Largura	142-254 cm
Nº de PDT's por câmara	
Camada A (4 planos)	≤ 96
Camadas B e C (3 planos)	≤ 72
Nº Total de PDT's WAMUS	11386
Fios de Anodo	
Material	Tungstênio folheado a ouro
Diâmetro	50 μm
Tensão	300 g
Potencial	+4,56 kV
Placas de Catodo	
Material	Poliéster recoberto com cobre
Periodicidade	609,6 mm
Potencial	+2,30 kV
Distância de Arrasto Máxima	5 cm
Run 1a	
Mistura Gasosa	$Ar/CF_4/CO_2$ a 90:5:5
Velocidade de Arrasto Média	65 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Tempo de Arrasto Máximo	770 ns
Run 1b	
Mistura Gasosa	$Ar/CF_4/CO_2$ a 90:6:4
Velocidade de Arrasto Média	67 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Tempo de Arrasto Máximo	750 ns
Resolução Espacial	
transversal	$\pm 0,5$ mm
longitudinal	$\pm 1,6$ mm

Tabela 3.6: Características principais do Sistema WAMUS de detecção de múons.

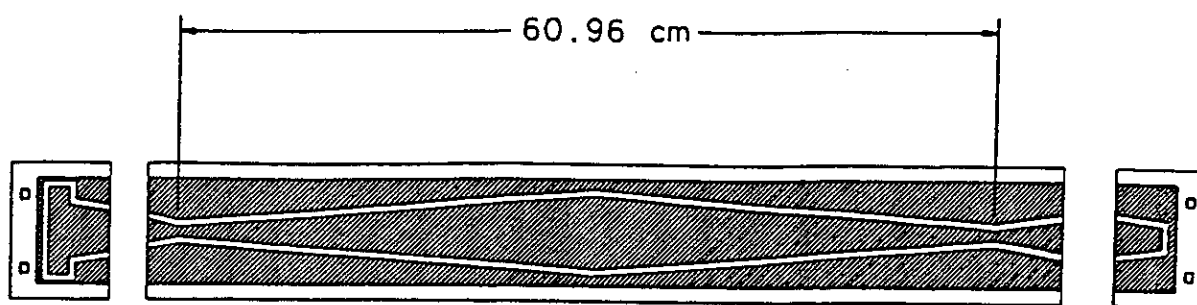


Figura 3.14: Desenho das placas de catodo das PDT's WAMUS, ilustrando a geometria complementar e periódica de seus dois eletrodos.

múon.

O tempo de arrasto dos elétrons ao anodo nos fornece a coordenada transversal do múon ao anodo, com uma resolução de cerca de 0,5 mm. A coordenada longitudinal ξ , por sua vez, é calculada em duas etapas. Primeiramente usa-se a diferença dos tempos (ΔT) de chegada dos sinais eletrônicos nas extremidades opostas do fio, com uma resolução de 9 (23) cm ao longo do fio, para múons incidindo na extremidade mais próxima (distante) da eletrônica de leitura. Numa segunda etapa usam-se as informações analógicas das placas de catodo, obtendo uma medida mais refinada de ξ , como descrito a seguir.

As placas de catodo são formadas por dois eletrodos de geometria complementar, “espacialmente periódica”, com um período de 61 cm (v. Fig. 3.14). Ou seja, a primeira etapa de determinação de ξ é suficiente para resolver a ambigüidade desta geometria repetitiva das placas de catodo. Numa segunda etapa, a comparação das quantidades de carga depositadas em cada um dos eletrodos complementares (Q_a e Q_b , v. Fig. 3.14) nos fornece um refinamento da coordenada longitudinal ξ , com resolução melhor que 2 mm^[39], e independente da distância às extremidades do fio anodo.

O Sistema WAMUS é dividido em duas partes, CF e EF, que cobrem intervalos de pseudo-rapidez semelhantes aos toróides de mesmo nome. Podemos dizer assim que CF é a parte central do sistema de múons, enquanto que EF faz a transição da parte central para a parte de baixos ângulos (SAMUS), que será discutida na próxima subseção. As principais características do sistema WAMUS estão resumidas na Tab. 3.6.

O Sistema SAMUS

O SAMUS foi projetado especialmente para operar em ambientes com um grande nível de ruído, além de altas taxas de ocupação, características da região de baixos

Dimensões Externas		312 cm
Dimensões Internas (buraco)	A, B	61 cm
	C	86 cm
Nº de PDT's por plano	x, y	512
	u	720
Fios de Anodo		
Material		Tungstênio folheado a ouro
Diâmetro		50 μm
Tensão		208 g
Mistura Gasosa		$CF_4(90\%)/CH_4(10\%)$
Velocidade de Arrasto Média		97 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Tempo de Arrasto Máximo		150 ns
Resolução Espacial		$\sim 50 \mu\text{m}$

Tabela 3.7: Características principais do sistema SAMUS de detecção de múons a baixos ângulos.

ângulos em colisores hadrônicos. O SAMUS está baseado em PDT's cilíndricas, com diâmetro interno de 29 mm.

Existem três estações SAMUS em cada extremidade do detetor, uma para cada camada, de dimensões externas $312 \times 312 \text{ cm}^2$ e com um buraco quadrado no centro, de $61 \times 61 \text{ cm}^2$ ($86 \times 86 \text{ cm}^2$ no caso das estações C) por onde passam os feixes. Cada camada possui planos de PDT's verticais e horizontais (X e Y respectivamente), que combinados fornecem as coordenadas cartesianas dos traços, e um terceiro plano (U), de PDT's a 45° de X e Y, que resolve ambigüidades na associação de X e Y. Em cada plano, as PDT's são dispostas de modo a que a divisão entre duas PDT's adjacentes seja coberto por uma terceira PDT, evitando desta forma espaços cegos, e garantindo a observação dos múons incidentes, como pode ser visto na Fig. 3.15. Existem 5232 PDT's no sistema SAMUS.

O SAMUS é operado com uma mistura de $CF_4(90\%)/CH_4(10\%)$, com velocidade de arrasto média de $97 \mu\text{m}/\text{ns}$ e tempos de arrasto de no máximo 150 ns. Os estudos de performance para uma única PDT demonstraram que a medida da coordenada transversal ao fio anodo possui uma resolução de 0,35 mm. As principais características do sistema SAMUS estão resumidas na Tab. 3.7.

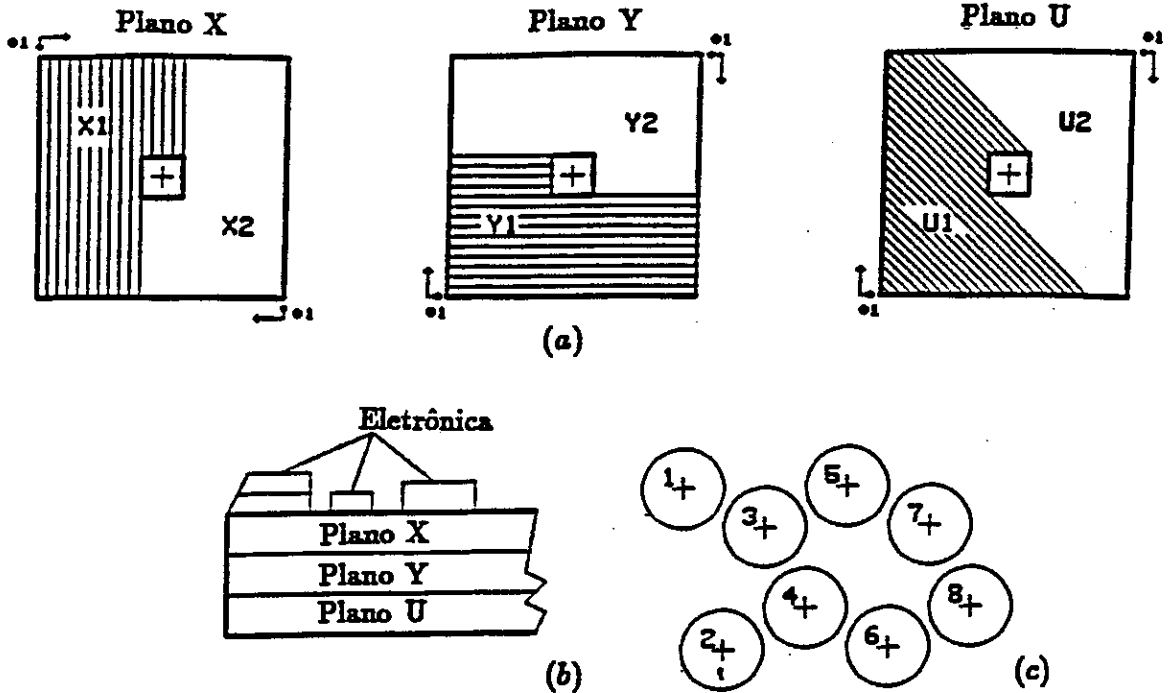


Figura 3.15: Geometria das estações do sistema SAMUS. (a) orientações x , y e u dos planos de PDT's. (b) seção transversa de uma estação. (c) arranjo relativo das PDT's em qualquer plano.

3.3 Os Sistemas de Aquisição de Dados e Trigger

O Sistema de Aquisição de Dados (ou DAq, de *Data Acquisition System*) é o sistema responsável em receber os vários sinais eletrônicos provenientes do detetor, codificá-los e gravá-los em fitas magnéticas, para que sejam posteriormente processados⁷, tendo em vista o entendimento dos processos físicos ocorridos na colisão $p\bar{p}$.

A quantidade de sinais eletrônicos digitalizados provenientes dos diversos canais de leitura dos detetores e da eletrônica de tratamento de sinais do DØ em um evento típico é de cerca de 500 kb. O DØ teve uma taxa típica de 120.000 colisões $p\bar{p}$ por segundo no *Run 1a*, e no *Run 1b* a taxa típica é de 500.000 colisões por segundo. Contudo, apenas uma fração ínfima destas colisões produzem estados finais realmente interessantes para os tópicos de pesquisa do DØ. E mesmo que todas as colisões fossem interessantes, o DAq não teria capacidade de gravar eventos a uma taxa tão alta. O sistema de trigger é responsável pela seleção *on-line* dos eventos potencialmente mais interessantes, segundo critérios físicos, garantindo desta forma que os melhores eventos sejam coletados para análise posterior.

⁷As diversas etapas de processamento dos dados serão descritas mais adiante, neste capítulo.

O *trigger* no DØ está subdividido em diversos níveis. O primeiro deles, Nível 0, indica a ocorrência de colisões inelásticas $p\bar{p}$. Em seguida, o Nível 1 procura por sinais eletrônicos geometricamente alinhados nas câmaras de múons, indicando a presença de múons, ou por chuviros nos calorímetros, indicando a presença de elétrons, fótons ou jatos hadrônicos no evento. As respostas deste nível de *trigger* devem estar prontas em menos de $3,5 \mu\text{s}$, ou seja, antes do próximo cruzamento de feixes, para que o sistema possa decidir se precisa de mais tempo para investir no evento, ou descartá-lo e se preparar para receber o seguinte. No fim da cadeia de *trigger*, o Nível 2, perfaz uma rápida reconstrução do evento, confirmando os níveis anteriores, e aplicando critérios muito mais elaborados para decidir se o evento deve ser gravado. Assim, a taxa de eventos na saída do Nível 2 deve ser ajustada para a capacidade de armazenagem do DAq.

Existe ainda um nível intermediário de *trigger*, chamado Nível 1,5, de lógica análoga ao Nível 1, que torna-se necessário sempre que as taxas de saída deste são ainda altas demais para que possam alimentar o Nível 2 (v. Fig. 3.16). O Nível 1,5 possui um tempo de decisão maior que o Nível 1, portanto seu uso introduz um certo tempo morto, ou seja, enquanto o Nível 1,5 toma sua decisão, o sistema não consegue “enxergar” nenhuma outra colisão que venha a ocorrer.

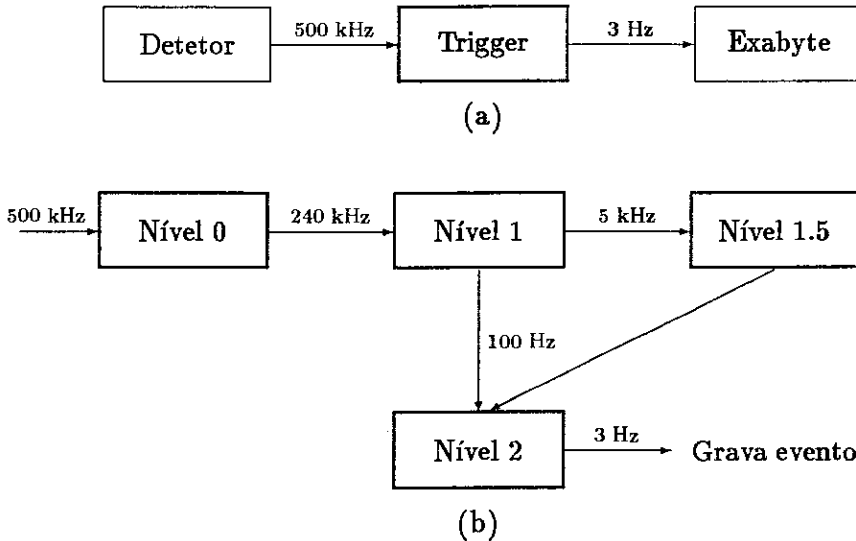


Figura 3.16: Diagramas simplificados do sistema de *trigger* no DØ. (a) a função do *trigger* como filtro de eventos; (b) valores máximos das taxas aceitáveis na entrada de cada nível de *trigger*.

Nas subseções seguintes faremos uma breve discussão sobre todos os níveis de *trigger* que acabamos de mencionar.

3.3.1 O Trigger de Nível 0

O Nível 0 registra a presença de colisões inelásticas, indica a existência de interações múltiplas⁸, fornece uma primeira estimativa da coordenada longitudinal do vértice primário, para uso a nível de *trigger*, e é também usado no monitoramento da luminosidade entregue ao DØ. O Nível 0 possui uma taxa de saída dependente da luminosidade instantânea, e é tipicamente de 200 kHz.

O Nível 0 consiste de dois hodoscópios de cintiladores montados em frente às superfícies internas de cada um dos calorímetros frontais. Cada hodoscópio é formado pela superposição de dois planos idênticos de elementos cintiladores, com uma rotação relativa de 90° entre eles, como mostra a Fig. 3.17. Cada hodoscópio contém 20 elementos cintiladores curtos ($7 \times 7 \text{ cm}^2$) e 8 longos ($7 \times 65 \text{ cm}^2$).

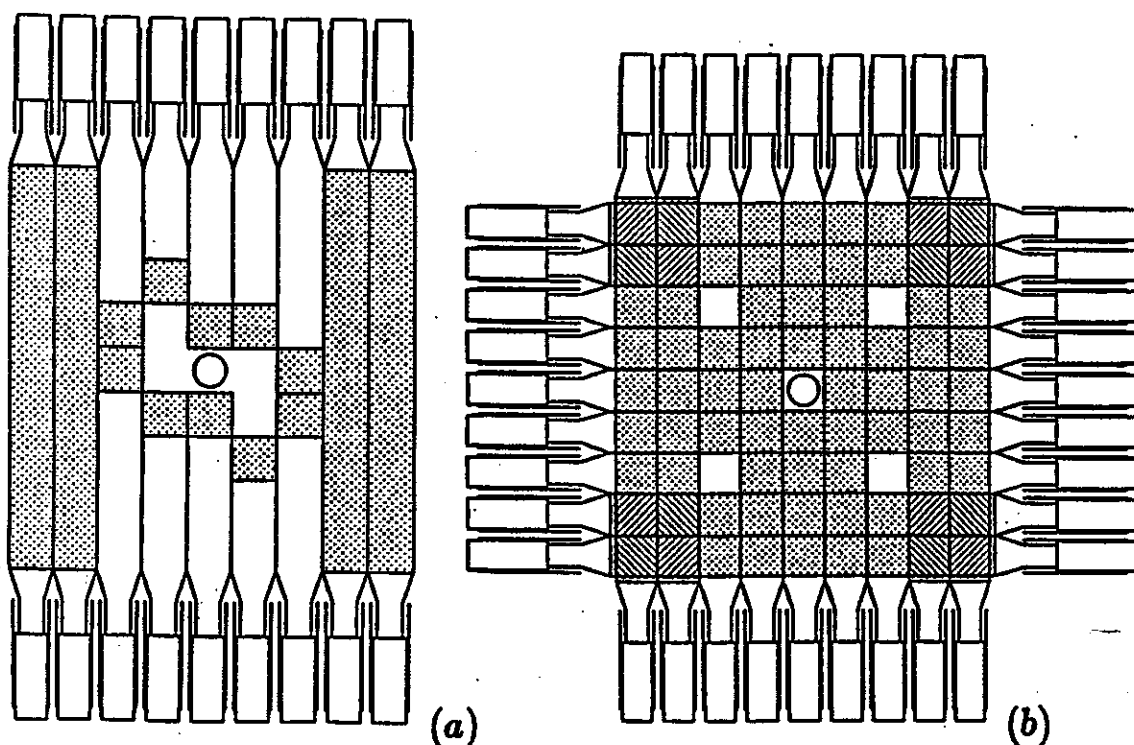


Figura 3.17: Geometria dos hodoscópios do *trigger* de Nível 0: (a) Geometria de cada um dos dois planos que formam um hodoscópio. (b) Lay-out final de cada hodoscópio.

A coincidência de ambos os hodoscópios possui eficiência de mais de 99% na detecção de colisões inelásticas não-difrativas. A estimativa da coordenada longitudinal do

⁸Chamamos de interações múltiplas a ocorrência de mais de uma colisão inelástica no mesmo cruzamento de pacotes de prótons e antiprótons.

vértice primário é calculada a nível de *hardware*, pela diferença entre os tempos médios de chegada das partículas aos hodoscópios, em ambas as extremidades do detetor. Os desvios quadráticos médios (RMS) dos tempos de chegada em cada extremidade são somados em quadratura para obter o desvio total σ_0 , usado para identificar a presença de interações múltiplas. Finalmente, a luminosidade instantânea é obtida com uma incerteza de 12%, a partir da taxa de colisões inelásticas não-difrativas, identificadas pela coincidência do Nível 0 com $|z_{\text{vtx}}| < 97$ cm.

Deve-se notar que a determinação de z_{vtx} é feita a nível de *hardware*, podendo assim ser usada nos níveis posteriores de *trigger*. Em particular, a medida da energia transversa (E_T) de chuveiros nos calorímetros deve ser corrigida em função do grande espalhamento na localização longitudinal dos vértices primários (tipicamente $\sigma_z = 30$ cm). Uma estimativa rápida (z_{fast}) da coordenada longitudinal do vértice primário, com resolução de 15 cm, está disponível 800 ns após o cruzamento dos feixes, podendo ser usada no Nível 1 (v. seção seguinte). Uma estimativa mais precisa, z_{slow} , com resolução de 3,5 cm, está disponível em 2,1 μs , podendo ser usados no Nível 2.

3.3.2 O Trigger de Nível 1

A operação do Tevatron com seis pacotes de prótons e antiprótons corresponde a um intervalo de 3,5 μs entre cruzamentos sucessivos. Qualquer decisão tomada a nível de *trigger* neste intervalo de tempo não introduz tempo morto no sistema.

O *Trigger* de Nível 1 consiste em uma coleção de elementos de *hardware*, dispostos em uma arquitetura bastante flexível e programada via *software*. Todo o sistema é coordenado através do L1TF (*Level 1 Trigger Framework*), o qual recebe as informações digitais dos diversos elementos de *trigger*, correspondentes aos diversos subdetetores e suas subdivisões, e as combina de acordo com lógicas predeterminadas, geralmente baseadas em critérios físicos. O L1TF fornece ainda a possibilidade de uso de vetos e de preescalamento (*prescaling*). Vetos são associados a características indesejáveis do evento, e sua presença pode inibir a ocorrência de *triggers*, que de outra forma seriam aceitos. O preescalamento pode ser aplicado a *triggers* com taxas de saída muito altas para serem passadas aos estágios subseqüentes. Sua função é a redução da taxa de saída por um fator inteiro qualquer. O preescalamento é muito usado no DØ para o ajuste das configurações de *trigger* em função da luminosidade instantânea, para que os níveis subseqüentes de *trigger* (especialmente o Nível 2) possam operar dentro de sua capacidade,

que é tipicamente de 100 Hz. A escolha dos fatores de preescalonamento é feita por uma comissão designada com este objetivo, dentre muitos outros, visando dividir a capacidade de aquisição de dados do sistema entre os diversos grupos de análise, levando em conta as prioridades da colaboração com relação à análise física.

A decisão do *trigger* de Nível 1 se baseia em um conjunto de 256 termos AND-OR, cada um dos quais corresponde a uma parte específica do detetor. A decisão é codificada em uma palavra de 32 bits, chamados **bits de trigger**. Cada um destes bits de *trigger* é definido por um padrão booleano que indica, para cada um dos termos AND-OR, se o mesmo deve ser satisfeito, negado (veto) ou ignorado para aquele bit de *trigger*. Qualquer bit de *trigger*, sendo satisfeito, aciona o DAq para leitura de toda a informação analógica do evento, que será enviada para os processadores do Nível 2. Se a confirmação do Nível 1,5 for necessária, ela é calculada antes do evento ser enviado ao Nível 2, e o resultado é comunicado ao DAq. O L1TF monta também um bloco de dados sumarizando todas as condições (termos AND-OR) que levaram ao resultado de cada bit de *trigger*. Este bloco de dados entra na composição final do evento, podendo posteriormente ser usado para análise *off-line* ou depuração do sistema.

A filosofia do *trigger* de Nível 1,5 é idêntica à de Nível 1, exceto no que diz respeito ao tempo de decisão. O Nível 1,5 não está restrito ao limite de tempo de $3,5 \mu\text{s}$, podendo assim ser um pouco mais elaborado e exigente que o Nível 1, e permitindo também que este último seja um pouco mais eficiente, com taxas de saída maiores, que terão ainda de ser confirmadas pelo Nível 1,5. Em outras palavras, o Nível 1,5 é uma opção vantajosa de evitar o preescalonamento no Nível 1, pois escolhe os melhores eventos para mandar ao Nível 2, em vez do simples sorteio que é o preescalonamento.

O Trigger de Nível 1 do Sistema de Múons

O *Trigger* de Nível 1 do Sistema de Múons (L1MU) possui interesse particular no desenvolvimento deste trabalho, não apenas pelo fato de ser esta a principal exigência a nível de *trigger* para a coleta das amostras de dados desta tese, mas principalmente pela contribuição que o LAFEX pôde dar na parte de *hardware* deste sistema.

A Fig. 3.18 mostra um diagrama de blocos do *trigger* do sistema de múons. A unidade básica fornecida ao L1MU pelos sistemas WAMUS e SAMUS são as chamadas *trigger latches*, ou seja, um único bit correspondendo a cada uma das 16.618 PDT's existentes no sistema de múons, com uma granularidade de 10 cm no WAMUS e 3 cm

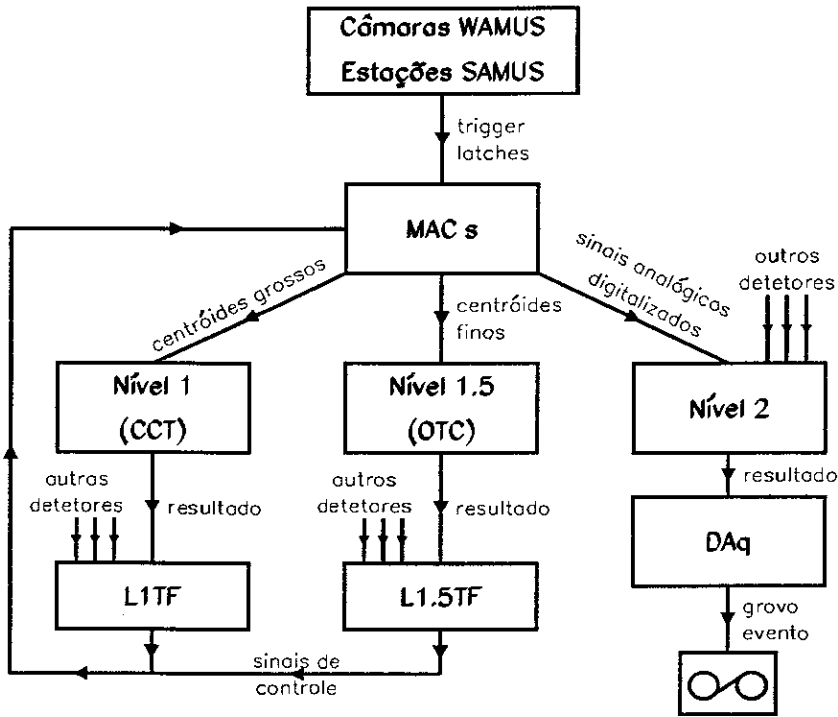


Figura 3.18: Diagrama de blocos do *trigger* do sistema de múons.

no SAMUS. Sempre que um múon atravessa uma PDT, o bit correspondente a esta PDT é assinalado — dizemos que temos uma PDT com sinal, ou simplesmente um *hit*.

As *trigger latches* são enviadas por meio de cabos elétricos para a MCH (*Moving Counting House*), até as placas MAC⁹ (*Module Address Card*). Cada MAC combina *hits* próximos em centróides por meio de uma lógica predeterminada de coincidência. No sistema WAMUS, existe uma relação unívoca entre MAC's e câmaras, num total de 164 MAC's. Para o SAMUS, a necessidade de maior granularidade para rejeição de *background* exige duas MAC's para cada plano, num total de 36 MAC's (2 MAC's/plano \times 3 planos/estação \times 6 estações = 36 MAC's). O sistema completo possui um total de 200 MAC's.

Para evitar ruídos espúrios, exigimos *hits* em um mínimo de dois planos na definição dos centróides de cada camada, sendo que este mínimo pode ser de três planos, em regiões sujeitas a níveis maiores de ruído. Estes centróides possuem granularidade de meia célula (5 cm para WAMUS e 1,5 cm para SAMUS), e constituem a entidade básica do *trigger* de Nível 1,5 do sistema de múons. Cada MAC pode calcular até 48 centróides

⁹As MAC's, como a maioria das placas eletrônicas do sistema de *trigger*, são desenhadas segundo o padrão VME.

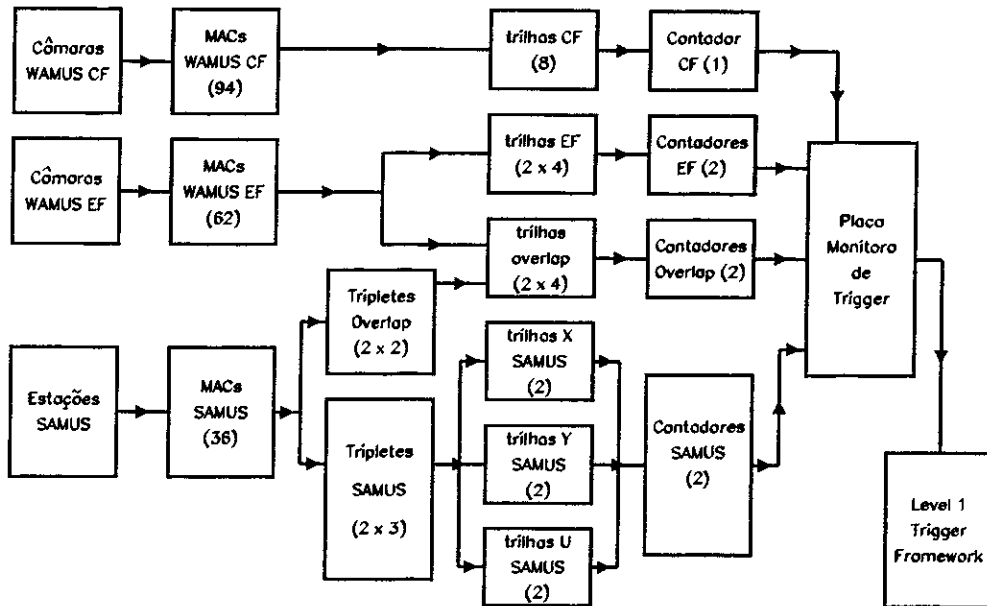


Figura 3.19: Diagrama de blocos do *trigger* de Nível 1 do sistema de múons. O LAFEX participou intensamente do desenvolvimento de toda a lógica e do simulador Fortran de todos os componentes deste sistema. Podemos ver entre parênteses o número de cada tipo de placa no sistema.

deste tipo, os quais serão enviados para as OTC's *Octant Trigger Card*, que são as placas eletrônicas do *trigger* de Nível 1,5.

A MAC faz também um OR de 3 centróides adjacentes, gerando desta forma 16 centróides mais grosseiros ou CC's (de *Coarse Centroids*), com granularidades de 15 cm em WAMUS e 12 cm em SAMUS. Os CC's, por sua vez, constituem a entidade básica do LIMU, o qual é também chamado de *Trigger* de Centróides Grosseiros (CCT, de *Coarse Centroid Trigger*). Uma vez calculados, estes CC's são enviados em paralelo para uma seqüência de placas eletrônicas programadas com diferentes lógicas de coincidência, de acordo com o diagrama de blocos mostrado na Fig. 3.19. Existem diferentes tipos de lógica de coincidência:

- **Identificadores de Trilhas (*Road Finders*)** – exige coincidências do tipo $A \cdot B \cdot C$, ou seja, pelo menos um centróide em cada camada do sistema. Aqui é onde exigimos um conjunto de *hits* compatíveis com a trajetória de um múon proveniente da região de colisão.

- **Identificadores de Tripletes** – somente usada em estações de SAMUS, é o primeiro estágio de lógica após os MAC's. Exige coincidências do tipo $X \cdot Y \cdot U$. O plano U é usado para resolver ambigüidades. Cada triplete corresponde a um pequeno quadrado de 12 cm de lado.
- **Placas Contadoras** – contam quantas combinações $A \cdot B \cdot C$ sobreviveram, em cada região do *trigger*. Cada uma destas placas fornece na saída um contador de 2 bits, além de outros bits que informam a presença de múons em cada um dos octantes ou quadrantes de uma certa região (ver mais adiante a definição de região).

O LIMU opera de maneira independente em 7 diferentes regiões do detetor: CF (central), EFN, EFS (EF Norte/Sul), ON, OS (*overlap* Norte/Sul), SN e SS (SAMUS Norte/Sul). As regiões de *overlap* são regiões mistas, onde o múon atravessa estações SAMUS (camadas A e B) e também câmaras de WAMUS (camadas B e C), de modo que temos que combinar as informações destes sistemas na lógica de *trigger*. A parte central do detetor divide-se em octantes, enquanto as outras seis regiões estão divididas em quadrantes. As lógicas de coincidência (trilhas e tripletes) operam de forma independente em cada octante/quadrante. Cada região possui sua placa contadora, que reúne as informações de cada quadrante, e fornece na saída um contador de 2 bits com o número de múons encontrados, além de um conjunto de bits (um bit por octante/quadrante) que informam quais octantes/quadrantes tiveram *trigger*.

As informações de saída das placas contadoras são reunidas na placa Monitora de *Trigger* de Muons, que converte os bits recebidos em bits dependentes da configuração global de *trigger*, segundo um mapeamento preprogramado via *software*. Estes bits serão enviados para o L1TF como termos AND-OR, que poderão ser exigidos na definição dos *trigger* bits, ou seja, da resposta final do *trigger* de Nível 1. Exemplos de definições comuns para estes termos AND-OR são:

- Dois múons na região central ($|\eta| < 1$);
- Um múon no WAMUS ($|\eta| < 1,7$);
- Um múon no SAMUS ($2,2 < |\eta| < 3,4$).

A Contribuição do LAFEX ao LIMU

Não poderíamos deixar de registrar aqui, que a contribuição do LAFEX foi fundamental para a implementação do LIMU, especialmente na região de baixos ângulos, como descrito a seguir.

Durante os primeiros testes do LIMU, que até então estava apenas com as regiões CF e EF instaladas, foram encontrados alguns problemas na integridade dos dados durante a comunicação das MAC's com as OTC's. Descoberta a causa do problema nos sinais de controle e sincronismo, o problema foi imediatamente resolvido através da reprogramação de algumas PLD's (*Programmable Logic Devices*).

Em seguida iniciamos uma reavaliação completa das equações de coincidência da lógica de *trigger*, visando reduzir as taxas de disparo devidas à radiação cósmica na região central.

Posteriormente assumimos a responsabilidade de desenvolver toda a lógica de *trigger* na região dos baixos ângulos. As metas delineadas consistiam em obter uma rejeição por pelo menos um fator 100 para as regiões *overlap* e SAMUS. Vale ressaltar que o DØ não foi o primeiro experimento a tentar construir um *trigger* de múons a baixos ângulos, porém todas as tentativas semelhantes se mostraram infrutíferas devido aos altíssimos níveis de *background*, característica dos colisores hadrônicos.

Num primeiro estágio foram realizados estudos de viabilidade, usando o simulador de *trigger* e amostras de minimum bias de eventos verdadeiros. Estes estudos demonstraram que o projeto original não seria capaz de alcançar os fatores de rejeição planejados. A utilidade do simulador de *trigger* se mostrou aqui com toda sua força, pois permitiu que alterássemos o projeto do sistema antes de sua efetiva implementação no *hardware*.

Foi então desenvolvido o projeto de uma nova placa eletrônica, a chamada STC (*SAMUS Trigger Card*), especialmente desenhada para o *trigger* de múons a baixos ângulos, pois permitia o uso de uma maior quantidade de bits do que a placa originalmente desenhada, a CCT, além de uma versatilidade muito maior de programação e grande quantidade de recursos no manuseio dos diversos sinais digitais. Conseguimos trabalhar com a maior granularidade possível, 16 CC's por MAC, o que contribuiu para reduzir substancialmente as taxas de *trigger*, mas ainda assim conseguimos apenas um fator 40 de rejeição no *overlap*, e um fator 5 em SAMUS.

Posteriormente novos estudos foram realizados, no sentido de avaliar o efeito de um corte baseado na multiplicidade de *hits* nas estações SAMUS, além de uma lógica mais restritiva no cálculo de centróides das câmaras WAMUS frontais, como as melhores opções no sentido de obtermos os resultados desejados. Estas duas propostas foram também implementadas.

Após a definição do conjunto final de equações ótimas para a lógica de *trigger* do LIMU a baixos ângulos, todo o grupo do LAFEX no DØ participou intensamente de sua implementação no *hardware*. Isto incluiu a programação de PLD's, depuração das placas STC, desenvolvimento e depuração de programas em PASCAL para o teste *standalone* das placas STC, e finalmente instalação das placas no sistema e depuração *in loco*, a partir da coleta de dados reais no detetor, usando o *software* gráfico do detetor bem como o simulador de *trigger*, para verificar o funcionamento do sistema de *trigger* de múons como um todo. Este esquema foi implementado com muito sucesso, graças à intensa participação do LAFEX. O sistema tem se mostrado bastante confiável, com baixa taxa de problemas, e o grupo do LAFEX continua fortemente engajado nas atividades relacionadas com o *trigger* do sistema de múons, prestando toda a manutenção necessária ao bom funcionamento deste sistema.

Em suma, vale ressaltar que o presente trabalho atesta o bom funcionamento do sistema, ao usar os dados por ele selecionados para a extração de importantes resultados físicos.

3.3.3 O *Trigger* de Nível 2

Também chamado Filtro de Nível 2, e *software trigger*, é constituído por 50 processadores de *VAXStation 4000-60*, os quais recebem todas as informações provenientes das *crates* VME digitalizadoras. É aqui que toda a informação coletada do evento é reunida pela primeira vez, estando portanto disponível para algoritmos mais sofisticados de decisão. O Nível 2 deve ter capacidade de rejeição suficiente para reduzir os ~ 100 Hz de entrada para ~ 3 Hz de saída, que é a capacidade do DAq para escrever eventos em fitas magnéticas.

Os algoritmos de Nível 2 estão baseados em um conjunto de ferramentas de filtragem (*filter tools*), cada uma relacionada com um tipo de objeto físico, ou característica do evento. Como exemplos de tais objetos físicos temos: jatos, múons, chuveiros eletromagnéticos (elétrons ou fótons), e energia transversa total (E_T). Cada uma das

ferramentas de filtragem executa um dos algoritmos padronizados para a reconstrução daqueles objetos, de forma equivalente ao pacote completo de reconstrução. Mas apenas aqueles objetos que foram “vistos” no Nível 1 poderão ser confirmados no Nível 2, ou seja, o Nível 2 não perde tempo em fazer uma reconstrução completa do evento. Em vez disso, ele olha apenas a região necessária para confirmar os objetos que foram aprovados pelo Nível 1 (ou Nível 1,5, quando exigido).

Cada configuração global de *trigger* associa cada um dos bits de *trigger* a um ou mais conjuntos de tais ferramentas, de um modo previamente definido via *software*. Por exemplo, um bit de *trigger* associado a dois múons pode estar associado a vários conjuntos de filtros, um dos quais, digamos, confirma a presença de ambos, outro procura um múon com um momentum transverso maior que um certo limite, etc.

A cada combinação de um bit de *trigger* com um certo conjunto definido de ferramentas de filtragem está associado um bit de filtro, que nada mais é que o correspondente no Nível 2 do bit de *trigger* existente no Nível 1. Podemos definir um máximo de 128 bits de filtro em uma dada configuração global de *trigger*.

3.3.4 O Sistema de Aquisição de Dados

Uma vez satisfeitas as exigências do Nível 2, todas as informações são transmitidas para o grupo servidor do DAQ, para que o evento seja gravado em fita. O grupo servidor do DAQ é composto dos seguintes processadores:

- **VAX 6620** recebe os eventos enviados pelos processadores de Nível 2 e os armazena em disco, além de enviar uma parcela destes eventos para as estações de monitoramento *on-line*. A taxa máxima de gravação é de cerca de 1,5 Mb/s, o que representa três eventos típicos (500 kb) por segundo.
- **VAX 6410** centraliza o armazenamento dos arquivos em disco para fitas magnéticas de 8 mm (tipo Exabyte). Também serve de intermediário nas operações de *downloading*, que são transferências de diversos parâmetros operacionais necessários para o funcionamento de toda a eletrônica de tratamento dos sinais brutos provenientes do detetor.
- **VAX 8810** é dedicado ao monitoramento de todo o sistema, e pode também executar operações de *downloading*.

3.3.5 Monitoramento

Num conjunto tão complexo de subsistemas como o detetor DØ, existe um número enorme de condições que podem prejudicar a qualidade dos dados coletados, ou mesmo ameaçar o próprio *hardware* destes subsistemas. Estas condições podem geralmente ser percebidas por meio de parâmetros mensuráveis (temperatura, alta voltagem, corrente, umidade, etc.) que ultrapassam certos limites considerados normais, gerando o acionamento de alarmes. O próprio funcionamento de toda a gama de processos de *software* que coordenam e controlam todo o sistema precisa também de monitoramento e acompanhamento constante. Um pacote de *software* escrito em PASCAL, chamado *Alarms*, foi criado para satisfazer esta necessidade de monitoramento.

Um processo servidor de alarmes é executado no servidor de DAq, o qual recebe alarmes provenientes de várias fontes, e os distribui a vários processos clientes. Os componentes de *hardware* são monitorados a taxas de 15 Hz, gerando alarmes sempre que parâmetros operacionais estão fora dos limites de tolerância. O monitoramento de processos de *software* de funcionamento essencial para o sistema são realizados através de pulsos (*heartbeats*) periodicamente enviados por estes processos para o servidor de alarmes. A ausência de tais pulsos é em geral causada pela interrupção daqueles processos, podendo desta forma ser sentida pelo servidor de alarmes, que por sua vez gera os alarmes correspondentes.

Alguns dos alarmes são considerados de alta prioridade. A ocorrência deste tipo de alarme impede o começo ou a continuação da coleta de dados, enquanto o problema não for resolvido. A título de exemplo podemos citar os alarmes devidos à excesso de corrente ou queda da alta voltagem em canais de leitura do detetor, ou temperatura e/ou umidade excessiva nos barramentos VME da eletrônica de tratamento dos sinais.

3.4 O Processamento dos Dados

Como qualquer outro experimento de Física de Altas Energias, os dados coletados no DØ são submetidos a uma série de etapas de processamento. Etapas típicas de processamento são a aquisição de dados, reconstrução, monitoramento, análise física e simulação Monte Carlo.

Dado o grande número de pessoas que participam de todo o processo de de-

envolvimento de *software*, torna-se necessária a implementação de uma disciplina muito rigorosa de procedimentos, especificação e documentação do *software* produzido.

3.4.1 Utilitários

O gerenciamento de dados é baseado em dois produtos, RdB e ZEBRA. RdB^[45] é uma base de dados usada no ambiente *on-line*, para documentação, monitoramento, controle, manutenção e recuperação de toda informação relevante relacionada aos dados coletados e sua análise. ZEBRA^[46] é parte da biblioteca de *software* do CERN, e fornece um ambiente padronizado de bancos hierárquicos para armazenamento de dados de uso comum, bem como o suporte do uso de ponteiros para associar bancos relacionados entre si. O sistema ZEBRA é usado para o gerenciamento de vários tipos diferentes de dados, incluindo dados coletados do detetor, dados de descrição do detetor (geometria, posicionamento e alinhamento), constantes de calibração, parâmetros de controle de tomada de dados, controle de interfaces gráficas, histogramas, etc.

O evento é colocado no formato ZEBRA antes mesmo de qualquer cálculo *on-line*, pelos próprios processadores de Nível 2. Cada banco ZEBRA existente na estrutura oficial dos dados de um evento possui um conjunto de sub-rotinas utilitárias, como por exemplo uma sub-rotina de criação do banco, uma função que retorna seu ponteiro, rotinas de recuperação das informações nele armazenadas e rotinas para a impressão destes dados, para fins de depuração.

Parâmetros que controlam o funcionamento de programas (tais como, por exemplo, valores de cortes usados em análises *off-line*) são geralmente guardados em arquivos RCP (*Run Control Parameters*). Todo um conjunto de utilitários foi desenvolvido para ler estes arquivos, armazenar todos os parâmetros lidos em bancos ZEBRA, onde podem ser facilmente acessados, também por meio de rotinas utilitárias.

O *software* oficial do DØ é agrupado em diversas bibliotecas mantidas por um conjunto de procedimentos baseados em CMS (*Code Management System*). Existem cerca de 50 sub-diretórios distintos nesta biblioteca, cada um associado com um pacote específico de *software*, tais como DØGEANT (Simulador Monte Carlo para o detetor DØ), ZEBRA_UTIL (utilitários para manipulação de bancos ZEBRA), etc. Cada sub-diretório é gerenciado por um “czar”, um especialista que fica responsável pelo controle, atualização e documentação de cada pacote.

As pessoas que participam do desenvolvimento de *software* fazem atualizações periódicas dos pacotes, sob o coordenação do czar. As atualizações de bibliotecas geralmente ocorrem em duas etapas. Primeiramente, uma versão é liberada para testes. Os usuários são notificados e estimulados a testar extensivamente o novo código. Após o período de testes, a versão é então declarada oficial, substituindo a versão anterior.

As bibliotecas de código fonte e objetos são automaticamente distribuídas para os computadores VAX de toda a colaboração DØ, para que o mesmo ambiente de código exista em todas as instituições. O porte para outros ambientes computacionais eventualmente exige passos intermediários de conversão de códigos fonte.

Um pacote de exibição de eventos do DØ foi criado com base no sistema gráfico DI3000^[47], com a interface de um pacote escrito no DØ, chamado PIXIE^[48]. Este pacote oferece a capacidade de vistas do detetor em 2 e 3 dimensões, com sinais e traços reconstruídos superpostos na figura. Um exemplo de corte transversal do detetor está mostrado na Fig. 3.21, onde temos um dos candidatos a quark *top*, mostrando um múon reconstruído e um chuveiro eletromagnético (elétron), ambos com alto momentum transversal, que é uma das topologias esperadas para a observação de tais eventos.

Outro utilitário importante para a simplificação e padronização dos programas usados na análise de dados é o chamado **Construtor de Programas** (PBD, de *Program Builder*). Este pacote obriga que qualquer pacote, para que seja oficializado em uma biblioteca do DØ, tenha que seguir certas convenções que uniformizam e mantêm certa disciplina entre os desenvolvedores de código, além de manter certas tarefas repetitivas (tais como ler eventos, criar arquivos de saída, ler arquivos RCP, etc.) completamente transparentes ao usuário comum.

O PBD possui um pequeno número de ambientes padronizados (chamados *frameworks*), os quais funcionam como o esqueleto principal do processamento, e estão associados aos grupos geralmente utilizados em tarefas típicas de processamento de dados em Física de Altas Energias, que são: DØGeant (simulação Monte Carlo), DØReco (reconstrução de eventos), DØUser (análise *off-line*) e Examine (monitoramento *on-line*).

Cada um destes ambientes possui um número de ganchos (*hooks*), que poderão (ou deverão) ser providos pelos diversos pacotes, para que estes possam ser executados pelo ambiente. Os ganchos correspondem a situações típicas de processamento, tais como inicialização, processamento principal, finalização, histogramação, exibição de eventos, impressão de estatísticas, etc. Alguns destes ganchos são reservados especialmente para

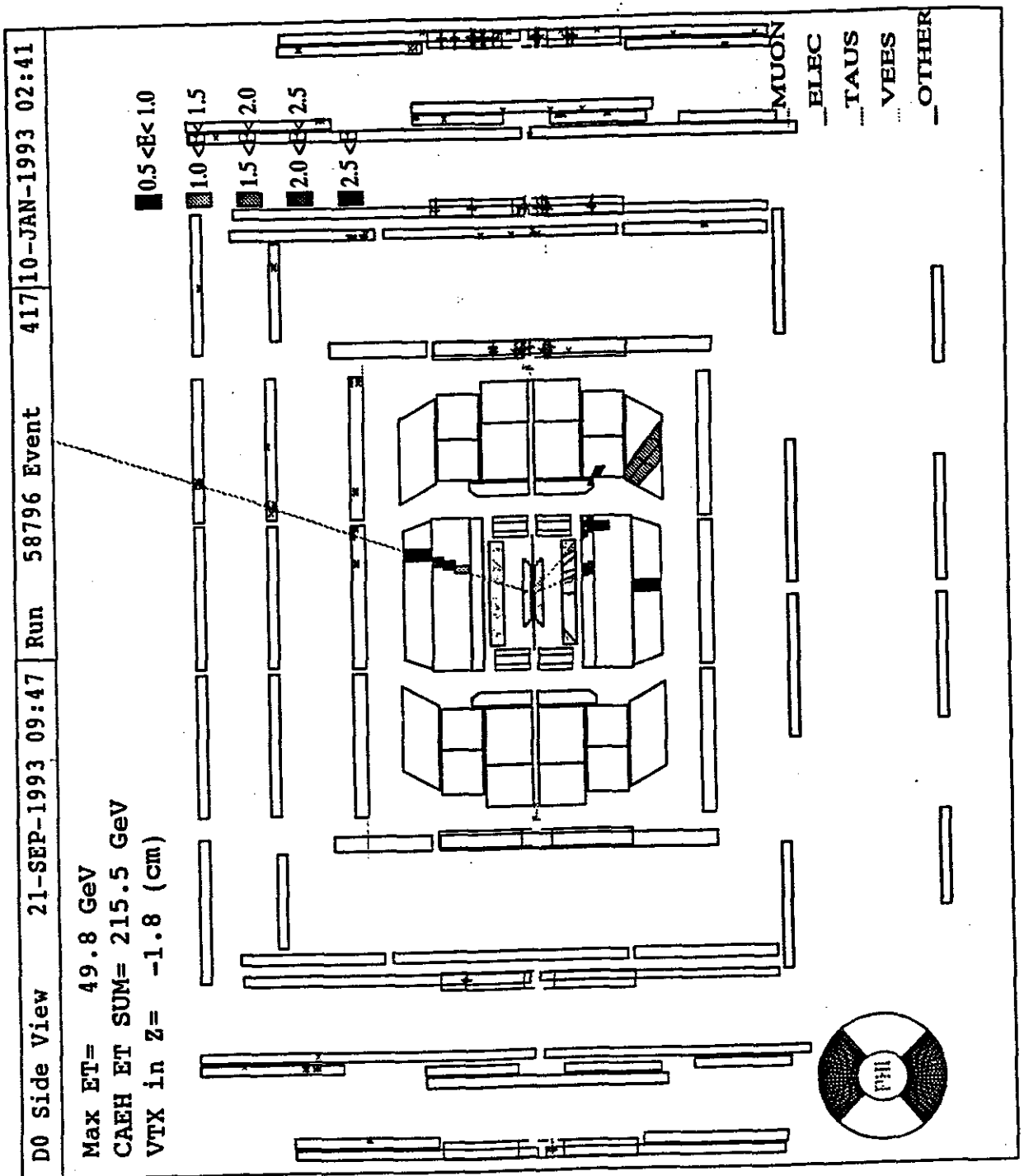


Figura 3.21: Corte transversal de um evento, como visto no detector DØ. A presença de um múon e de um elétron, ambos com alto momentum transverso, é uma topologia característica de eventos contendo um par de quarks *top*.

que o usuário possa introduzir seus próprios programas de análise, concatenado com outros pacotes.

Cada pacote possui um arquivo descritivo, que indica ao PBD quais rotinas devem ser chamadas em cada estágio de processamento. Bibliotecas especiais de código objeto e arquivos RCP porventura necessários ao pacote também devem ser indicados neste arquivo descritivo do pacote.

O PBD é chamado com um simples comando, o qual indica o ambiente requerido, os pacotes a serem concatenados, bem como outras opções que sejam necessárias. Ele cria o código Fortran com as chamadas necessárias para a concatenação dos pacotes, de acordo com o comando recebido, além de arquivos auxiliares para a criação do código executável e para sua execução. O PBD permite desta forma que complexos pacotes aplicativos possam ser gerados a partir de dois ou mais pacotes mais simples. Toda a comunicação entre pacotes distintos deve se dar apenas através dos bancos ZEBRA e de seus utilitários.

3.4.2 Reconstrução de Eventos

Chamamos de reconstrução de eventos ao processo de decodificação e interpretação dos sinais eletrônicos (dados brutos) coletados pelo detetor, e sua tradução em termos de grandezas físicas tais como trajetórias, energias, momenta, identificação de partículas etc.

Toda a parte de decodificação e interpretação dos dados brutos, eliminação de ruídos, correção de regiões não instrumentadas, etc. resultam em certos objetos característicos, tais como traços no CD, deposições de energia nos calorímetros e traços nas câmaras de múons. Tais algoritmos são escritos pelos especialistas em cada um dos sub-detetores. Em um estágio seguinte, novos algoritmos tratam da associação dos objetos acima com objetos físicos, tais como elétrons, fótons, jatos hadrônicos e múons, bem como da rejeição de *backgrounds* a estes objetos.

A quantidade de dados coletados em um período típico de 12 meses é de cerca de $2,0 \times 10^7$ eventos, ou 10 Terabytes de dados. Cerca de 10% destes eventos, escolhidos dentre os melhores segundo os critérios disponíveis no Nível 2, são diretamente enviados para a chamada **Linha Expressa**, para serem imediatamente reconstruídos. A amostra total é reconstruída em *farms* de processadores Silicon Graphics 4D/35. A capacidade

de produção desta *farm* é de cerca de 100 mil eventos por dia, suficiente para manter a reconstrução *off-line* em dia com a tomada de dados.

Para cada arquivo de dados brutos, dois arquivos são gerados pelo programa de reconstrução. Arquivos STA mantêm toda a informação bruta, e adiciona a ela a informação gerada na etapa de reconstrução, podendo ser usada em reconstruções posteriores que venham a ser necessárias. Cada evento de STA possui aproximadamente 600 kb. Arquivos DST contêm uma versão reduzida do evento, mantendo apenas as variáveis necessárias aos estágios subseqüentes de análise *off-line*, tais como parâmetros dos múons, elétrons e jatos reconstruídos, e descartando toda a informação bruta do detetor. A forma DST de um evento contém tipicamente 20 kb. Os arquivos STA são mantidos apenas em fita, enquanto que os arquivos DST ficam disponíveis em disco durante um significativo período de tempo, no chamado grupo servidor de arquivos (DØFS, de DØ File Server). Com este objetivo, o DØFS dispõe de cerca de 300 Gb de capacidade de armazenamento em discos!

Um catálogo com todos os arquivos produzidos pela reconstrução é mantido em uma base de dados de produção (PDB, de *Production Database*), baseada em Rdb. A PDB guarda também informações sobre fitas, versões de *triggers*, filtros e programas de reconstrução. Utilitários de consulta podem ser usados para construir listas de subconjuntos de dados em conformidade com condições específicas. Neste catálogo, cada arquivo de dados possui um nome genérico, que o define univocamente. Com o auxílio do sistema FATMEN^[49], estes nomes genéricos podem ser diretamente solicitados pelos programas de análise *off-line*, para o acesso a qualquer arquivo (em formato bruto, DST ou STA), de qualquer *run* coletado, onde quer que esteja este arquivo (disco no DØFS, ou fita), para acesso em escalas de tempo que vão desde poucos segundos, para arquivos preexistentes em disco, até poucas horas, para arquivos localizados unicamente em fitas.

De particular interesse para este trabalho é a reconstrução de múons na região SAMUS, cujo algoritmo está descrito na seção 4.2.

3.4.3 Simulação Monte Carlo

A simulação de Monte Carlo é, sem qualquer dúvida, uma das ferramentas mais importantes para a física experimental de altas energias. Uma simulação detalhada nos permite avaliar a performance de qualquer detetor no estudo de qualquer processo físico passível de modelagem, antes mesmo que o primeiro parafuso tenha sido colocado

no lugar.

Podemos dividir os diversos estágios da simulação Monte Carlo em dois grandes grupos: primeiro, a simulação de processos físicos, envolvendo todas as características relevantes de cada processo; segundo, a simulação do detetor, que nos mostra como o detetor “enxerga” cada evento, processo, etc.

Em nosso caso, para simular a colisão $p\bar{p}$ e os processos físicos envolvidos na produção de partículas nestas colisões, usamos o modelo ISAJET, o qual já foi discutido na Sec. 2.4. Portanto, nesta seção nos limitaremos a discutir a simulação do detetor propriamente dito.

Além de ser essencial durante a fase de análise física dos dados coletados, a simulação Monte Carlo do detetor $D\emptyset$ foi de importância fundamental desde as fases de planejamento e construção. Por exemplo, o desenvolvimento do código completo de reconstrução de eventos antes da entrada em operação do detetor exigiu a simulação completa e detalhada do detetor, até o nível de digitalização dos sinais eletrônicos analógicos recebidos pelas ADC's, e incluindo todos os processos físicos de espalhamentos e interações com os materiais empregados no detetor.

O simulador Monte Carlo do $D\emptyset$, chamado $D\emptyset$ Geant, baseia-se no pacote GEANT^[50], desenvolvido pelo CERN. O GEANT fornece meios convenientes de especificar volumes contendo materiais particulares, e simula a passagem de partículas nestes materiais, incluindo toda e qualquer possibilidade de espalhamento e interações com os materiais atravessados. Processos tais como espalhamentos Coulombianos múltiplos e evolução de chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos são acuradamente simulados pelo pacote GEANT, e os depósitos de energia em qualquer volume específico são posteriormente digitalizados, de maneira similar ao tratamento recebido pelos dados brutos verdadeiros nas placas digitalizadoras.

A simulação geométrica do detetor $D\emptyset$ é bastante detalhada. Os detetores centrais e câmaras de múons são detalhadas a nível de fios sensores, materiais de catodo, estruturas de suporte, etc. A simulação dos calorímetros entretanto, é menos completa em virtude dos requisitos de CPU necessários para a simulação detalhada da evolução dos chuveiros. A simulação detalhada de tais chuveiros é substituída por uma parametrização baseada na simulação completa e detalhada de mais de 1 milhão de chuveiros. Além de se mostrar em excelente acordo com a simulação detalhada, tal processo de parametrização da evolução média de chuveiros chega a representar um fator superior a 3000 de economia,

em termos de tempo de processamento de CPU^[51] para a simulação destes chuveiros.

3.4.4 Simulação de Trigger

O sistema de *trigger* do DØ foi brevemente discutido na seção 3.3. Para a consideração adequada dos efeitos do *trigger* em nossa amostra de dados, precisamos estudar detalhadamente os efeitos dos critérios de *trigger* sobre os eventos que estamos interessados em estudar. Ele inclui todos os níveis de *trigger* — níveis 0, 1, 1,5 e 2.

Ao contrário da simulação Monte Carlo, que é uma simulação aleatória, a simulação de *trigger* é exata. Ela parte das informações brutas do detetor, simula todas as etapas de cálculo da lógica de *trigger* até chegar aos bits de *trigger* e de filtro, permitindo uma estimativa precisa da eficiência de *trigger* na detecção de nossos eventos.

Pudemos contribuir bastante no desenvolvimento de uma parte significativa desta ferramenta de *software*, em função de nosso trabalho no projeto e implementação do *hardware* do *trigger* de nível 1 do sistema de múons. Este desenvolvimento incluiu as regiões de *overlap* e de SAMUS em sua totalidade, e veio a ter uma importância fundamental neste trabalho, para a estimativa da eficiência de detecção de múons, sobre a qual falaremos mais adiante, no capítulo 3.

O funcionamento do *hardware* foi brevemente descrito na subseção 3.3.2. A minha participação no desenvolvimento do simulador de *trigger* consistiu basicamente em simular a lógica de coincidência de cada uma das placas eletrônicas do LIMU — identificadores de trilhas, de tripletes e placas contadoras. Na verdade este simulador foi desenvolvido antes mesmo da implementação destas placas no sistema, sendo desta forma usado nos estudos que antecederam sua implementação, em estudos de viabilidade. O projeto inicial teve que ser alterado algumas vezes, em função dos resultados que obtivemos em nossos estudos de viabilidade^[52].

Uma vez implementado, o LIMU demonstrou ser um sistema bastante robusto, com um baixo número de falhas a nível de *hardware*. O maior problema existente está no tempo gasto para a decisão do LIMU, especialmente nas regiões OS e SS, ambas no lado sul, onde temos cabos mais longos trazendo as *trigger latches* para a eletrônica de *trigger*, além de um nível extra de lógica de coincidência, necessária para o cálculo de tripletes nas estações SAMUS.

3.4.5 Pacotes de Análise

Os programas de análise constituem a parte final de todo o processamento dos dados. É nesta etapa que fazemos estudos específicos a um determinado tópico de física.

Em geral, arquivos DST contém toda a informação necessária a esta etapa de processamento, o que permite rápido acesso aos dados, em poucos minutos. O usuário pode fazer sua análise da forma que mais lhe convier. Existem utilitários para realizar filtragens (chamadas *strips*), encher histogramas ou construir N-tuplas. A estrutura ZEBRA do evento permite inclusive a criação de bancos definidos pelo usuário, possibilitando métodos mais sofisticados de análise, onde estes bancos possam ser guardados juntamente com o restante do evento.

No presente trabalho, a maior parte de nossa análise foi realizada com a utilização de N-tuplas, portanto esta etapa de processamento consistiu basicamente em encher as N-tuplas com as variáveis de interesse para a análise, as quais foram cuidadosamente analisadas interativamente, com uso do sistema PAW^[53]. Os detalhes desta análise interativa estão discutidos no próximo capítulo.

Capítulo 4

A Análise de Dados

Neste capítulo discutiremos todo o tratamento dos dados coletados pelo experimento, tendo em vista a extração de nossos resultados. A primeira seção deste capítulo traz uma discussão sobre nossa amostra de Monte Carlo, que se constitui no principal guia de bons critérios para a seleção de nossa amostra de múons.

Em seguida mencionaremos como é feita a determinação experimental da seção de choque de produção de múons, a partir da distribuição de múons observados. Veremos como foi feita a seleção dos eventos que fizeram parte de nosso trabalho, tanto a nível de *trigger* quanto através de cortes *off-line*. Descreveremos os procedimentos de estimativa das eficiências de cada etapa do processo de detecção e reconstrução dos múons, bem como da contaminação (*background*) existente na amostra coletada.

A seção 4.8 mostra como são estimados os erros sistemáticos associados aos diversos procedimentos envolvidos na determinação de σ^{μ} .

No final deste capítulo nossos resultados são apresentados, discutidos e comparados com as predições teóricas apresentadas ao final do capítulo 2.

4.1 A Simulação de Múons a Baixos Ângulos

Nossa primeira tentativa de gerar uma amostra de Monte Carlo contendo múons na região de baixos ângulos consistiu no uso do gerador ISAJET para a simulação dos processos de interação forte nas colisões $p\bar{p}$ (*unbiased* NLO QCD^[31]). Os eventos de maior interesse foram divididos em duas amostras básicas de múons: os provenientes de

decaimentos de quarks *bottom* e os de quarks charme.

Entretanto, dois fatores tornaram inviável a utilização desta simulação. Primeiro, apenas uma fração ínfima dos múons assim produzidos são gerados na região do SAMUS, sendo que destes, praticamente todos eles possuem momentum transversal tão pequeno que os impede de satisfazer as exigências do *trigger*.

Segundo, os eventos completos gerados pelo ISAJET possuem uma multiplicidade média de partículas carregadas na região do SAMUS muito menor que a multiplicidade típica de eventos reais, não sendo assim uma representação fiel dos dados reais. Na verdade este problema pode ser resolvido pelo tratamento apropriado dos eventos simulados, em uma etapa de simulação posterior ao D0Geant, chamada MUSMEAR, com o objetivo de reproduzir mais fielmente as características de ruídos, ineficiências, halos de feixe, etc. Entretanto, esta fase da simulação ainda não foi desenvolvida adequadamente para as regiões frontais do detetor, e isto nos levou a procurar uma solução alternativa, que melhor representasse o perfil típico dos eventos na região SAMUS.

Uma opção que se mostrou bastante interessante foi usar a simulação de múons isolados, com variáveis cinemáticas geradas aleatoriamente, segundo uma distribuição uniforme. Em seguida estes múons simulados são processados pelo pacote D0Geant, e suas informações brutas são combinadas com a informação bruta de eventos MINBIAS reais¹. A idéia embutida neste procedimento é de que não há razão para que os partons que não participam diretamente do espalhamento duro se comportem de forma diferente em eventos que contenham quarks $b\bar{b}$. Assim, a combinação de eventos ora descrita, à qual nos referiremos como **amostra combinada**, pode ser usada como um bom modelo da produção de quarks *bottom*, desde que tenhamos em mente as limitações do procedimento acima descrito. Um exemplo de tal limitação seria o estudo da correlação entre múons e jatos provenientes de um mesmo quark *bottom*, caso típico em que esta amostra combinada claramente não deve ser usada.

Assim, geramos amostras contendo cerca de 20.000 múons com distribuições uniformes em momentum transversal e em pseudo-rapidez, na seguinte região cinemática:

$$\begin{aligned} 1\text{GeV} < p_{T\mu} < 30\text{GeV} \\ 2,2 < |\eta_{\mu}| < 3,3 \end{aligned} \quad (4.1)$$

¹Eventos MINBIAS são aqueles nos quais a única exigência a ser satisfeita é a presença de uma colisão inelástica (Nível 0) com boa localização espacial do vértice primário ($z_{\text{fast}} < 97$ cm).

Em seguida estes eventos foram processados através do simulador do detetor, D0Geant, e combinados com eventos MINBIAS coletados em *runs* dedicadas, com luminosidade instantânea de cerca de $3 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, similar à dos dados coletados para esta análise. Esta amostra foi depois reconstruída, e pôde ser usada em várias das etapas de análise, descritas nas seções seguintes.

4.2 A Seleção de Eventos *On-line*

Devido às altas taxas de *trigger* de múons a baixos ângulos, os eventos de nossa amostra real foram coletados em *runs* dedicadas do detetor, com baixa luminosidade instantânea — $O(3 \times 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$.

O *trigger* exigiu um candidato a múon no Nível 1, com *hits* nos três planos de cada uma das três estações SAMUS, seguido de confirmação no Nível 1,5. Os candidatos aprovados eram enviados ao filtro (Nível 2), que usava critérios mais sofisticados para a seleção de múons. Dentre estes critérios exigidos no Nível 2 podemos destacar:

- uma boa qualidade no ajuste dos *hits* a uma trajetória;
- um número mínimo de *hits* em cada trajetória (doze *hits*);
- a confirmação dos traços pelos calorímetros;
- um desvio de trajetória no interior dos magnetos SAMUS que seja compatível com o campo magnético local (i.e. $\Delta\vec{P}$ deve ter direção radial em relação à linha de feixe, não alterando o azimuth do traço);
- um momentum transverso mínimo de 1 GeV/c.

Ainda assim, algumas vezes se tornava necessário a aplicação de preescalamentos, visando reduzir a taxa de eventos a um nível aceitável para gravação em fitas magnéticas. Tais preescalamentos são levados em conta na determinação da luminosidade integrada da respectiva coleta de dados. Nossa análise está baseada numa luminosidade integrada total $\int \mathcal{L}(t) \cdot dt = (37,7 \pm 4,5) \text{nb}^{-1}$, com cerca de 30000 eventos armazenados em fitas magnéticas.

Posteriormente, os eventos foram submetidos ao pacote oficial de reconstrução de dados. Após descartar maus *hits* (por exemplo, *hits* cujos tempos de arrasto estejam

fora de limites aceitáveis), o algoritmo de reconstrução de múons na região SAMUS procura combinações de *hits* formando tripletes (combinações $x \cdot y \cdot u$) nas estações B e C. Dois tripletes B e C de mesmo azimuth são combinados em um segmento retilíneo, o qual define um ponto M no plano XY que divide o toróide SAMUS ao meio (v. Fig. 4.1). Um segundo segmento retilíneo, ligando o ponto M ao ponto de interação, é usado para selecionar os *hits* mais próximos em cada plano da estação A.

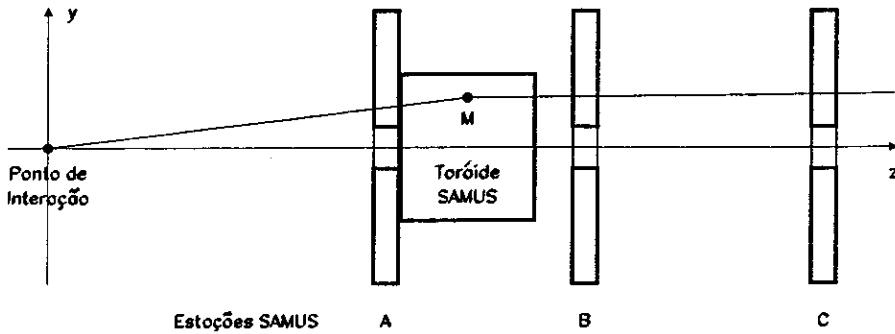


Figura 4.1: Algoritmo de reconstrução de trajetórias de múons no SAMUS.

Segue-se a reconstrução completa do traço em dois segmentos retilíneos independentes, antes e depois do magneto, levando em conta a localização espacial de cada *hit* a partir dos tempos de arrasto. Eventualmente a informação de outros subdetetores pode também ser usada (VTX, FDC, EC). O momentum do múon é estimado pela deflexão da trajetória no interior do magneto, sendo que as perdas de energia nos calorímetros e magnetos são estimadas em função da quantidade de material atravessado, e servem como correção ao momentum do múon.

As informações provenientes da reconstrução de múons são armazenadas em bancos ZEBRA, estando desta forma disponíveis para as etapas posteriores de análise *off-line*. Em nossa amostra de dados coletados foram reconstruídos 10.719 múons.

4.3 A Seleção de Eventos *Off-line*

Devido à alta luminosidade instantânea no DØ ($\sim 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), uma fração significativa dos cruzamentos de feixe (cerca de 20%) contém mais que uma colisão $p\bar{p}$ (interações múltiplas). Em nossa análise procuramos evitar as complicações devidas à possibilidade de interações múltiplas, descartando todo evento no qual existam dois ou mais vértices reconstruídos. Esta exigência introduz uma correção na luminosidade integrada analisada:

$$\int_{\text{analisada}} \mathcal{L} dt = f_{\text{si}} \int_{\text{coletada}} \mathcal{L} dt \quad (4.2)$$

onde f_{si} é um fator de correção que depende da luminosidade média durante a coleta dos dados. Em nosso caso, tomamos:

$$f_{\text{si}} = \frac{\text{eventos com 1 vértice}}{\text{Total de eventos}} \quad \text{para cada run} \quad (4.3)$$

A Fig. 4.2(a) mostra a distribuição do número de vértices reconstruídos em cada evento (N_{vert}), e a Tab. 4.1 fornece um detalhamento da correção feita na determinação da luminosidade integrada analisada, que será empregada na determinação de $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$.

Run #	Luminosidade Integrada (nb-1)		# múons	múons/Lum
	Coletada	Analisada		
81349	5,6	4,8	564	117
81352	10,8	9,0	1120	125
81354	21,3	18,2	2026	111
Total	37,7	32,0	3710	116

Tabela 4.1: Número total de candidatos a múons nos dados reais, por nb^{-1} de luminosidade integrada.

Durante a análise *off-line* critérios adicionais de seleção foram aplicados a esta amostra:

- Cortes cinemáticos: $2,2 < |\eta_\mu| < 3,3$ e $1 \text{ GeV}/c < p_{T_\mu} < 30 \text{ GeV}/c$. O primeiro, em pseudo-rapidez, se restringe à região SAMUS, que nos propomos a estudar. O limite

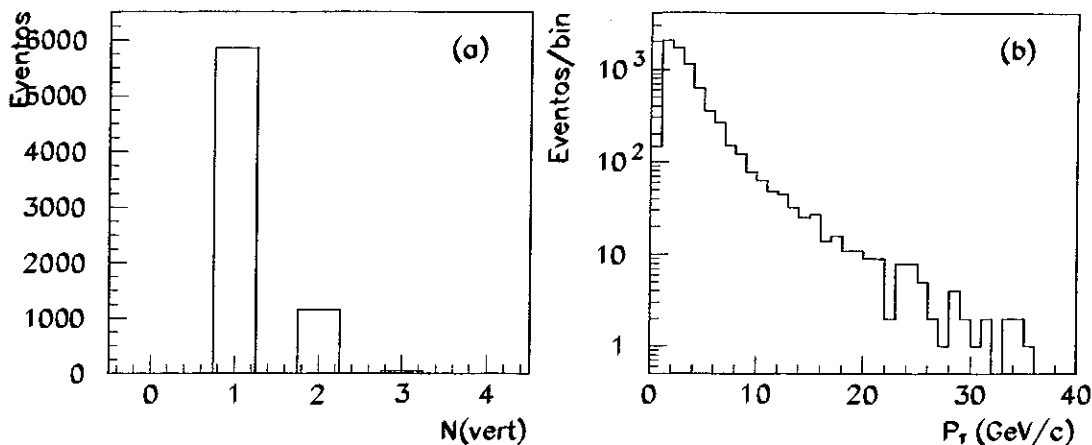


Figura 4.2: Algumas distribuições dos eventos reais coletados: (a) Número de vértices reconstruídos por evento; (b) Momentum transverso.

inferior em momentum transverso apenas confirma *off-line* o corte em momentum transverso aplicado pelo *trigger* de nível 2. Por fim, $p_{T\mu} < 30 \text{ GeV}/c$ decorre da baixa estatística de eventos contendo múons em SAMUS com momentum transverso acima daquele valor (v. Fig 4.2(b)), além da baixa resolução de momentum, que é pior quanto maior for o momentum do múon, como veremos mais adiante.

- Número de *hits* (N_{hits}) usados no ajuste da trajetória do múon. Como foi mostrado na Fig. 3.15, a geometria dos planos de PDT's no SAMUS foi projetada de modo a não permitir que um múon o atravessasse sem deixar pelo menos dois *hits* em cada plano, totalizando 18 *hits* por múon. A Fig. 4.3 compara distribuições de números de *hits* usados nos ajustes de trajetórias de múons, para Monte Carlo e dados reais. Em nossa análise descartamos os candidatos que não tivessem um mínimo de 16 *hits* no ajuste de trajetória, o que leva em conta a possibilidade de ineficiências ou de *hits* “adulterados” pela presença de outros *hits* na mesma PDT.
- Confirmação nos calorímetros: para que seja visto nas estações SAMUS, os múons têm que atravessar os calorímetros frontais e os toróides SAMUS, neles depositando parte de sua energia. Os calorímetros frontais podem medir a energia neles depositada, podendo assim ser usados para confirmar os traços reconstruídos, rejeitando falsos traços formados pela combinação acidental de sinais (*background* combinatório), quando geralmente não ocorre qualquer deposição de energia nos calorímetros.

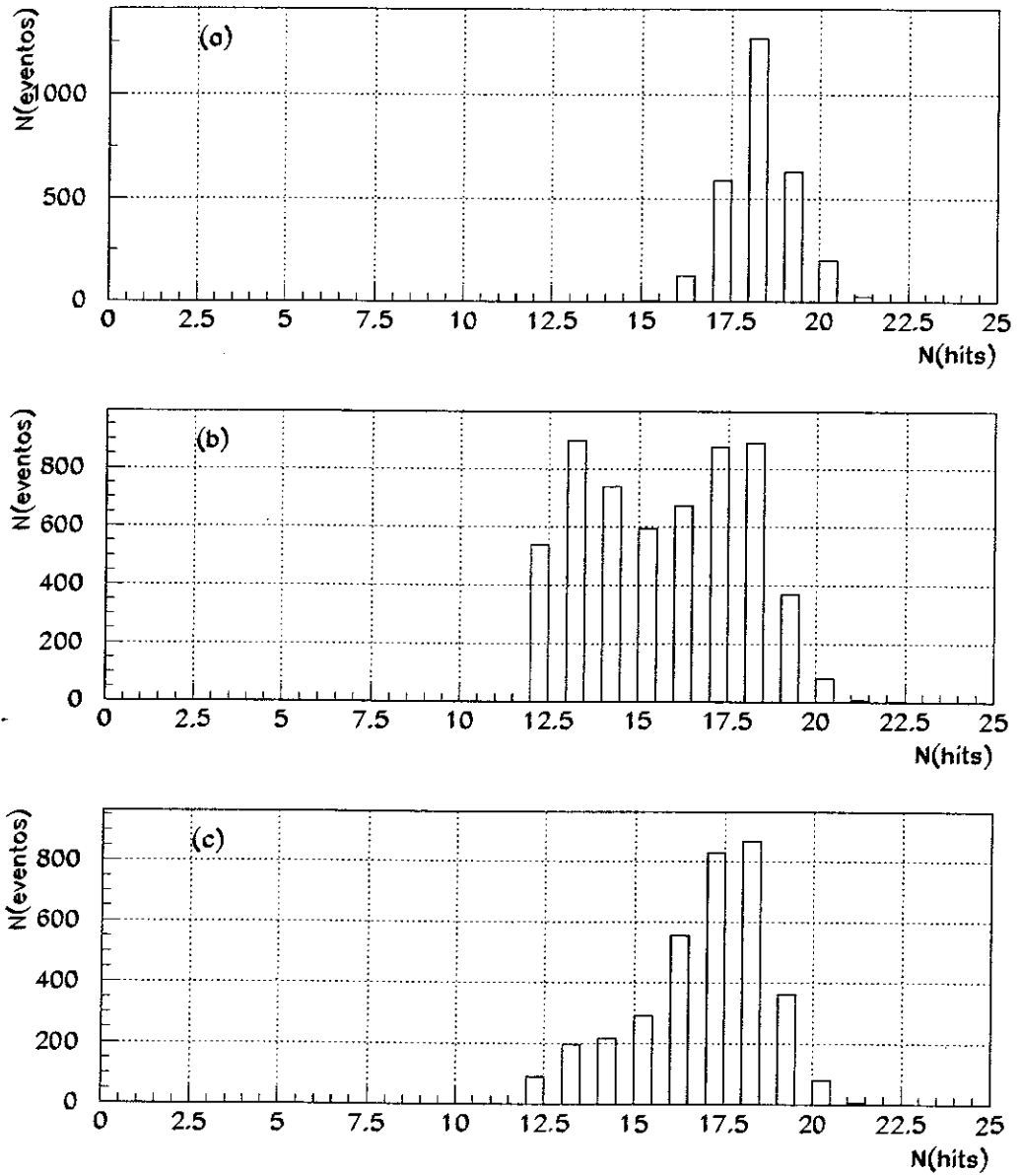


Figura 4.3: Comparação entre número de *hits* nos ajustes de trajetória dos múons. (a) Monte Carlo; (b) Dados reais, antes dos cortes *off-line*; (c) Dados reais, após os cortes *off-line*.

A confirmação nos calorímetros é feita pela exigência de uma energia mínima (E_{had}) depositada pelo múon nos calorímetros hadrônicos, compatível com a passagem de uma MIP (*Minimum Ionizing Particle*). Na Fig. 4.4 podemos ver a comparação entre a energia depositada nos calorímetros hadrônicos, por múons simulados e pelos candidatos a múons em nossa amostra de dados reais.

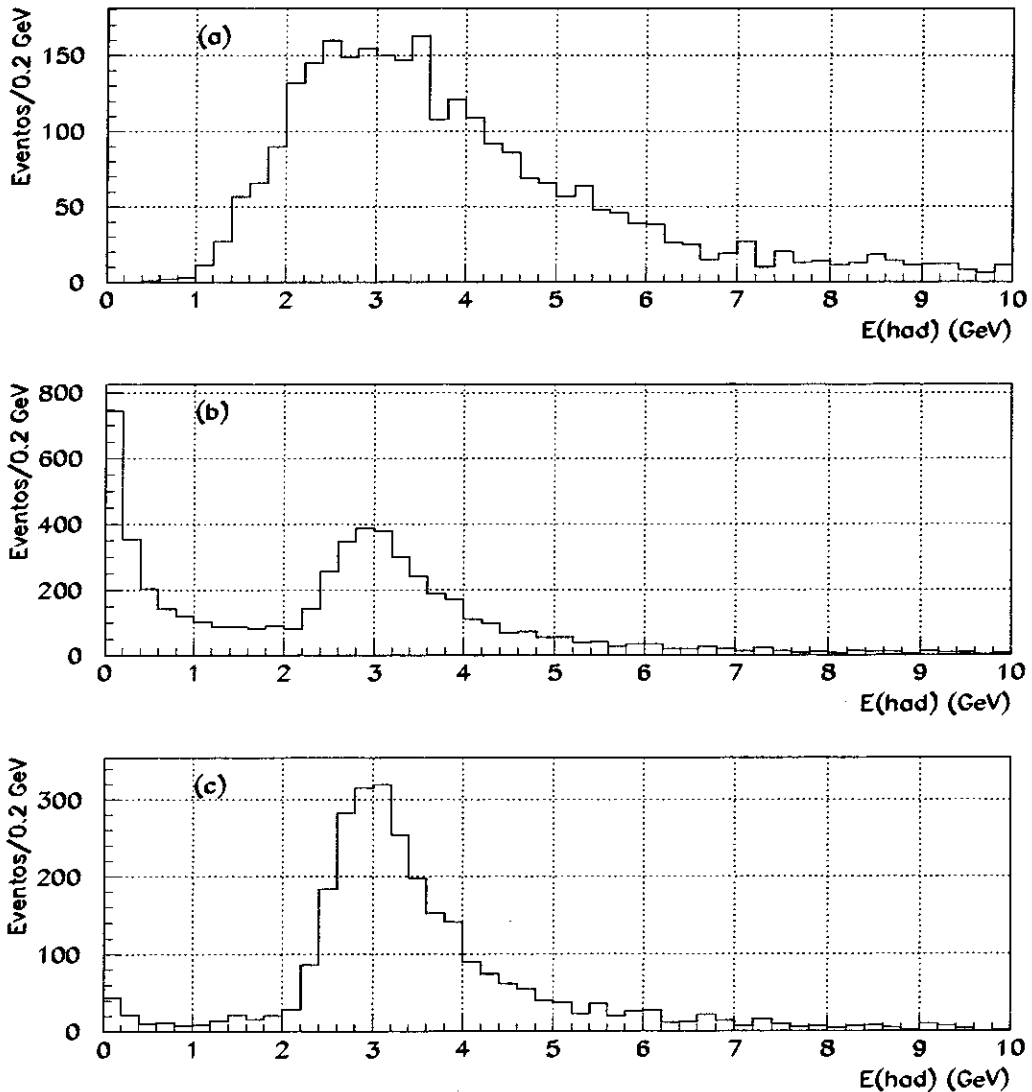


Figura 4.4: Comparação entre a energia depositada nos calorímetros hadrônicos. (a) Monte Carlo; (b) Dados reais, antes dos cortes *off-line*; (c) Dados reais, após os cortes *off-line*.

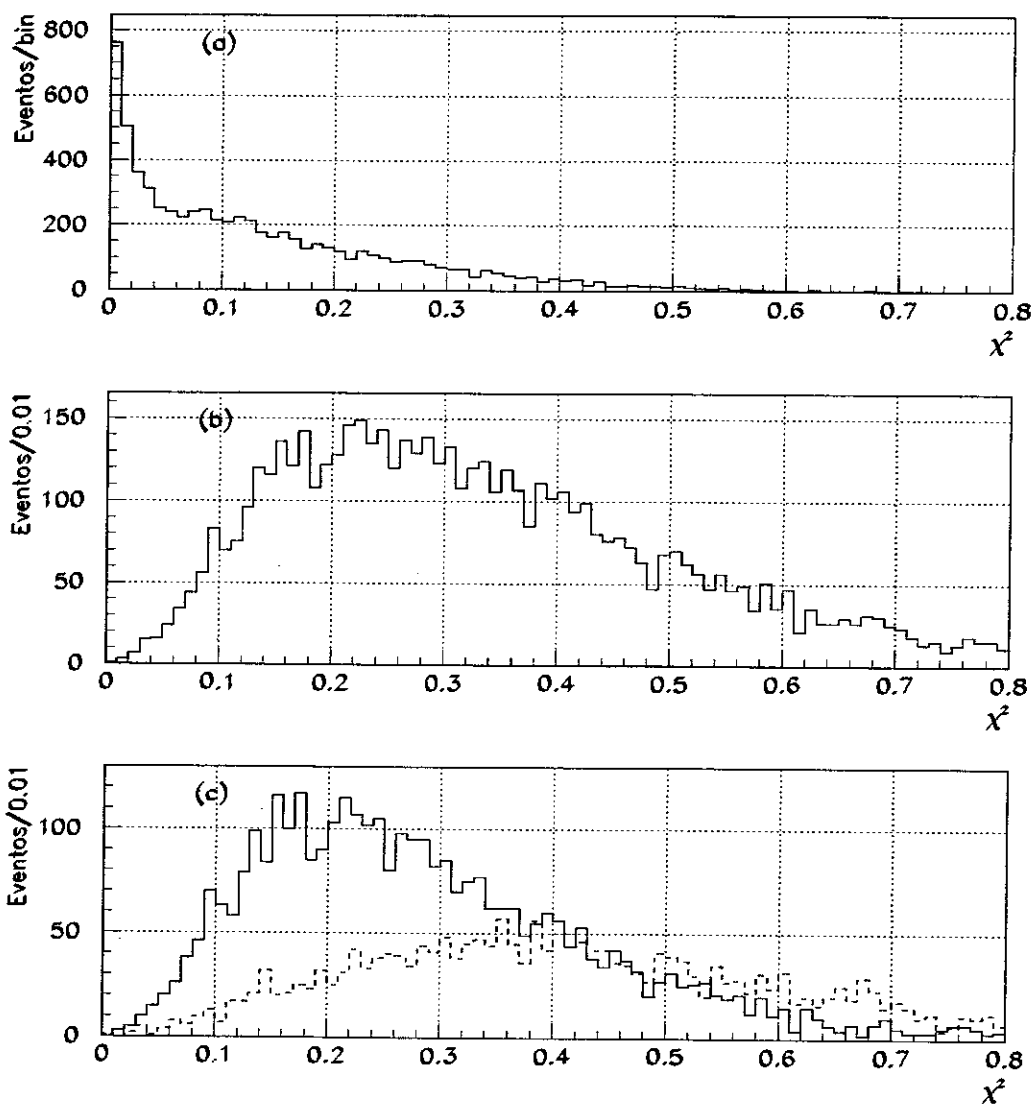


Figura 4.5: Comparação das distribuições de χ^2 dos ajustes de trajetória de múons na região SAMUS. (a) Monte Carlo; (b) Candidatos a múons nos dados reais; (c) Divisão dos candidatos de (b) em bons múons ($E_{\text{had}} > 2 \text{ GeV}$, linha cheia) e *background* ($E_{\text{had}} < 2 \text{ GeV}$, linha tracejada).

- χ^2 do ajuste de trajetória. Na Fig. 4.5 podemos ver as distribuições de χ^2 para dados reais e Monte Carlo, e podemos perceber que a simulação Monte Carlo não reflete com precisão a distribuição observada nos dados. Temos aqui um exemplo claro de que existem ainda vários ajustes a serem feitos na simulação Monte Carlo do SAMUS, para torná-la mais representativa de nossa amostra de dados reais.

Entretanto, a Fig. 4.5(c) mostra que existe alguma diferença significativa nas distribuições de χ^2 entre bons múons ($E_{\text{had}} > 2 \text{ GeV}$) e *background* ($E_{\text{had}} < 2 \text{ GeV}$). Desta forma, optamos por usar este corte apenas como uma opção para rejeição marginal dos eventos de nossa amostra, atacando a qualidade do ajuste de trajetória – algo

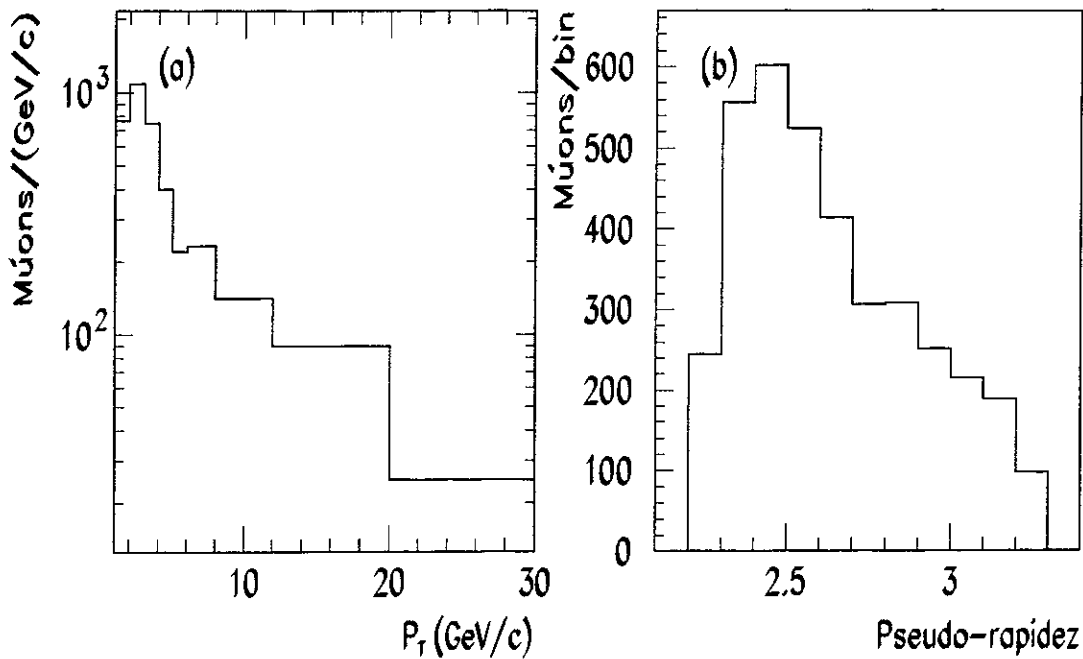


Figura 4.6: Distribuições da amostra final de candidatos a múons observados: (a) momentum transverso e (b) pseudo-rapidez.

ainda não atacado pelos outros cortes. Um corte em $\chi^2 < 0,6$ é pois uma exigência que visa apenas eliminar múons com ajustes de trajetória muito ruins.

Um total de 3.710 múons satisfazem todas as exigências acima, constituindo assim nossa amostra básica de eventos. As distribuições de momentum transverso ($dN/dp_{T\mu}$) e pseudo-rapidez para esta amostra básica estão mostradas na Fig. 4.6. Na parte (b) desta figura, para aumentar a estatística, plotamos $|\eta_\mu|$, não importando se cada múon seja proveniente do norte ou do sul.

É importante notar que experimentalmente, a distribuição $dN/dp_{T\mu}$ é obtida a partir do histograma da Fig. 4.6, onde contamos o número N_i de múons em cada intervalo (ou bin) de p_T , e dividimos pela largura daquele bin, já que os bins de $p_{T\mu}$ não são equidistantes. Esta escolha de bins de largura variável foi motivada visando principalmente reduzir os erros estatísticos na região de alto p_T , onde temos poucos eventos, e levando em conta também o fato de que a resolução de momentum dos múons é pior para maiores momenta.

4.4 Eficiências

Experimentalmente, a seção de choque σ_i^μ de produção inclusiva de múons é calculada em cada bin i de p_T , a partir do número N_i de múons observados naquele bin, através da expressão:

$$\sigma_i^\mu = \frac{N_i - B_i}{\varepsilon \int \mathcal{L} dt} \quad (4.4)$$

onde B_i é a fração estimada de *background* contida no bin i , ε é a eficiência global de detecção de múons e $\int \mathcal{L} dt$ é a luminosidade integrada total correspondente à amostra analisada.

O passo mais importante para a conversão de $dN/dp_{T\mu}$ em $d\sigma^\mu/dp_{T\mu}$ está na determinação da eficiência global de detecção de múons, ε . É fundamental que cada uma das fontes de ineficiência de detecção seja analisada e estimada, para que seu efeito possa ser incluído em ε , corrigindo desta forma o resultado final.

A amostra de Monte Carlo costuma ser a principal fonte de informação para a estimativa das diversas contribuições a ε , sendo que o método básico de estimativa consiste na comparação do número de eventos antes e depois de cada um dos critérios de seleção, ou cortes:

$$\varepsilon_{MC}(corte) = \frac{N(\text{passaram pelo corte})}{N(\text{antes do corte})} \Big|_{MC} \quad (4.5)$$

Como um método adicional, complementar e independente de estimativa das eficiências de alguns dos cortes, podemos usar a própria amostra de dados reais, assumindo que após os cortes finais temos uma amostra pura de múons, e estimar as eficiências de modo semelhante àquele descrito no parágrafo anterior.

$$\varepsilon_{\text{dados}}(corte) = \frac{N(\text{passaram pelo corte})}{N(\text{antes do corte})} \Big|_{\text{dados}} \quad (4.6)$$

Temos assim uma maneira de verificar os programas de simulação, que ainda estão em estágio de desenvolvimento para a região de baixos ângulos, sendo que várias fontes típicas de ineficiência ainda não são simuladas com a devida precisão. Podemos concluir que a eficiência real para um corte qualquer seria um valor tipicamente menor

do que ϵ_{MC} . Da mesma forma, como os dados contêm uma fração de *background* a qual queremos rejeitar com a aplicação do corte, temos que o denominador da equação acima deve estar superavaliado. Decorre deste raciocínio que a eficiência real deve estar contida entre as estimativas acima:

$$\epsilon_{\text{dados}} < \epsilon_{\text{real}} < \epsilon_{MC}, \forall \text{ corte} \quad (4.7)$$

Trata-se a equação acima de um valioso vínculo que temos para a confiança em nossas estimativas de eficiências dos diversos cortes, especialmente quando ϵ_{MC} e ϵ_{dados} são valores próximos. Quando não o são, torna-se necessário um maior cuidado com a estimativa de ϵ_{real} .

A Tab. 4.2 mostra os valores obtidos para as estimativas de eficiências nos diversos critérios de seleção de eventos, nos quais assumimos não haver dependência com as variáveis cinemáticas do múon (tais como $p_{T\mu}$ ou η_{μ}).

Estimativa baseada em	ϵ_{MC}	ϵ_{dados}	ϵ_{real}
Seleção <i>on-line</i> (fatores extra)			
K_{L_1} Corte de multiplicidade (L1)		0,46	0,46
K_{L_2} Confirm. nos calorímetros (L2)		0,94	0,94
Seleção <i>off-line</i>			
$N_{\text{hits}} \geq 16$	0,99	0,85	0,90
$E_{\text{had}} > 2 \text{ GeV}$	0,91	0,94	0,94
$\chi^2 < 0,6$	0,99	0,96	0,96
$\epsilon_{\text{offline}}$			0,81

Tabela 4.2: Estimativas das eficiências correspondentes a vários critérios de seleção, como estimados a partir de Monte Carlo e dados reais. Geralmente as estimativas baseadas nos próprios dados reais parecem ser mais realistas do que aquelas obtidas a partir da simulação Monte Carlo.

De um modo geral ϵ_{dados} parece ser uma estimativa mais realista do que ϵ_{MC} , especialmente se olharmos para algumas variáveis, como por exemplo χ^2 , sobre a qual já tecemos alguns comentários. Por esta razão optamos por usar a própria estimativa ϵ_{dados} como a eficiência dos cortes *off-line*, exceto para o caso de N_{hits} , que como mencionamos anteriormente, foi tratada com mais cuidado, devido à diferença significativa entre ϵ_{dados} e ϵ_{MC} para o mesmo. Por isso usamos um terceiro procedimento, mais cuidadoso, para estimar a eficiência deste corte.

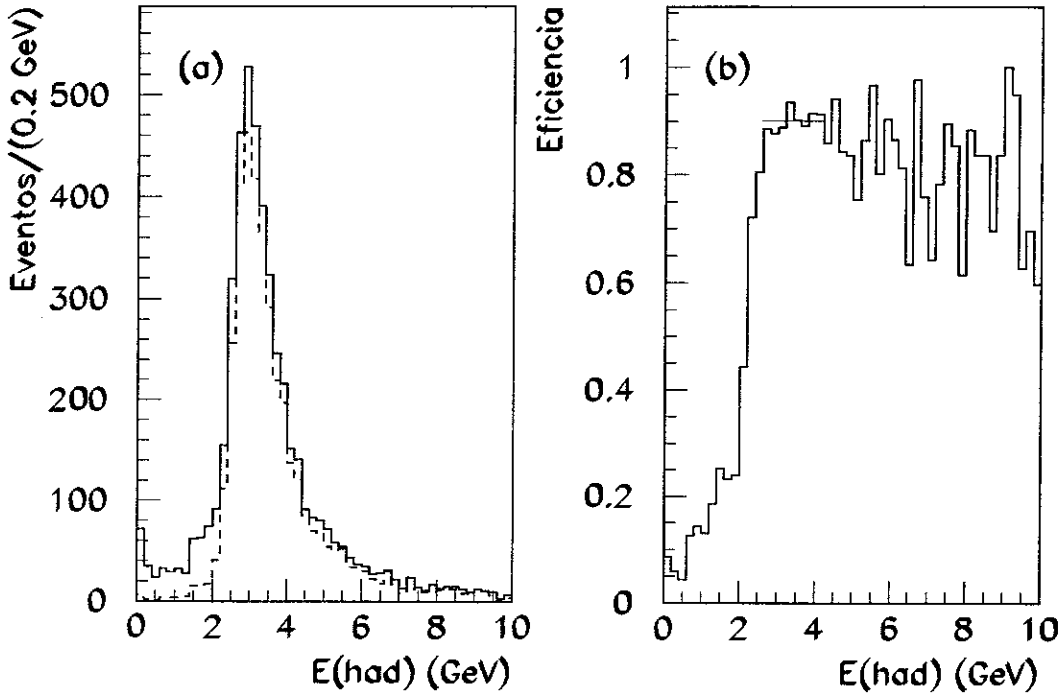


Figura 4.7: Procedimento empregado para estimar a eficiência do corte $N_{hits} > 16$. (a) Distribuições de E_{had} antes e depois do corte em N_{hits} . (b) Razão dos dois histogramas em (a), onde a região do pico de E_{had} foi ajustada a uma constante.

Este procedimento, ilustrado na Fig. 4.7, consiste em tomar a razão dos histogramas antes e depois do corte em N_{hits} , ajustando a região do pico por uma constante, e tomando o valor ajustado como uma estimativa da eficiência estudada. Como esperado, a região de baixa E_{had} sofre mais os efeitos do corte, enquanto a região de alta E_{had} possui baixa significância estatística. O valor obtido por este procedimento, $\varepsilon_{N_{hits}}$, está mostrado na última coluna da Tab. 4.2, e foi usado para a determinação de $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$.

Outras fontes de ineficiências, tais como aceitação geométrica, *triggers* (Níveis 1, 1,5 e 2) e reconstrução, foram detalhadamente estudados com amostras gigantescas de Monte Carlo^[54], e mostraram-se fortemente dependentes das variáveis cinemáticas do múon (momentum p_μ , pseudo-rapidez η_μ , azimuth ϕ_μ e carga elétrica q). O produto destas eficiências, $\varepsilon_{Trig.Reco}(p_\mu, \eta_\mu, \phi_\mu, q)$, foi então tabelado e codificado em um conjunto de sub-rotinas, as quais foram usadas para a determinação das eficiências de uma forma individual, evento a evento.

Na Fig. 4.8 podemos ver a dependência espacial de $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$, para três diferentes combinações de energia e carga elétrica do múon. Nesta figura, X e Y representam as coordenadas cartesianas, como definidas no sistema global de coordenadas do DØ (v. Fig. 3.11), de modo que temos uma visão frontal da estação SAMUS Sul-A ($z_A = 4,244m$) como vista a partir do ponto de interação. Nesta figura, a densidade de pontos em (a) é proporcional à $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$ em cada ponto, enquanto que em (b-d) esta dependência é ilustrada com o auxílio de curvas de nível (note que (a) e (b) são equivalentes). As curvas de nível mostradas representam os pontos da superfície $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}(X, Y)$ iguais a um determinado valor (0,20 para a linha cheia, e 0,05 para a linha tracejada). Os contornos mostrados, explicados no texto, representam os limites do corte fiducial, como será descrito na seção seguinte.

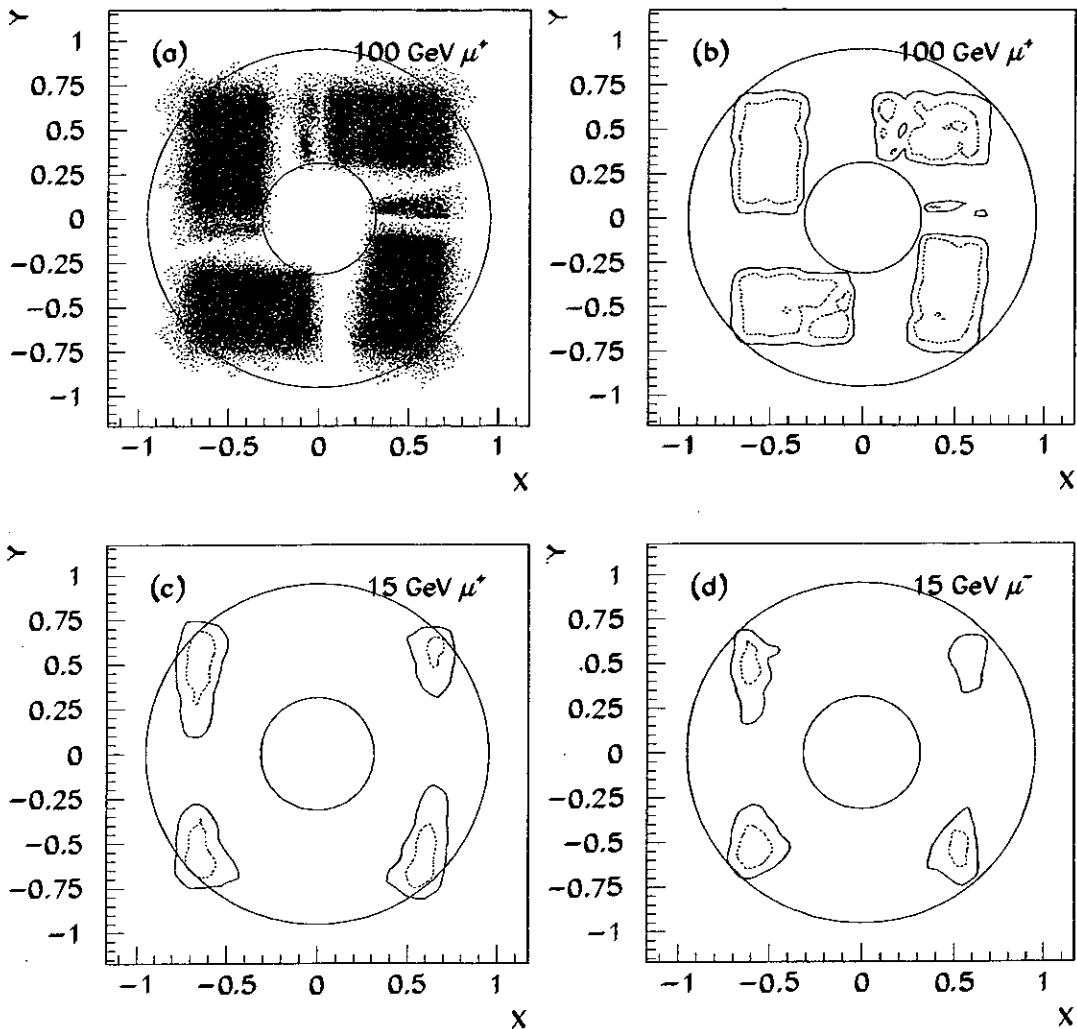


Figura 4.8: Dependência espacial de $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$, em coordenadas cartesianas, para diferentes valores de energia e carga elétrica: (a) μ^+ de 100 GeV, mostrada em forma de *scatterplot*; (b) como em (a), em forma de curvas de nível; (c) Curvas de nível para μ^+ de 15 GeV; (d) Como em (c) para μ^- . Os contornos mostrados, explicados no texto, representam os limites do corte fiducial, como será descrito na seção seguinte.

Pode-se notar claramente a existência de quatro regiões eficientes ($\sim 70\%$), separadas por regiões de eficiência muito baixa, próxima a zero. A baixa eficiência destas regiões é devida a problemas existentes nas tabelas de *trigger* de Nível 1,5 da região SA-MUS, utilizadas para a coleta dos dados analisados no presente trabalho. Este problema já foi sanado recentemente, e mais dados devem estar disponíveis para análise em breve.

4.4.1 Corte Fiducial na Eficiência de Detecção

De acordo com a Eq. 4.4, cada evento que participa da determinação de σ_i^μ é histogramado com um peso proporcional a $1/\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$. A Fig. 4.9(a) mostra a distribuição de $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ para os candidatos a múons de nossa amostra final, e podemos ver que vários eventos são reconstruídos em regiões de baixa eficiência, e por isso recebem pesos muito altos na histogramação. Tais eventos devem ser descartados através de um corte “fiducial”, no qual exige-se que cada candidato tenha um valor mínimo de eficiência para que possa participar do processo de determinação da seção de choque σ_i^μ .

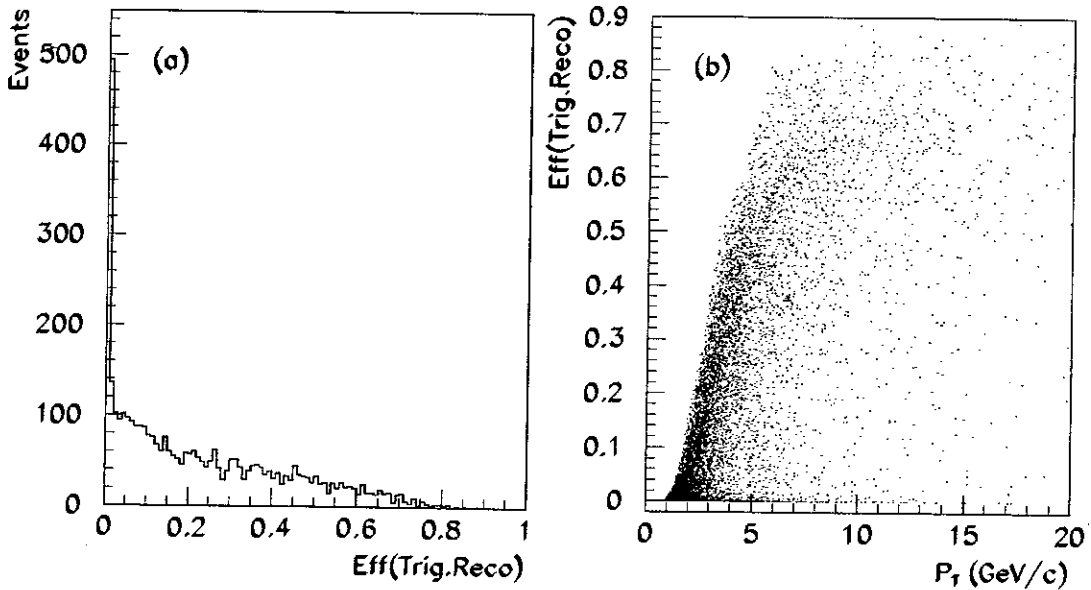


Figura 4.9: Distribuições de $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ para os candidatos a múons na amostra final. (a) Vários múons são reconstruídos em regiões de baixa eficiência $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$. (b) Um corte inferior em $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ indiretamente corresponde a um corte inferior no momentum transverso.

Este corte equivale a um corte fiducial, puramente geométrico, na medida em que toda e qualquer combinação (η, ϕ) que aponte para uma região com $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ menor que o valor escolhido é sumariamente descartada da análise. Vemos também na Fig. 4.9(b) que um limite inferior em $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ corresponde a um corte inferior em momentum transverso. Esta correlação é decorrente do limiar de momentum transverso associado ao *trigger*.

Como qualquer corte fiducial, a correção a este corte em $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ é feita com base na correspondente *aceitação* (\mathcal{A}), definida pela razão entre a área mantida pelo corte fiducial (A_{fid}) e a área total (A_{tot}):

$$\mathcal{A} = \frac{A_{\text{fid}}}{A_{\text{tot}}} \quad (4.8)$$

onde A_{tot} correspondente à região limitada pelos círculos da Fig. 4.8, ou seja, a região cinemática de nossa análise, $2,2 < |\eta_{\mu}| < 3,3$.

A Fig. 4.10 mostra graficamente a dependência de \mathcal{A} com a carga elétrica e com o momentum do múon, para três valores típicos do corte fiducial. Note o caráter monotonicamente crescente para μ^- , contrastando com a existência de um máximo para μ^+ . Isto ocorre devido à configuração do campo magnético no interior dos toróides SAMUS, que no lado Sul tende a jogar μ^+ 's em direção ao centro da estação, e μ^- 's no sentido oposto. Este mesmo fato ocorre às avessas no lado Norte, privilegiando a detecção de μ^- 's. Note ainda que, à medida que a energia do múon aumenta, \mathcal{A} tende ao mesmo valor assintótico para μ^+ 's e μ^- 's, como deve ser, devido ao desvio cada vez menor provocado pelo campo magnético em partículas mais energéticas.

Para avaliar a estabilidade do corte fiducial, estudamos a variação de σ_i^{μ} em cada bin de $p_{T\mu}$ como função do valor usado para o corte. No caso ideal (ou seja, estatística infinita e conhecimento perfeito de $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$, um aumento no valor do corte fiducial reduziria o número de eventos que contribuem para um dado bin de p_T . Porém \mathcal{A} seria também reduzida na mesma proporção, de modo que as seções de choque corrigidas pelo corte fiducial permaneceriam inalteradas, para qualquer valor usado para o corte fiducial, em qualquer dos bins de p_T . Então σ_i^{μ} não dependeria do valor usado para o corte fiducial, e qualquer valor poderia ser escolhido.

A Fig. 4.11 mostra a variação de σ_i^{μ} em função da escolha do corte fiducial, como observada em nossa amostra final, para cada um dos bins de momentum transverso. De um modo geral, as curvas parecem seguir o mesmo padrão: um pequeno crescimento

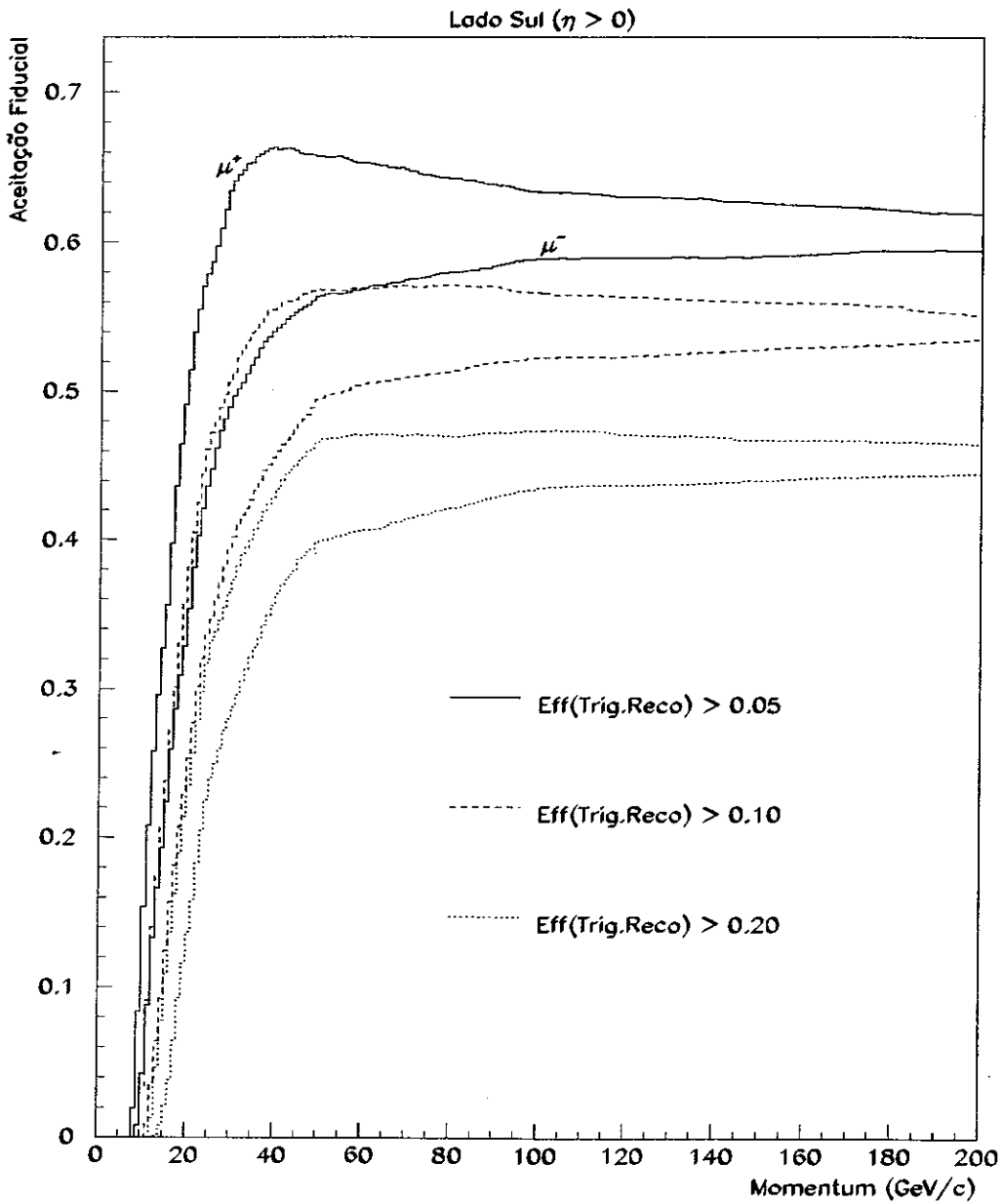


Figura 4.10: Aceitação do corte fiducial, baseada na fração da área mantida pelo corte fiducial (interior dos contornos) em relação à área total de análise (área contida entre os círculos).

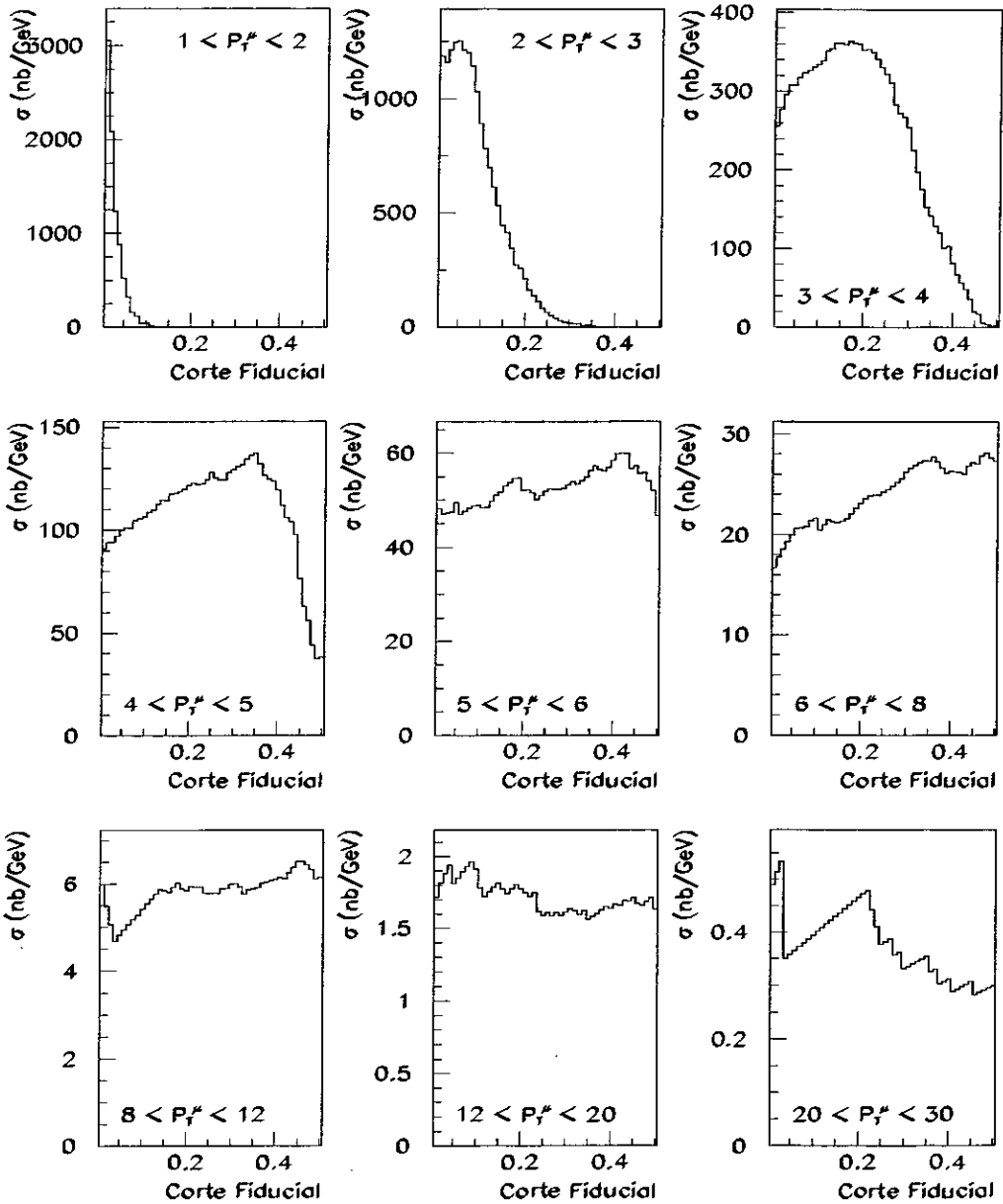


Figura 4.11: Variações das seções de choque em função do valor usado no corte fiducial, para cada bin de p_T usado no tratamento dos dados.

no início, estabilizando-se em um determinado ponto, para finalmente decrescer até zero.

A primeira tendência, de crescimento lento e constante, reflete o caráter finito de nossa amostra, quando nenhum evento é perdido por culpa do aumento no corte fiducial. Sem compensação à redução de \mathcal{A} , σ_i^{μ} cresce lentamente. A segunda parte é o esperado *plateau* de estabilidade, mencionado no parágrafo anterior como sendo o comportamento ideal. No terceiro caso entramos na região em que o corte fiducial reduz drasticamente a população daquele bin de p_T , devido à citada correspondência entre o corte fiducial e um corte em p_T (v. Fig. 4.9(b)). A redução drástica da população no bin de p_T faz com que a própria seção de choque decresça rapidamente até zero. Ao escolher o valor do corte fiducial a ser usado, claramente devemos evitar este terceiro regime.

Analisando a Fig. 4.11, vemos que o primeiro bin de p_T encontra-se no terceiro regime desde o princípio, o que deve ser interpretado como a incapacidade atual do detetor DØ em extrair medidas físicas usando múons abaixo de 2 GeV/c de momentum transverso na região frontal (SAMUS).

Para os outros bins, os valores do corte fiducial foram escolhidos de modo a manter as seções de choque no regime de estabilidade. Escolhemos os limites inferiores de $\varepsilon_{\text{Trig.Reco}}$ como sendo de 0,05 para $2 < p_T < 3$ GeV/c, e de 0,20 para $p_T > 3$ GeV/c.

Tendo em vista a determinação da seção de choque (Eq. 4.4), precisamos agora fazer uma estimativa da quantidade de *background* existente em nossa amostra. Este é o assunto da seção seguinte.

4.5 Backgrounds

Apesar dos cortes *off-line* aplicados para rejeição de *background*, sempre haverá uma certa quantidade de *background* na amostra. Precisamos estimar a quantidade de *background* (B) em nossa amostra, para que possamos avaliar seu impacto no cálculo da seção de choque.

A maior fonte de *background* a múons na região SAMUS provém de combinações acidentais de *hits* formando um traço fictício. Estes traços tendem a ser formados por um número menor de *hits* do que os traços legítimos, e em geral não possuem confirmação nos calorímetros.

A Fig. 4.12 mostra distribuições de energia hadrônica (E_{had}) depositada nos ca-

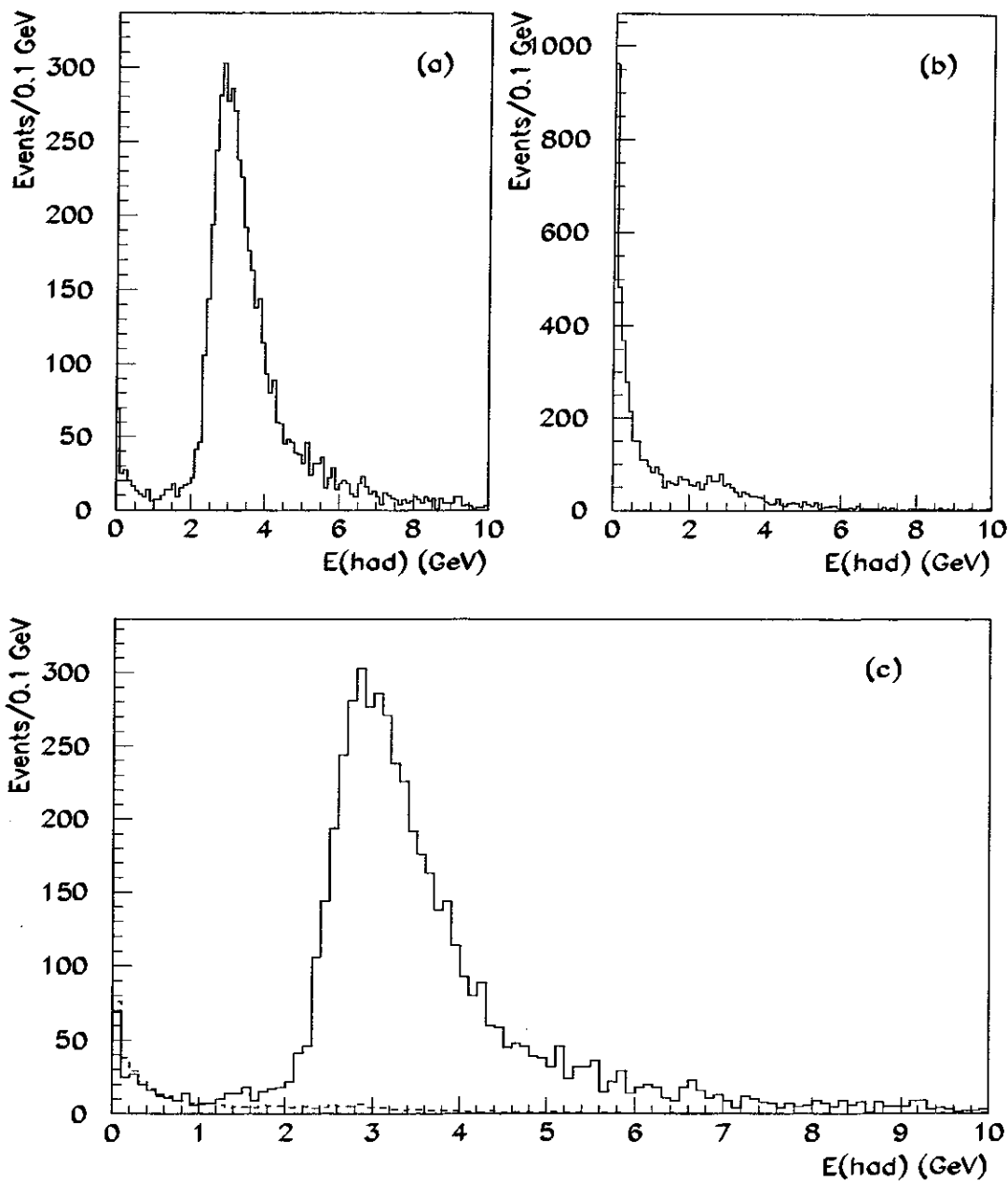


Figura 4.12: Estimativa da fração de *background* com base na energia hadrônica (E_{had}) depositada nos calorímetros: (a) amostra final de múons; (b) múons com menos do que 16 *hits* ao longo da trajetória; (c) Procedimento de estimativa de *background* na amostra final, como descrito no texto.

lorímetros para dados reais, comparando traços com poucos *hits* aos traços que satisfazem os critérios de seleção descritos na seção 4.3, exceto a própria exigência de confirmação nos calorímetros.

Assumindo que a região de baixa E_{had} é devida totalmente a *background* combinatorial, podemos estimar B normalizando-se os dois histogramas na região de baixa E_{had} , e comparando-se as áreas de cada histograma para valores de $E_{\text{had}} > 2$ GeV. O procedimento é ilustrado na Fig. 4.12(c), onde a distribuição normalizada de *background* é mostrada com linha tracejada. Obtemos como resultado uma fração de 2,3% de *background* contido na amostra final de múons.

Um processo análogo pode ser usado com a outra variável de qualidade do múon, N_{hits} . Neste caso, usamos E_{had} como variável de controle, e definimos “bons múons” e *background* como $E_{\text{had}} > 2$ GeV e $E_{\text{had}} < 2$ GeV, respectivamente. Existe um grande *overlap* entre as distribuições de N_{hits} para bons múons e para *background*, mas podemos assumir que cada distribuição individualmente pode ser bem representada por uma gaussiana, e desta forma ajustamos os histogramas usando funções gaussianas para representar cada uma das contribuições.

Primeiramente ajustamos a distribuição de *background* por uma gaussiana $g_b(x)$ (Fig. 4.13(a)). Em seguida fixamos o valor médio e a largura de $g_b(x)$, deixando apenas a sua amplitude como parâmetro livre, e ajustamos a distribuição da Fig. 4.13(b) para obter os parâmetros da segunda gaussiana, $g_\mu(x)$. Finalmente, aplicamos os cortes *off-line* finais, e fazemos um novo ajuste ao histograma da Fig. 4.13(c), de onde extraímos a fração de *background* em nossa amostra a partir da área sob a primeira gaussiana, $g_b(x)$, na região $N_{\text{hits}} \geq 16$. O procedimento está mostrado na Fig. 4.13, e o resultado encontrado, $B = 1,2\%$, é compatível com aquele obtido a partir de E_{had} .

Existem também outras fontes de *background*, tais como halos de feixe, raios cósmicos, *punchthrough*, etc. Contudo estima-se que, na região do SAMUS, todas estas contribuições são desprezíveis quando comparadas ao *background* combinatorial, estimado anteriormente. Este último, por sua vez, é tão pequeno quando comparado com algumas das incertezas envolvidas (v. seção 4.8), que no presente trabalho optamos por não fazer nenhuma subtração de *background*. Ou seja, simplesmente desprezaremos a fração de contaminação existente em nossos dados para a determinação da seção de choque, usando $B_i = 0$ na Eq. 4.4.

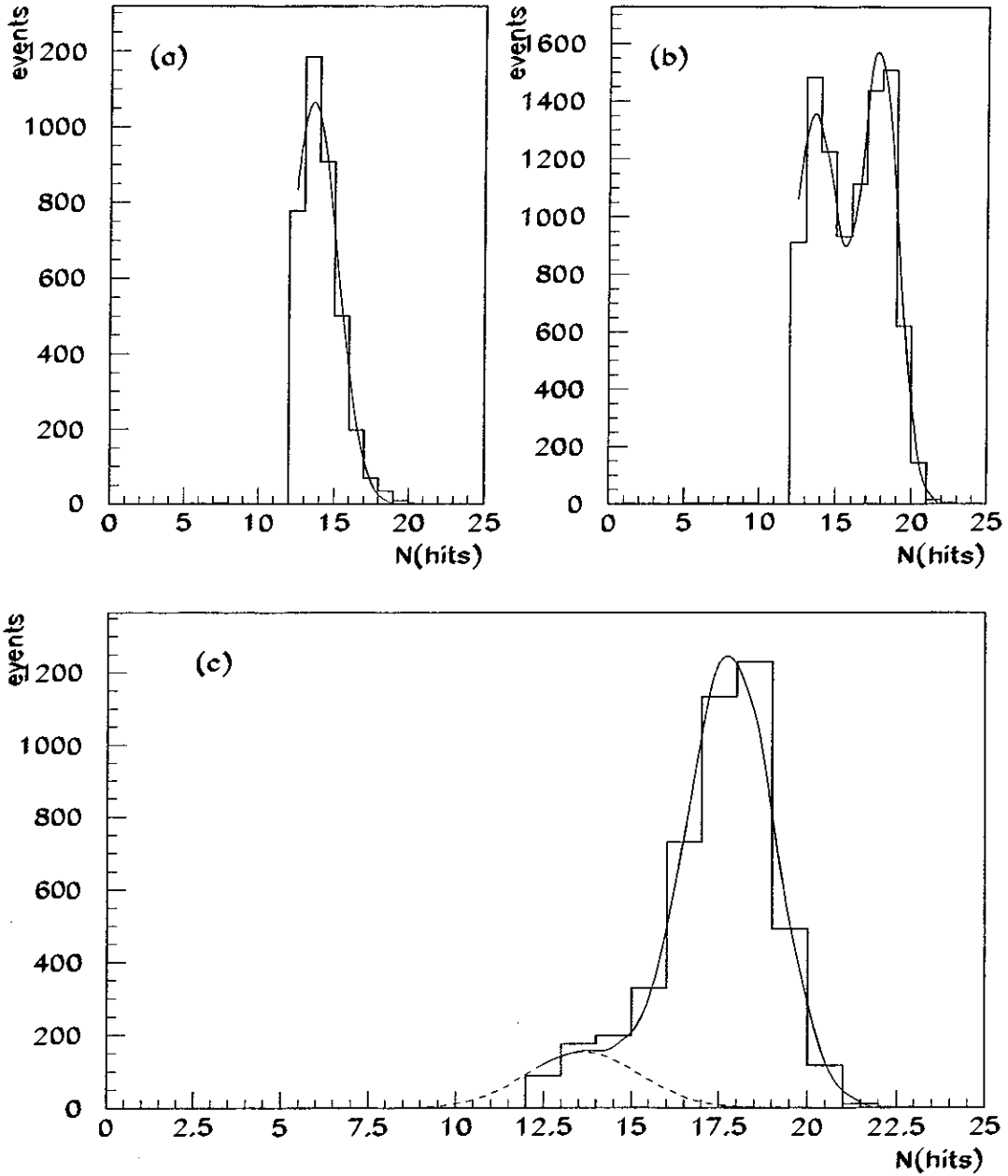


Figura 4.13: Usando a distribuição de N_{hits} para uma estimativa independente da contaminação de *background* em nossa amostra final: (a) distribuição de *background* ($E_{\text{had}} < 2 \text{ GeV}$); (b) dados reais sem cortes *off-line*; (c) Procedimento de estimativa de *background* na amostra final, como descrito no texto.

4.6 O Espectro Experimental

De posse de toda a informação obtida até aqui, podemos então determinar $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$ usando a Eq. 4.4. A luminosidade integrada foi estimada na Tab. 4.1. A contaminação de *background* foi desprezada.

A eficiência global de detecção de múons (ε) é estimada a partir do produto das eficiências associadas aos critérios de seleção *on-line* e *off-line*, sendo que os fatores extra mencionados na Tab. 4.2 devem ser introduzidos como correção à eficiência de *trigger*:

$$\varepsilon_{\text{online}} \equiv K_{L_1} K_{L_2} \varepsilon_{\text{Trig.Reco}} \quad (4.9)$$

e portanto, acrescentando as eficiências dos cortes *off-line*, e ainda a correção ao corte fiducial, temos a eficiência global de detecção de múons na região SAMUS, dada por:

$$\varepsilon = K_{L_1} K_{L_2} \varepsilon_{\text{offline}} \varepsilon_{\text{Trig.Reco}}(p, \eta, \phi, q) \mathcal{A}(p, q) \quad (4.10)$$

onde p , η , ϕ e q representam respectivamente o momentum, pseudo-rapidez, azimute e carga elétrica de cada múon.

A substituição das estimativas acima na Eq. 4.4 nos fornece a conversão de dN/dp_{T_μ} para $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}$. Então dividindo-se o resultado pelo intervalo total de pseudo-rapidez ($\Delta\eta$) usado em nossa análise, obtemos o espectro experimental $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu} \Delta\eta$, o qual está mostrado graficamente na Fig. 4.14. Este resultado é apresentado na forma de um histograma de bins variáveis.

Na seção seguinte faremos um último tratamento no espectro de momentum transversal da seção de choque de produção inclusiva de múons, e para este propósito devemos associar cada bin de p_T a uma abscissa.

Usar como abscissa o centro de cada bin não é um procedimento ótimo, especialmente quando os bins são largos e existe uma grande inclinação do espectro $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu} \Delta\eta$. Lafferty e Wyatt^[55] sugerem que usemos a abscissa x_{1w} , tal que:

$$f(x_{1w}) = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_l}^{x_h} f(x) dx \quad (4.11)$$

onde x_l e x_h são os limites inferior e superior de cada bin, $\Delta x \equiv x_h - x_l$ e $f(x)$ é a

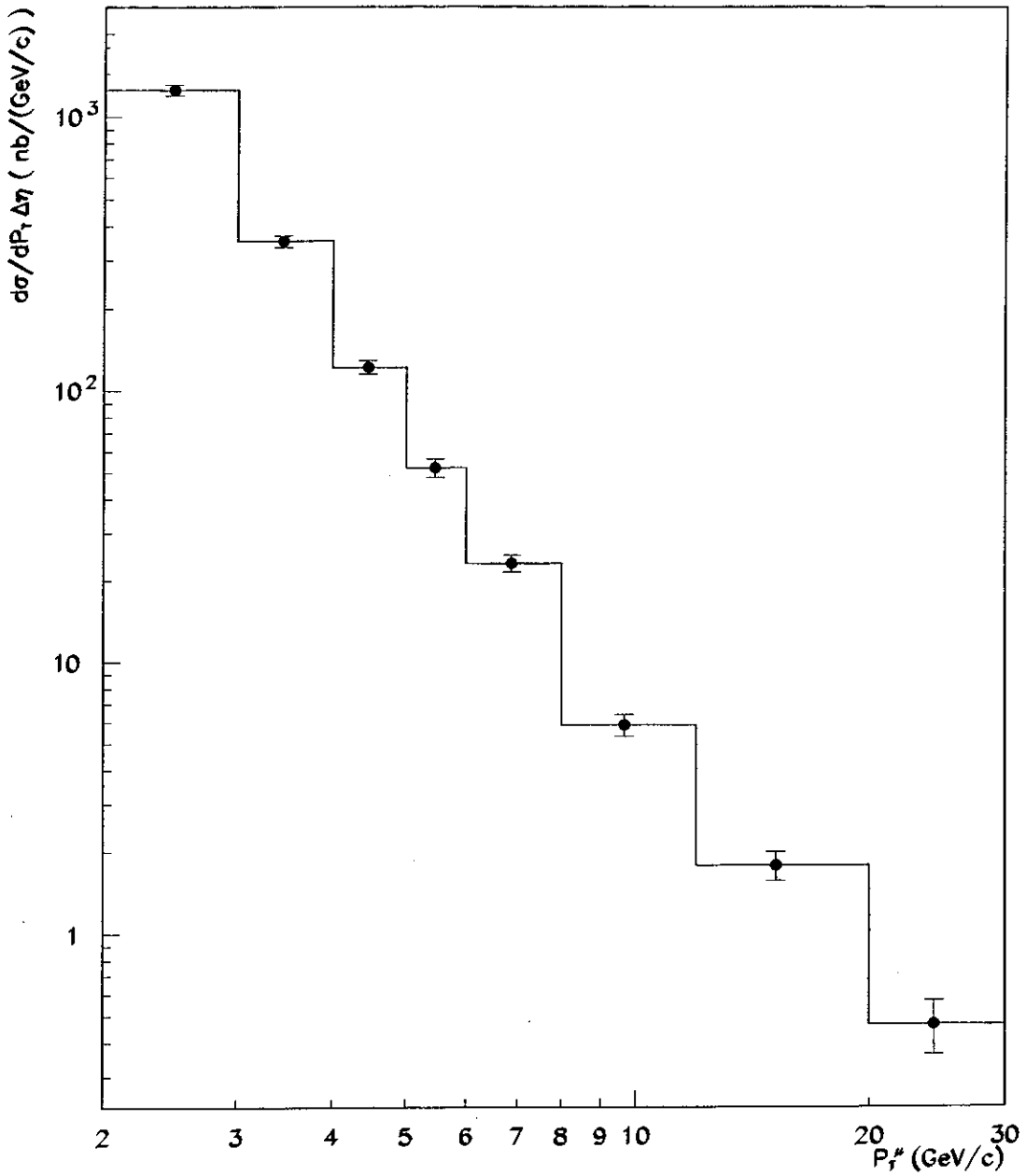


Figura 4.14: O espectro experimental encontrado para a seção de choque de produção inclusiva de múons a baixos ângulos, representado por um histograma de bins variáveis. Usando a prescrição da Ref. [55], representamos este espectro pelos pontos experimentais, aqui mostrados com erros estatísticos apenas.

distribuição esperada (ver Fig. 2.7) após ser distorcida (*smear*) devido à resolução de momentum no SAMUS. Note que, como veremos na próxima seção, não devemos usar diretamente a função teórica $F(x)$ (linha cheia da Fig. 2.7) na Eq. 4.11, pois esta não deve ser comparada diretamente aos dados experimentais. Devemos usar a função distorcida $f(x)$.

Desta forma, representamos o espectro experimental por meio de nove pontos, cujas ordenadas são as seções de choque de cada bin de p_T , e cujas abscissas são calculadas pela Eq. 4.11. Estes pontos também estão mostrados na Fig. 4.14, com barras de erro estatísticas.

4.7 Resolução de Momentum

Um grande problema com a observação de múons no detetor $D\emptyset$ é a degradação da resolução na medida de seus momenta. Ou seja, o momentum medido não é exatamente igual ao momentum real do múon, mas encontra-se distribuído em torno do valor deste.

Esta degradação na medida do momentum no $D\emptyset$ pode ser atribuída, em primeiro lugar, à ausência de campo magnético no volume central do detetor $D\emptyset$, o que nos impede de usar as informações do detetor central para a determinação de momentum. Assim, ao atingir as camadas mais internas do sistema de múons, os múons já atravessaram uma grande quantidade de material (detetor central, calorímetros, etc.), sujeitando-se portanto a espalhamentos Coulombianos múltiplos. Além disso, a incerteza no alinhamento, ou seja, no posicionamento exato das diversas câmaras e estações do sistema de múons contribui também para piorar a resolução de momentum, especialmente na região de altos momenta, onde a trajetória do múon é praticamente retilínea.

Estes efeitos devem ser levados em conta antes que possamos fazer uma comparação entre o espectro observado e as predições teóricas. A resolução de momentum na região SAMUS foi estimada^[56] pela simulação de múons isolados, através do pacote D0Geant (v. seção 3.4.3), para cinco valores de momentum transverso. Comparando-se os momenta original e reconstruído temos uma estimativa da resolução na medida dos momenta dos múons. A resolução piora bastante com o aumento da energia dos múons, como pode ser constatado pela Fig. 4.15.

Em seguida os pontos obtidos foram ajustados a uma função do momentum

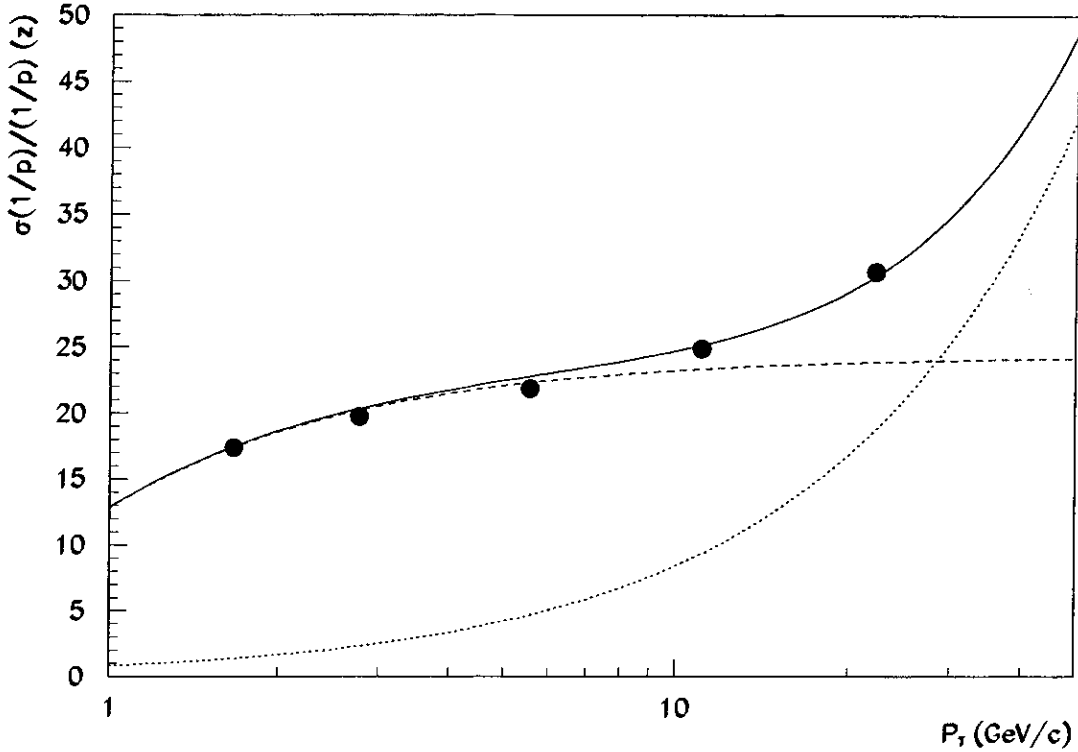


Figura 4.15: A resolução de momentum na região SAMUS, como função do momentum transversal (Adaptado de [56]). A linha tracejada (pontilhada) representa a contribuição devida a espalhamentos Coulombianos múltiplos (incerteza na posição das estações SAMUS). A linha sólida é a soma quadrática destas duas contribuições.

transverso, que representa a função de resolução de momentum no SAMUS:

$$\frac{\sigma(1/p)}{1/p} = \sqrt{\sigma_{\text{Coul}}^2 + \sigma_{\text{Posic}}^2} \quad (4.12)$$

onde σ_{Coul} e σ_{Posic} são respectivamente as contribuições devidas a espalhamentos coulombianos múltiplos e a incertezas nas posições das estações SAMUS, representadas por:

$$\sigma_{\text{Posic}} = 0,845p_T \quad \text{e} \quad \sigma_{\text{Coul}} = 24,4 \left(1 - \frac{0,475}{p_T}\right) \quad (4.13)$$

O espectro experimental da Fig. 4.14 foi corrigido usando um procedimento descrito por Elvira *et al.*^[57], que consiste basicamente em tomar uma forma funcional $F(p_T, \alpha_i)$ contendo N parâmetros livres α_i , que se ajuste bem ao espectro esperado (linha cheia da Fig. 2.7). A função F é convoluída com uma função $G(p'_T - p_T)$, gerando uma função distorcida, $f(p'_T, \alpha_i)$, que representa a distribuição experimental incluindo os efeitos

devidos à resolução do detetor. A função distorcida f depende dos mesmos N parâmetros que F :

$$f(p'_T, \alpha_i) = \int G(p'_T - p_T) F(p_T, \alpha_i) dp_T \quad (4.14)$$

onde a função de distorção $G(p'_T - p_T)$ é uma gaussiana de largura $\sigma(1/p)$ dada pela Eq. 4.12.

Os pontos experimentais são ajustados pela função distorcida $f(p'_T, \alpha_i)$, de onde obtemos estimativas para os N parâmetros livres, α_i . A substituição destes parâmetros de volta em $F(p_T, \alpha_i)$ nos dá a distribuição corrigida que, após a distorção $G(p_T)$ devida à resolução na medida do momentum dos múons, melhor se ajusta aos pontos experimentais da Fig. 4.14.

Em nosso caso usamos uma função a 3 parâmetros:

$$F(p_T, \alpha_i) = \frac{\alpha_1}{p_T^{\alpha_2}}, \quad \forall p_T > \alpha_3 \quad (4.15)$$

Note que o parâmetro α_3 aqui é apenas uma representação grosseira de um limiar de filtragem (*range-out*) dos múons de baixo momentum pelo material dos calorímetros frontais e dos magnetos SAMUS. Como parâmetro livre, ele representa o limite inferior da integração numérica efetuada no desenvolvimento da Eq. 4.14. A melhor estimativa para os três parâmetros livres usados são apresentados na Tab. 4.3.

Parâmetro	Valor ajustado	Erro (1σ)
α_1	$2,914 \times 10^5$	$0,23 \times 10^5$
α_2	5,775	0,071
α_3	1,602	0,037

Tabela 4.3: Valores ajustados para os três parâmetros livres usados no procedimento de correção da distorção devida à resolução de momentum.

Os resultados deste processo de correção estão mostrados na Fig. 4.16. A linha tracejada representa a função $f(p'_T, \alpha_i)$ depois do ajuste aos pontos experimentais, os quais são mostrados na figura em círculos negros, com barras de erros estatísticos. A linha cheia representa a distribuição corrigida, $F(p_T, \alpha_i)$. Note o impacto da resolução na

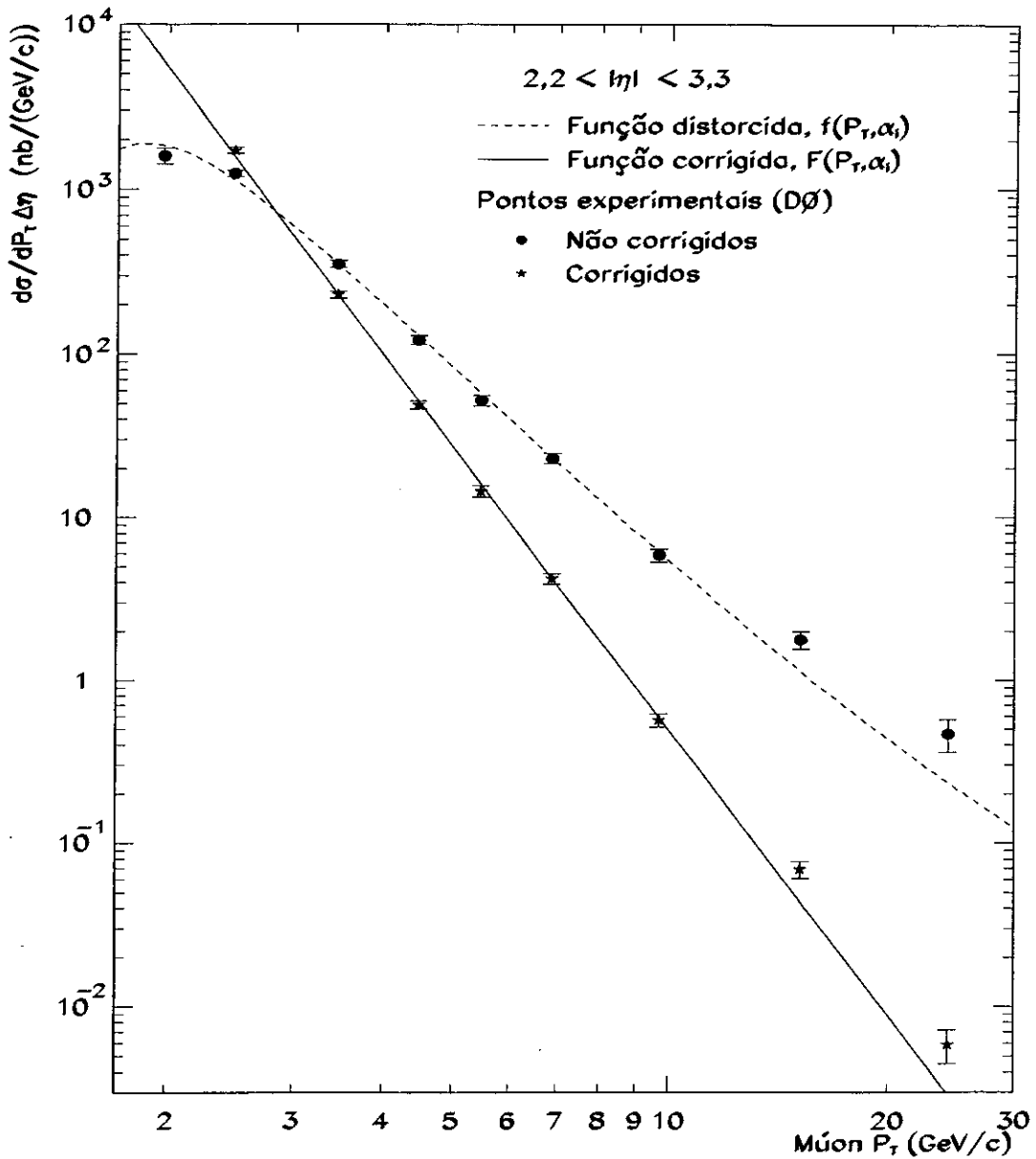


Figura 4.16: Resultado do procedimento de correção devido à resolução de momentum. A função corrigida $F(p_T, \alpha_i)$, é representada pela linha cheia. A linha tracejada representa a função distorcida, $f(p'_T, \alpha_i)$, a qual foi ajustada aos pontos experimentais. As barras de erro nos pontos experimentais representam os erros estatísticos. Os pontos obtidos pelo procedimento de correção são também mostrados.

medida do momentum, especialmente na região de alto p_T , comparando as curvas sólida e tracejada.

A partir dos resultados deste procedimento de correção, pontos experimentais corrigidos podem ser determinados de acordo com a expressão:

$$\left. \frac{d\sigma^\mu}{dp_{T\mu} \Delta\eta} \right|_{\text{corrigida}} = \frac{F(p_T, \alpha_i)}{f(p_T, \alpha_i)} \left. \frac{d\sigma^\mu}{dp_{T\mu} \Delta\eta} \right|_{\text{não corrigida}} \quad (4.16)$$

Os pontos corrigidos assim obtidos também são mostrados na Fig. 4.16, como estrelas. Estes pontos podem ser diretamente comparados com as predições teóricas do modelo ISAJET, apresentadas no final do capítulo 2. Antes disso, contudo, discutiremos o tratamento dos erros sistemáticos envolvidos.

4.8 Análise de Erros

Várias são as possíveis fontes de erros sistemáticos em nossos resultados. Nesta seção descreveremos as principais delas, e fazemos uma estimativa da influência de cada uma na seção de choque final.

Uma das maiores fontes de erro sistemático está na medida da luminosidade integrada coletada. A medida da luminosidade é feita com o auxílio dos hodoscópios do *trigger* de nível 0, e possui uma incerteza associada estimada em 12%. Esta contribuição é obviamente independente de $p_{T\mu}$.

A fração de *background* em nossa amostra final foi estimada em cerca de 2,3%. Como nenhum processo de subtração de *background* foi efetuado, este valor é tomado diretamente como uma estimativa do erro sistemático associado à contaminação da amostra.

Os erros sistemáticos associados à correção do corte fiducial foram estimados a partir das variações nas seções de choque em cada bin (v. Fig 4.11), em torno dos valores escolhidos para o corte fiducial.

Outra importante fonte de erros sistemáticos reside no processo de avaliação das eficiências envolvidas no processo de detecção dos múons. Os erros sistemáticos associados com $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$ foram tomados em cada bin de p_T , como sendo os erros estatísticos associados à amostra de Monte Carlo empregada na estimativa de $\epsilon_{\text{Trig.Reco}}$ [54]. Estes erros são posteriormente combinados em quadratura com os erros associados à determinação

dos fatores K_{L_1} e K_{L_2} .

Os cortes *off-line* possuem também uma contribuição importante nos erros sistemáticos totais. Como uma estimativa das incertezas associadas a estes cortes, tomamos a metade da diferença entre as estimativas com base em Monte Carlo e em eventos reais. Desta forma, os erros associados estão provavelmente superestimados, mas optamos pelo conservadorismo nesta estimativa.

Todas as contribuições acima foram somadas em quadratura, como mostra a Tab. 4.4.

Bin de p_T	Fontes de Erro					Erros Sistemáticos Parciais
	Lumin. integr.	Contam. Backgr.	Corte fiduc.	Effic. On-line	Effic. Off-line	
2 - 3	0,12	0,023	0,086	0,12	0,12	0,23
3 - 4	0,12	0,023	0,086	0,055	0,12	0,20
4 - 5	0,12	0,023	0,062	0,043	0,12	0,19
5 - 6	0,12	0,023	0,051	0,038	0,12	0,18
6 - 8	0,12	0,023	0,084	0,035	0,12	0,19
8 - 12	0,12	0,023	0,032	0,033	0,12	0,18
12 - 20	0,12	0,023	0,10	0,032	0,12	0,20
20 - 30	0,12	0,023	0,19	0,032	0,12	0,26

Tabela 4.4: Detalhes da análise de erros sistemáticos associados ao espectro experimental da Fig. 4.14, ou seja, antes da correção devido à resolução de momentum. A palavra “parcial” na última coluna se refere ao fato que os erros associados ao processo de correção da resolução de momentum ainda não foram considerados até aqui.

Os erros associados ao procedimento de correção dos efeitos do detetor foram estimados pelo uso de diferentes formas funcionais para a distribuição teórica, e principalmente considerando o efeito de uma resolução de momentum ainda pior do que a mostrada na Fig. 4.15. Os resultados foram combinados quadraticamente com os resultados da Tab. 4.4, e estão apresentados na Tab. 4.5. Esta contribuição foi apresentada destacadamente das demais por dois motivos. Primeiro, porque não contribui ao espectro experimental da Fig. 4.14, já que aquele espectro não inclui a correção em função da resolução de momentum. Segundo, ao contrário das demais contribuições mostradas na Tab. 4.4, a incerteza associada à resolução de momentum não pode ser significativamente reduzida, como mencionaremos mais adiante, no final desta seção.

Podemos notar nas Tabs. 4.4 e 4.5 que as maiores contribuições aos erros

Bin de p_T	Err. Sist. parcial	Err. Sist. corr.res.mom.	Err. Sist. Total
2 - 3	0,23	0,063	0,23
3 - 4	0,20	0,075	0,21
4 - 5	0,19	0,036	0,19
5 - 6	0,18	0,027	0,18
6 - 8	0,19	0,113	0,22
8 - 12	0,18	0,273	0,33
12 - 20	0,20	0,473	0,51
20 - 30	0,26	0,603	0,66

Tabela 4.5: Soma em quadratura dos erros sistemáticos experimentais (v. Tab. 4.4) com os erros associados ao procedimento de correção dos efeitos do detetor (resolução de momentum).

sistemáticos são provenientes da medida da luminosidade integrada, da estimativa dos cortes *off-line* e do procedimento de correção dos efeitos de resolução de momentum do detetor.

As incertezas associadas aos cortes *off-line* podem ser significativamente melhorados. Para isso devemos otimizar a simulação do detetor, tornando as amostras de Monte Carlo mais realistas e representativas dos dados reais. Isto deve ser realizado no futuro próximo.

Também parece possível reduzir os erros sistemáticos associados à luminosidade integrada. Esta possibilidade tem sido analisada pelos especialistas, e resultados preliminares indicam uma redução na incerteza da medida de luminosidade para cerca de 6%, o que representará uma boa redução em nossos erros sistemáticos.

Finalmente, a resolução de momentum no $D\emptyset$ é algo que não pode ser significativamente melhorado no futuro próximo, pois requer grandes mudanças no próprio aparato experimental, introduzindo campo magnético no volume central do detetor pela substituição dos magnetos toroidais, hoje existentes, por magnetos solenoidais. Os magnetos solenoidais encontram-se em fase de projeto, e sua entrada em operação deve ocorrer no próximo período de colisões frontais no Tevatron, previsto para 1999.

4.9 Resultados

Nesta seção apresentamos os resultados finais da análise de dados descrita no presente trabalho, ou seja, a dependência com o momentum transversal da seção de choque de produção inclusiva de múons na região de baixos ângulos,

$$2 \text{ GeV}/c < p_{T\mu} < 30 \text{ GeV}/c$$

$$2,2 < |\eta_{\mu}| < 3,3$$

em colisões $p\bar{p}$ a energias de 1,8 TeV no referencial de centro de massa do sistema próton-antipróton.

A Tab. 4.6 mostra os valores encontrados para $d\sigma^{\mu}/dp_{T\mu}\Delta\eta$, incluindo a correção devida aos efeitos de resolução de momentum do detector.

p_T Bin GeV/c	Centróides GeV/c	$d\sigma^{\mu}/dp_{T\mu}\Delta\eta$ nb/(GeV/c)	Erros Relativos		
			Estat.	Sist.	Total
2 - 3	2,47	1730,	0,044	0,23	0,24
3 - 4	3,45	230,	0,049	0,21	0,22
4 - 5	4,46	49,0	0,057	0,19	0,20
5 - 6	5,46	14,5	0,077	0,18	0,20
6 - 8	6,88	4,22	0,072	0,22	0,24
8 - 12	9,67	0,57	0,093	0,33	0,34
12 - 20	15,20	0,069	0,12	0,51	0,53
20 - 30	24,24	0,006	0,23	0,66	0,69

Tabela 4.6: Valores numéricos para a seção de choque diferencial de produção inclusiva de múons na região cinemática $2,2 < |\eta| < 3,3$.

A Fig. 4.17 apresenta graficamente estes resultados. Os erros totais (estatísticos) são ilustrados nas barras de erro externas (internas). Estes pontos experimentais podem ser comparados com as predições teóricas, baseadas no modelo ISAJET, representadas pela linha tracejada. A faixa hachuriada em torno desta linha representa uma estimativa de 40% para as incertezas associadas a estas predições teóricas. Podemos notar que, apesar de compatíveis na região de baixo p_T , existe uma pequena discordância entre as inclinações dos espectros esperado e medido, que os torna incompatíveis na região de alto p_T .

Um detalhe que nos chama a atenção na Fig. 4.16 é que os dois últimos pontos

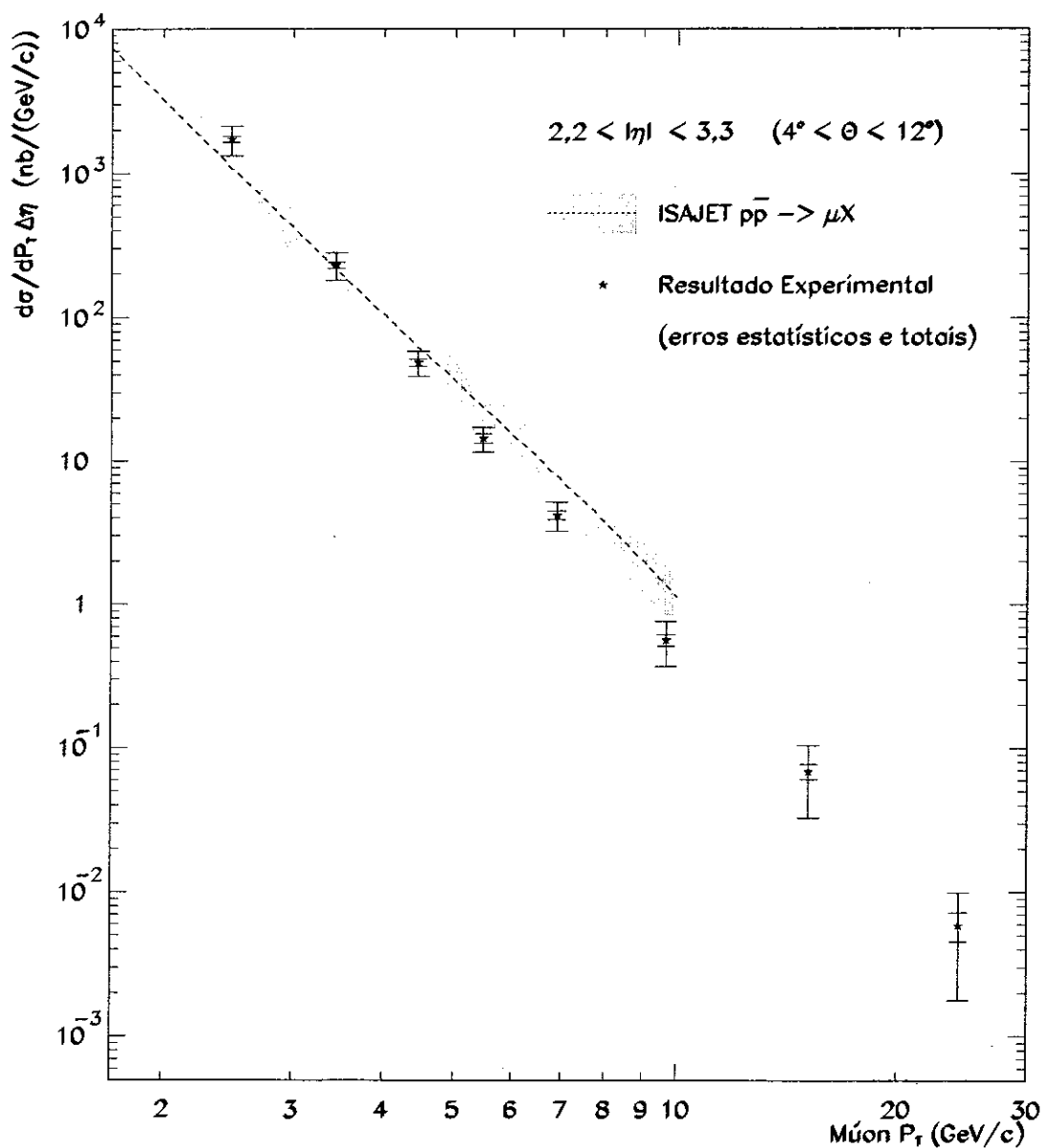


Figura 4.17: Espectro experimental da seção de choque de produção inclusiva de múons na região cinemática $2,2 < |\eta| < 3,3$, com erros estatísticos (barras internas) e totais. A faixa hachuriada corresponde a incertezas teóricas de cerca de 40% nas previsões do modelo ISAJET.

experimentais repousam um pouco acima da curva tracejada, que ajustou muito bem os demais pontos. Procuramos verificar a possibilidade de que aqueles pontos fossem devidos a uma contribuição de decaimentos leptônicos de bósons W^\pm e Z . Para isso, empregamos novamente o modelo ISAJET, desta vez para processos tipo Drell-Yan. Este modelo indicou que os múons provenientes de tais decaimentos possuem um espectro $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu}\Delta\eta$ praticamente plano, de ordenada 0,003 nb/(GeV/c) no intervalo $12 < p_{T_\mu} < 40$ GeV/c. Vemos que este valor está mais do que duas ordens de magnitude abaixo da seção de choque observada em nossos resultados (abaixo de 30 GeV/c de momentum transversal). Descartamos assim a possibilidade de contribuição devida a processos tipo Drell-Yan nestes resultados.

Finalmente, vale a pena ressaltar que os resultados aqui apresentados constituem a primeira medida experimental da seção de choque de produção inclusiva de múons na região cinemática $|\eta| > 2,2$. Uma amostra limpa de múons nesta região de baixos ângulos nos abre a possibilidade para o estudo de alguns tópicos bastante interessantes, incluindo a produção de quarks pesados nesta região frontal e a distribuição de glúons no interior dos nucleons. Atualmente, dentre os detetores em operação, o detetor DØ é o único aparato experimental capaz de realizar tais estudos, graças à sua excelente cobertura geométrica para o estudo de múons.

Capítulo 5

Conclusões

No presente trabalho apresentamos a primeira medida da seção de choque de produção inclusiva de múons (σ^μ) na região cinemática:

$$2 \text{ GeV}/c < p_{T_\mu} < 30 \text{ GeV}/c \\ 2,2 < |\eta_\mu| < 3,3$$

bem como sua dependência em função do momentum transversal, $d\sigma^\mu/dp_{T_\mu} \Delta\eta$.

Estas medidas são extremamente difíceis de serem obtidas em colisores hadrônicos, devido ao altíssimo nível de ruído existente nas proximidades das linhas de feixes hadrônicos. Assim, a obtenção dos resultados aqui apresentados somente se tornou possível graças à ótima performance do detetor DØ, e em particular do *trigger* multinivelado e do sistema SAMUS, de detecção de múons a baixos ângulos.

Além do alto nível de *background*, várias outras dificuldades tiveram também de ser enfrentadas, a maioria delas inerentes a qualquer detetor quando de sua entrada em operação. Como exemplo de tais dificuldades em nossa análise, podemos citar a evolução gradativa do sistema de *trigger*, que passou por várias melhorias ao longo de sua operação, visando aumentar a eficiência de detecção de múons, bem como a rejeição de *background* combinatorial. É muito gratificante constatar que nossa contribuição ao desenvolvimento deste sistema foi essencial para a obtenção dos resultados ora apresentados. Temos ainda como outro exemplo os pacotes de simulação do detetor, que devem ser sintonizados para reproduzir confiavelmente os efeitos do detetor sobre os eventos físicos simulados. Neste caso um grande número de detalhes precisam ainda de atenção, especialmente no tocante

à modelagem do nível de ruído encontrado na região do SAMUS, para que possamos gerar amostras de Monte Carlo confiáveis e representativas dos dados reais.

Na seção 4.9, fizemos uma comparação entre nossos resultados e as previsões teóricas, baseadas no modelo ISAJET para a produção de quarks pesados. Nesta comparação observamos uma pequena discrepância entre as inclinações dos espectros medido e esperado (ISAJET, *unbiased NLO QCD*). Do ponto de vista da física, esta discrepância pode ter várias origens. Em primeiro lugar, as aproximações dos diagramas NLO usadas pelo modelo ISAJET podem não ser tão apropriadas para baixos ângulos como o são para a região central. Segundo, as funções de distribuição de glúons no interior dos nucleons usadas na simulação Monte Carlo podem estar bastante longe da realidade, e isto afeta diretamente a produção de quarks de sabor pesado, já que a produção destes quarks recebe uma contribuição significativa de diagramas tipo $gg \rightarrow gg$, como mencionamos na Eq. 2.19. Outras fontes de incerteza, tais como os modelos de hadronização e de decaimento semileptônico dos quarks, também podem contribuir para a discrepância observada.

Os dois últimos pontos experimentais da Fig. 4.17 repousam um pouco acima da função ajustada aos demais pontos experimentais. A hipótese de que o excesso de eventos seja devido a decaimentos leptônicos dos bósons W^\pm e Z foi descartada, por estar a mesma mais que duas ordens de grandeza abaixo do valor observado.

Os erros sistemáticos de nossos resultados, tipicamente de 25%, poderão ser significativamente reduzidos em breve, tão logo sejam concluídos os estudos sobre a medida de luminosidade e de sintonização da simulação do detetor na região do SAMUS.

A seção de choque de produção de múons medida no presente trabalho pode ainda ser usada para estudar a produção de quarks *bottom* nesta região cinemática. A abordagem deste assunto, de grande interesse do ponto de vista da QCD, é deixada para o futuro próximo.

Glossário

- **Background** todo e qualquer tipo de objeto que, por uma identificação incompleta ou incorreta, torna-se indistinguível de outros tipos de objetos, contaminando-os;
- **Bottom** Nome dado ao quinto sabor de quark, também chamado de beleza (*beauty*);
- **Bunch** Cada um dos pacotes em que se divide um feixe pulsado;
- **CBPF** Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas;
- **CC** (*Central Calorimeter*) Calorímetro Central;
- **CCCH** (*Central Calorimeter Coarse Hadronic*) Calorímetro Central Hadrônico Grosso;
- **CCEM** (*Central Calorimeter ElectroMagnetic*) Calorímetro Eletromagnético Central;
- **CCFH** (*Central Calorimeter Fine Hadronic*) Calorímetro Central Hadrônico Fino;
- **CCT** (*Coarse Centroid Trigger*) *Trigger* de Nível 1 do Sistema de Múons;
- **CD** (*Central Detector*) Detetor Central;
- **CDC** (*Central Drift Chamber*) Câmara de Arrasto Central;
- **CDF** (*Collider Detector Facility*) Como o DØ, é outro grande detetor construído para o estudo de colisões $p\bar{p}$ no Tevatron. Está localizado no ponto BØ;
- **CERN** (*Organisation Europeenne por la Recherche Nucleaire*) Centro Europeu de Pesquisa Nuclear;

- **CF** Parte central do Sistema de Múons ($|\eta| < 1$);
- **Charm** Nome dado ao quarto sabor de quark;
- **Crate** Espaço próprio para a instalação de placas eletrônicas, geralmente sujeitas a padronizações de dimensões, conectores e outras características, (e.g. VME);
- **CTEQ** Parametrização das funções de distribuição de partons dos nucleons, sugerida pela Colaboração CTEQ (*The Project on Collaborative Theoretical and Experimental Studies of QCD*);
- **DØ** Nome do detetor cujos dados foram usados no presente trabalho, bem como da colaboração internacional que o construiu e o opera;
- **DAQ** (*Data Acquisition System*) Sistema de Aquisição de Dados;
- **DFLM** Parametrização das funções de distribuição de partons dos nucleons, sugerida por Diemoz, Ferroni, Longo e Martinelli^[58];
- **EC** (*Endcap Calorimeter*) Calorímetro Frontal;
- **ECEM** (*Endcap Calorimeter ElectroMagnetic*) Calorímetro Eletromagnético Frontal;
- **ECIH** (*Endcap Calorimeter Inner Hadronic*) Calorímetro Hadrônico Frontal Interno;
- **ECMH** (*Endcap Calorimeter Middle Hadronic*) Calorímetro Hadrônico Frontal Intermediário;
- **ECN** (*Endcap Calorimeter North*) Calorímetro Frontal Norte;
- **ECOH** (*Endcap Calorimeter Outer Hadronic*) Calorímetro Frontal Hadrônico Externo;
- **ECS** (*Endcap Calorimeter South*) Calorímetro Frontal Sul;
- **EF** Parte intermediária do Sistema de Múons ($1 < |\eta| < 1,6$);
- **Farm** Conjunto de computadores ou processadores, interconectados, trabalhando de maneira coordenada e sincronizada, visando o aumento da capacidade de processamento (processamento paralelo);
- **FDC** (*Forward Drift Chambers*) Câmaras de Arrasto Frontais;

- **FermiLab** *Fermi National Accelerator Laboratory*;
- **Hardware** Nome genérico dado a todo e qualquer tipo de equipamento, aparelho, bem como suas partes (componentes, cabos, etc);
- **Hit** Existência de um sinal eletrônico proveniente da interação de partículas e detetores;
- **ICD** (*Inter-Cryostat Detector*) Detetor Inter-Criostatos;
- **ICH** (*Inner Coarse Hadronic*) Parte mais externa do ECIH;
- **IFH** (*Inner Fine Hadronic*) Parte mais interna do ECIH;
- **L1TF** (*Level 1 Trigger Framework*) Coordenador do Sistema de *Trigger* do DØ, a nível de *hardware*;
- **L1MU** (*Level 1 Muon Trigger*) *Trigger* de Nível 1 do Sistema de Múons;
- **LAFEX** Laboratório de Cosmologia e Física Experimental de Altas Energias;
- **LAr** Argônio Líquido, usado como meio ativo nos calorímetros do detetor DØ;
- **Latch** Termo de eletrônica, que se refere à manutenção de um sinal digital no estado em que se encontrava em um certo tempo (tempo de amostragem);
- **LHC** (*Large Hadron Collider*) Colisor hadrônico que está sendo construído no CERN;
- **LINAC** (*LINear ACcelerator*) Acelerador Linear;
- **LO** (*Leading Order*) Mais baixa ordem em QCD Perturbativa;
- **MAC** (*Module Address Card*) Placa componente do Sistema de Múons;
- **MCH** (*Moving Counting House*) Local que abriga a maior parte da eletrônica de tratamento dos dados brutos provenientes do detetor;
- **MCH** (*Middle Coarse Hadronic*) Parte mais externa do ECMH;
- **MFH** (*Middle Fine Hadronic*) Parte mais interna do ECMH;
- **MG** (*Massless Gaps*) Cintiladores localizados no interior dos criostatos;

- **MIP** (*Minimum Ionizing Particle*) Partículas que possuem perda mínima de energia por ionização do meio que atravessam;
- **MRS** Parametrização das funções de distribuição de partons dos nucleons, sugerida por Martin, Roberts e Stirling^[59];
- **NLO** (*Next to Leading Order*) Segunda ordem de QCD Perturbativa;
- **NNLO** (*Next to Next to Leading Order*) Terceira ordem de QCD Perturbativa;
- **Off-line** No contexto deste trabalho, *off-line* se refere a qualquer critério de seleção ou tipo de processamento realizado após o armazenamento dos eventos em fitas magnéticas. Note que qualquer passo *off-line* é reversível, no sentido de que seus efeitos podem ser anulados ou melhorados (exemplo: reconstrução, análise de dados);
- **On-line** No contexto deste trabalho, *on-line* se refere a qualquer critério de seleção ou tipo de processamento realizado na hora em que o evento ocorreu, até o momento em que o mesmo tenha sido armazenado em fita. Note que qualquer passo *on-line* é geralmente irreversível, pois implica na eliminação de eventos antes que os mesmos estejam armazenados de forma permanente. (exemplos: *triggers* de qualquer nível, digitalizações, etc.);
- **OTC** (*Octant Trigger Card*) Placas eletrônicas componentes do sistema de *trigger* de nível 1,5 do Sistema de Múons.
- **Overlap** Região de superposição entre os sistemas SAMUS e WAMUS;
- **PAW** (*Physics Analysis Workstation*) Software orientado para a análise estatística de dados experimentais;
- **PDT** (*Proportional Drift Tubes*) Cada uma das células componentes dos sistemas SAMUS e WAMUS;
- **PLD** (*Programmable Logic Devices*) Componentes de eletrônica digital, cuja lógica de processamento pode ser programados pelo usuário;
- **QCD** (*Quantum ChromoDynamics*) Cromodinâmica Quântica, é a teoria de gauge que descreve as interações de cor, mediadas por glúons;
- **QED** (*Quantum ElectroDynamics*) Eletrodinâmica Quântica, é a teoria de gauge que descreve as interações eletromagnéticas, mediadas por fótons;

- **Quark** Tipo de partícula fundamental (v. capítulo2);
- **RCP** (*Run Control Parameters*) Arquivos contendo uma série de parâmetros que controlam o processamento de um determinado pacote de *software*;
- **Run** Período de coleta dos dados, dentro do qual os parâmetros mais importantes do detetor são mantidos em condições constantes;
- **SAMUS** (*Small Angle MUon System*) Sistema de Múons a Baixos Ângulos ($2,2 < |\eta| < 3,3$), é o subcomponente do detetor DØ cujos dados foram analisados no presente trabalho;
- **Software** Nome genérico dado aos componentes voláteis do processamento (tais como programas, sistemas operacionais, utilitários, etc);
- **STC** (*SAMUS Trigger Card*) Placa eletrônica componente do *trigger* de nível 1 do sistema SAMUS;
- **Store** Período durante o qual os mesmos *bunches* de prótons e antiprótons são mantidos em circulação no anel acelerador, provocando colisões entre os feixes;
- **Top** Sexto e último sabor de quark, é o mais pesado deles e teve sua existência recentemente comprovada;
- **Tevatron** O principal anel acelerador do FermiLab, capaz de acelerar prótons e antiprótons a energias de até 1 TeV;
- **TRD** (*Transition Radiation Detector*) Detetor de Radiação de Transição;
- **Trigger** Parte integrante do sistema de aquisição de dados, é responsável pelo acionamento deste para gravar em fita os dados brutos de um determinado evento, sendo também responsável pela escolha dos eventos a serem gravados.
- **VTX** (*VerTeX Detector*) Detetor de vértices;
- **WAMUS** (*Wide Angle MUon System*) Sistema de Múons a grandes ângulos

Referências

- [1] Aubert, J.J. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**: 1404 (1974)
- [2] Augustin, J.E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**: 1406 (1974)
- [3] Anjos, J.C. *et al.* (E691), *Phys. Rev.* **D37**: 2391 (1988)
- [4] Alves, G.A. *et al.* (E769), *Phys. Rev. Lett.* **69**: 3147 (1992) *Phys. Rev. Lett.* **70**: 722 (1993)
- [5] Banerjee, S. *et al.* (E791), *FermiLab-CONF-94-125-E* (1994)
- [6] Frabetti, P.L. *et al.* (E687), *Phys. Lett.* **B323**:459 (1994)
- [7] Lima, J.G.R., “Análise Experimental do Decaimento Fraco $D^+ \rightarrow \phi K^+$, Duplamente Suprimido por Cabibbo”, Tese de Mestrado, LAFEX/CBPF (1991)
- [8] Anjos, J.C. *et al.* (E691), *Phys. Rev. Lett.* **69**: 2892 (1992)
- [9] Carvalho, W.P., “Análise Experimental do Modo de Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ com Troca de Sabor do Quark c por Corrente Neutra”, Tese de Mestrado, LAFEX/CBPF (1993)
- [10] Mello, C.G.B., “Procura por Correntes Neutras que Trocam Sabor pela Análise do Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ ”, Tese de Mestrado, PUC/RJ (1994)
- [11] Nguyen, A. *et al.* (E791), *FermiLab-CONF-94-187-E* (1994)
- [12] Herb, S.W. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **39**: 252 (1977)
- [13] Albajar, C. *et al.* (UA1), *Z. Phys.* **C48**: 1 (1990)
Albajar, C. *et al.* (UA1), *Phys. Lett.* **B257**: 459 (1991)

- [14] Akesson, T. *et al.* (UA2), *Z. Phys.* **C46**: 179 (1990)
Alitti, J. *et al.* (UA2), *Phys. Lett.* **B280**: 137 (1992)
- [15] Abachi, S. *et al.* (DØ), *Phys. Rev. Lett.* **74**: 2422 (1994)
- [16] Abe, F. *et al.* (CDF), FermiLab-PUB-94-097-E (1994)
- [17] Abachi, S. *et al.* (DØ), *Phys. Rev. Lett.* **74**: 2632 (1994)
- [18] Abe, F. *et al.* (CDF), *Phys. Rev. Lett.* **74**: 2626 (1994)
- [19] Geiser, A., "Beauty Production at CERN Proton Antiproton Collider: A Test of QCD", Tese de Doutorado, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen (1992)
- [20] Halzen, F. e Martin, A.D., "Quarks and Leptons, An Introductory Course in Modern Particle Physics", John Wiley & Sons, Inc., Nova Iorque, EUA (1984)
- [21] Leader, E. e Predazzi, E., "Gauge Theories and the New Physics", Cambridge Univ. Press, Cambridge, Inglaterra (1982)
- [22] Commins, E.D. e Bucksbaum, P.H., "Weak Interactions of Leptons and Quarks", Cambridge Univ. Press, Cambridge, Inglaterra (1983)
- [23] Bjorken, J.D. e Drell, S.D., "Relativistic Quantum Mechanics", McGraw-Hill, Nova Iorque, EUA (1964)
- [24] Glück, M. *et al.*, *Phys. Rev.* **D17**: 2324 (1978)
Combridge, B.L., *Nucl. Phys.* **B151**: 429 (1979)
- [25] Nason, P. *et al.*, *Nucl. Phys.* **B303**: 607 (1988)
Nason, P. *et al.*, *Nucl. Phys.* **B327**: 49 (1989)
- [26] Mangano, M. *et al.*, *Nucl. Phys.* **B373**: 295 (1992)
- [27] Altarelli, G. e Parisi, G., *Nucl. Phys.* **B126**: 298 (1977)
- [28] Plochow-Besch, H., "PDFLIB: Structure Functions and α_s Calculation", User's Manual - Version 3.00, W5051 PDFLIB, CERN-PPE.1992.06.27 (1992)
- [29] Botts, J. *et al.* (CTEQ), *Phys. Lett.* **B304**: 159 (1993)

- [30] Ferbel, T., "Experimental Techniques in High Energy Physics", Addison-Wesley Publ. Company, Inc. (1987)
- [31] Paige, F. e Protopopescu, S., BNL Report n° 38034 (1986)
- [32] Marchesini, G. *et al.*, *Comput. Phys. Commum.* **67**: 465 (1992)
- [33] Giele, W.T. *et al.*, *Nucl. Phys.* **B403**, 633 (1993)
- [34] Sjöstrand, T., "Pythia 5.6 and Jetset 7.3, Physics and Manual", CERN-TH.6488/92 (1992)
- [35] Peterson, C. *et al.*, *Phys. Rev.* **D27**: 105 (1983)
- [36] "Review of Particle Properties", *Phys. Rev.* **D50**: 1 (1994)
- [37] Oguri, V., "Produção Inclusiva de Bottom em Colisões $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1,8$ TeV na Região Central do Detetor $D\emptyset$ ", Tese de Doutorado, LAFEX/CBPF (em elaboração)
Abachi, S. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3548 (1995)
- [38] Design Report, The $D\emptyset$ Experiment at Fermilab \bar{p} - p Collider, November 1984
- [39] Abachi, S. *et al.*, The $D\emptyset$ Detector, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A338**, 185 (1994)
- [40] Fernow, R., "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge Univ. Press, Cambridge, Inglaterra (1986)
- [41] Aronson, S. *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A269**, 492 (1988)
- [42] Rosenfeld, M., "Final Report on Design Review of the $D\emptyset$ Central Calorimeter Module Assembly", *D\emptyset*Note #654 (1987)
- [43] Yu, J., Tese de Doutorado, State University of New York at Stony Brook, Nova Iorque, EUA (1993)
- [44] Abachi, S. *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A324**, 53 (1993)
- [45] Featherly, J., *ORACLE and DEC Rdb/VMS Comparison*, *D\emptyset*Note #324 (1985)
- [46] Brun R. *et al.*, ZEBRA User Guide (3.53), CERN Program Library Q100 (1987)
- [47] Hagopian, S., " $D\emptyset$ H PLOT - DI3000 User's Guide", *D\emptyset*Note #483 (1986)

- [48] Hagopian, S., "DØ Event Display Users Guide Pixie V2.1", *DØNote #941* (1990)
- [49] Shiers, J.D. *et al.*, "FATMEN (1.40) – The Complete Reference", CERN Program Library Q123 (1992)
- [50] Carminati, F. *et al.*, GEANT User's Guide (3.15), CERN Program Library (1992)
- [51] Raja, R., *Proceedings of the Workshop on Detector Simulation for the SSC*, Argonne, IL (1987)
Graf, N.A., *Proceedings of the First International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, Batavia, IL (1990)
- [52] Murphy, C., "Monte Carlo Study of $B - \bar{B}$ Produced J/Ψ 's and their Triggering at DØ", *DØNote #1608* (1992);
- [53] PAW, the Complete Reference (1.07), CERN Program Library Q121 (1993)
- [54] Denisov, D. e Eroshin, O., "Efficiency of the single muon detection in SAMUS spectrometer of the D0 detector for Run 1B", *DØNote #2282* (1994)
- [55] Lafferty, G.D. e Wyatt, T.R., "Where to Stick Your Data Points: The Treatment of Measurements Within Wide Bins", *CERN-PPE/94-72* (1994)
- [56] Efimov, A., "Momentum and angular resolutions of the SAMUS spectrometer with DØRECO version 12", *DØNote #2093* (1994)
- [57] Elvira, V.D. *et al.*, "Smearing Correction to the Jet Cross Sections", *DØNote #2247* (1994)
- [58] Diemoz, M. *et al.*, *Z. Phys.* **C39**: 21 (1988)
- [59] Martin, A.D. *et al.*, *Phys. Rev.* **D37**: 1161 (1988); *Phys. Lett.* **B206**: 327 (1988); *Mod. Phys. Lett.* **A4**: 1135 (1989)

**“ESTUDO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE PRODUÇÃO INCLUSIVA
DE MÚONS A BAIXOS ÂNGULOS EM COLISÕES $p\bar{p}$ A $\sqrt{s} = 1,8 \text{ TeV}$ ”**

José Guilherme Rocha de Lima

Tese de Doutorado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



Alberto Franco de Sá Santoro - Presidente




Carlos Ourivio Escobar



José Bellandi Filho



Ronald Cintra Shellard



Gilvan Augusto Alves

Rio de Janeiro, 23 de maio de 1994