



UFRJ

**Estudo da Sensibilidade de Observação
do Decaimento Raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$
no Detetor Otimizado LHCb.**

Franciole da Cunha Marinho

Orientadora: Sandra Filippa Amato

CERN-THESIS-2008-042
01/08/2005



Rio de Janeiro

Agosto de 2005



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE FÍSICA

Tese de Mestrado

Estudo da Sensibilidade de Observação do Decaimento
 $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no Detetor Otimizado LHCb.

Franciole da Cunha Marinho

Dissertação de mestrado apresentada ao
Programa de Pós-graduação em Física,
Instituto de Física, da Universidade Federal
do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos
necessários à obtenção do título de Mestre
em Ciências (Física).

Orientadora: Sandra Filippa Amato

Rio de Janeiro
Agosto de 2005

M338 Marinho, Franciole da Cunha.

Estudo da Sensibilidade de Observação do Decaimento Raro

$B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no Detetor Otimizado LHCb /

Franciole da Cunha Marinho - Rio de Janeiro: IF-UFRJ, 2005.

xii, 110p.: il; 31cm.

Orientadora: Sandra Filippa Amato

Dissertação (mestrado) - UFRJ / Instituto de Física /

Programa de Pós-Graduação em Física, 2005.

Referências Bibliográficas: f:106-110.

1. Modelo Padrão. 2. Violação de CP 3. Decaimentos raros
4. Experimentos do LHC. I Amato, Sandra. II Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós-Graduação em Física.
- III Estudo da Sensibilidade de Observação do Decaimento Raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no Detetor Otimizado LHCb.

Resumo

Estudo da Sensibilidade de Observação do Decaimento

$B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no Detetor Otimizado LHCb.

Franciole da Cunha Marinho

Orientadora: Sandra Filippa Amato

Resumo da Tese de Mestrado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física)

Neste trabalho apresento a análise que realizei para estimar a detectabilidade do decaimento raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no detetor LHCb. Eficiências e rendimentos anuais para eventos de sinal e ruído são obtidos. De acordo com o Modelo Padrão o número de eventos de sinal a serem produzidos no LHCb por ano será de 700 e ~ 17 devem ser selecionados. Uma razão de ruído sobre sinal, B/S , de ~ 5.7 é estimada.

Espera-se que os eventos de ruído, nesta análise, sejam essencialmente eventos de pares $b\bar{b}$ inclusivo. Um estudo detalhado das componentes desse ruído mostrou que os eventos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ devem ser dominantes nesta seleção. Uma estimativa da significância de sinal de 2,2 e 4,4 são esperadas para os intervalos de tomada de dados equivalentes a 1 e 5 anos respectivamente. Um método alternativo também é proposto para a estimativa do ruído e valores semelhantes aos obtidos pela análise usual foram obtidos.

Palavras-chave: 1. Modelo Padrão, 2. Decaimento raro, 3. Detetor do LHCb otimizado.

Abstract

Studies on Sensitivity of the $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$
decay with the reoptimized LHCb detector

Franciole da Cunha Marinho

Advisor: Sandra Filippa Amato

In this work I present the analysis done to estimate the detection feasibility of the $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay in the LHCb detector. Efficiencies and annual yields for signal and background events are obtained. According to the Standard Model, the number of signal events per year to be produced in LHCb is 700 and ~ 17 should be selected. A ratio of $B/S \sim 5.7$ is expected.

The main background is due to inclusive $b\bar{b}$ events. A detailed study of the components of such background has shown that $b \rightarrow \mu\nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ events should be dominant in this selection. Estimates of the signal significance of 2.2 and 4.4 are expected for periods of data taking equivalent to one and five years respectively. An alternative method is also proposed to estimate the background contribution, and similar results with respect to the usual analysis have been obtained.

Key-words: 1. Standard Model, 2. Rare Decay, 3. reoptimized LHCb detector.

Agradecimentos

A minha família por terem me apoiado e incentivado.

A Sandra Amato, pela amizade e orientação desde os tempos de graduação, durante meus estágios de iniciação até o presente momento.

A Bernard Maréchal, pelo apoio e coordenação proporcionando a minha ida ao CERN, onde tive um valioso período de trabalho em instrumentação.

A Leandro de Paula, pelas inúmeras sugestões a respeito do trabalho e a respeito da melhor maneira de apresentá-lo.

A José Helder, pelas valiosas dicas para solução de problemas de computação.

A João Torres, pelas sugestões nesta última etapa do trabalho da tese.

Aos amigos do grupo de altas energias, Kazuyoshi Akiba, Tatiana da Silva e Bruno de Paula, pelo constante apoio e momentos de diversão.

Aos professores e colegas da graduação e pós-graduação, por todos ensinamentos não somente a respeito da física mas também sobre profissionalismo.

To Thierry Gys, Mathias Moritz and whole HPD team, for the great opportunity to test an HPD prototype.

A Laura pela paciência, dedicação e carinho nesses ultimos meses de tese.

Esta tese foi financiada pela CAPES.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Aspectos Teóricos e Medidas Recentes	5
2.1	O Modelo Padrão	6
2.1.1	Cromodinâmica Quântica	7
2.1.2	O Modelo Padrão Eletrofraco - setor leptônico	10
2.1.3	O setor de quarks	14
2.1.4	A matriz CKM e a violação de CP	17
2.2	O decaimento raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	19
2.3	Medidas recentes e extensões do Modelo Padrão	23
3	O Aparato Experimental	28
3.1	O Projeto LHC	28
3.2	Os Experimentos do LHC	29
3.3	O Experimento LHCb	31
3.4	O detetor de vértices (<i>VELO</i>)	33
3.4.1	Os Sensores de Silício	35
3.4.2	Eletrônica de leitura	36
3.4.3	Sistema de resfriamento	37
3.4.4	Integração ao LHC	37
3.5	O magneto	38
3.6	Os detetores de Radiação Cherenkov (<i>RICH</i>)	38
3.6.1	<i>RICH1</i>	40
3.6.2	<i>RICH2</i>	41
3.6.3	Os detetores HPD	44

3.6.3.1	Testes gerais do HPD	45
3.6.3.2	Ajuste de limiar	47
3.6.3.3	Testes de Estabilidade	48
3.6.3.4	Estimativa da contagem escura	48
3.6.3.5	Otimização e eficiência	49
3.7	O Sistema de reconstrução de traços (<i>tracking</i>)	51
3.7.1	Estações de traço para <i>trigger</i> - <i>TT</i>	52
3.7.2	Estações de traço	53
3.7.2.1	Região interna - <i>IT</i>	53
3.7.2.2	Região externa - <i>OT</i>	53
3.7.3	A Reconstrução de traços	54
3.8	Calorímetros	56
3.8.1	O calorímetro eletromagnético	57
3.8.2	O calorímetro hadrônico	57
3.9	Sistema de Múons	59
3.9.1	Esquema lógico	60
3.9.2	Esquema físico	61
3.9.3	Tecnologias	61
3.9.3.1	A <i>MWPC</i>	62
3.9.3.2	Os detetores <i>GEM</i>	62
3.10	O sistema de <i>trigger</i>	63
3.10.1	Requerimentos	64
3.10.2	O <i>trigger</i> de nível 0 (<i>L0</i>)	64
3.10.3	O <i>trigger</i> de nível 1 (<i>L1</i>)	66
3.10.4	O <i>trigger</i> de alto nível (<i>HLT</i>)	66
3.11	Aquisição de dados (<i>DAQ</i>) e Controle (<i>ECS</i>)	67
4	Análise	72
4.1	Simulação do LHCb	72
4.1.1	O atual software do LHCb	75
4.1.1.1	Gaudi	75
4.1.1.2	Gauss	75

4.1.1.3	Boole	76
4.1.1.4	Algoritmos <i>online</i>	76
4.1.1.5	Brunel	76
4.1.1.6	DaVinci	76
4.1.1.7	Análises Interativas	77
4.2	O estudo do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no LHCb	77
4.2.1	Sinal e possíveis fontes de ruído	77
4.2.2	O algoritmo de análise	78
4.2.3	Rendimentos de sinal e ruído	81
4.2.4	Estudos de composição de background	83
4.3	Um método alternativo	88
4.3.1	A função densidade de probabilidade	88
4.3.1.1	Exemplo unidimensional	89
4.3.1.2	O método multivariado	90
4.3.2	Refinamento de h_j e produção dos eventos reduzidos	93
5	Conclusão	102

Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros técnicos do LHC.	29
3.2	Parâmetros técnicos do magneto.	39
3.3	Características dos radiadores do <i>RICH</i> , contribuições para resolução do θ_c , resolução total e número médio de fótons por traço.	43
3.4	Valores estimados de contagem média por região e a taxa de ruído por centímetro quadrado.	49
3.5	Eficiência com diferentes valores para contribuição do <i>backscattering</i>	51
3.6	Parâmetros do sistema de calorímetros.	58
3.7	Dimensões em cm^2 dos blocos lógicos nas quatro regiões projetados para <i>M1</i> (escalonados com z_{M1}/z_{Mi}).	61
4.1	Resumo dos efeitos inelásticos e elásticos que contribuem para os eventos de simulação.	73
4.2	Pacotes utilizados nas simulações do LHCb.	74
4.3	Crítérios de preseleção e seleção do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	79
4.4	Resultados de seleção com eventos de sinal.	82
4.5	Eficiências para os eventos $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	83
4.6	Números usados para a determinação dos rendimentos anuais.	83
4.7	Rendimentos anuais esperados para eventos de sinal e ruído (antes e depois da simulação de <i>trigger</i>) e as razões B/S	84
4.8	Fração de cada categoria com respeito ao número total de eventos preseleciona- dos no conjunto de eventos $b\bar{b}$ inclusivo.	85
4.9	Passos e faixa de valores dos cortes aplicados no estudo dos componentes do ruído.	85
4.10	Algumas propostas para funções peso.	89

4.11	Variáveis de seleção.	92
4.12	Relação entre os pontos da Figura 4.8 e os respectivos pares de variáveis que representam.	97
4.13	Tabela com os intervalos de valores das variáveis e os passos utilizados.	100

Lista de Figuras

2.1	Diagramas de caixa para o decaimento $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$	16
2.2	Triângulos de unitariedade relevantes para estudos de violação de CP no setor do b	18
2.3	Vínculos para os possíveis valores das coordenadas do vértice superior do triângulo de unitariedade	20
2.4	Alguns dos diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	21
2.5	Diagrama de Feynman para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ em modelos supersimétricos com violação da paridade R	24
2.6	Diagramas de Feynman para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no mSUGRA	25
2.7	Variáveis utilizadas para análise do canal $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no experimento CDF.	26
2.8	Distribuição da massa reconstruída com eventos selecionados no experimento CDF.	26
2.9	Regiões de parâmetros teóricos excluídas para diferentes valores de $Br(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ com 90% de nível de confiança [4, 5].	27
3.1	Figura ilustrativa do LHC e seus 4 experimentos.	31
3.2	Figura ilustrativa do detetor LHCb.	32
3.3	(a) Produção de quarks $b\bar{b}$ na colisão de prótons.(b) Distribuição dos ângulos dos quarks b e $\bar{b}$	33
3.4	Disposição das estações do VELO. Os traços representam detetores R e ϕ	34
3.5	Representação do <i>layout</i> dos detetores R e ϕ do detetor de vértices.	35
3.6	Configuração de Roman Pot do VELO.	37
3.7	Vista central do magneto. Bobinas e núcleo de Ferro.	39
3.8	Vista superior dos detetores <i>RICH1</i> e <i>RICH2</i>	42

3.9	Ilustração do funcionamento de um detetor Cherenkov.	44
3.10	Gráfico do número médio de <i>clusters</i> por pulso de luz como função das voltagens aplicadas no detetor de silício e no tubo.	46
3.11	Frações de <i>clusters</i> verticais, horizontais e em diagonal como função das voltagens aplicadas no detetor de silício e no tubo.	46
3.12	Número diferencial de <i>pixels</i> em termos da alta voltagem.	47
3.13	Valores de intensidade para diferentes posições dos intervalos de medidas . . .	50
3.14	Dependência do número de <i>hits</i> com a temperatura.	50
3.15	Eficiência em diferentes regiões do detetor e para diferentes valores de intensidade.	51
3.16	Camadas da estação <i>TTa</i> . Dimensões representadas em centímetros	52
3.17	Esquema das estações <i>T1-T3</i> no LHCb.	54
3.18	Seção reta dos módulos das câmaras de deriva das estações <i>T1-T3</i> . Dimensões em mm.	55
3.19	Diferentes tipos de trajetórias reconstruídos pelo sistema de traços. Perfil do campo eletromagnético como função da posição z no detetor.	56
3.20	Esquema de segmentação lateral do <i>SPD/PS</i> e do <i>ECAL</i>	58
3.21	Esquema de segmentação lateral do <i>HCAL</i>	59
3.22	Ilustração das diferentes regiões da <i>M2</i> e seus respectivos esquemas de blocos e canais lógicos.	60
3.23	Ilustração das diferentes regiões da <i>M2</i> e seus respectivos esquemas de blocos e canais lógicos.	62
3.24	Arranjo de triplo <i>GEM</i>	63
3.25	Ilustração do funcionamento do <i>trigger</i> em todos os seus níveis.	68
3.26	Arquitetura do sistema de aquisição de dados do LHCb.	70
3.27	Esquema do sistema de controle do experimento.	71
4.1	Distribuições das variáveis de seleção para o sinal e para o decaimento semileptônico duplo do b	80
4.2	Distribuição de massa do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	81
4.3	Frações do ruído devido ao decaimento duplo semileptônico do b e devido à identificação errônea de partículas no conjunto $b\bar{b}$ inclusivo.	86
4.4	Espectro de massa esperado para 5 anos de tomada de dados do LHCb.	87

4.5	Efeitos de <i>overfit</i> e <i>underfit</i> são ilustrados.	91
4.6	h_j como função das variáveis de seleção.	95
4.7	Comparação entre as distribuições de dois conjuntos de dados da simulação completa do LHCb e os dados obtidos com o método proposto.	96
4.8	Fatores de correlações para cada par possível de variáveis.	97
4.9	Gráficos do número de eventos que passam pelos diferentes valores de cortes e diferentes conjuntos de cortes.	98
4.10	Gráficos do número de eventos que passam pelos diferentes valores de cortes e diferentes conjuntos de cortes.	99
4.11	Significância do número de eventos que passam quando todos os cortes são aplicados.	100

Capítulo 1

Introdução

O LHC é um projeto que terá o início de seu funcionamento em 2007. Existe uma grande expectativa por parte da comunidade de física com respeito aos resultados que se pretende obter com esse projeto. Seus experimentos foram concebidos para realizar medidas importantes para testes do Modelo Padrão. Além disso, o projeto desses detetores é feito de tal maneira que assinaturas de possíveis fenômenos relacionados a contribuições de física além do Modelo Padrão possam ser observadas também.

Tópicos importantes como a procura pelo bóson de Higgs, procura por partículas supersimétricas, formação do plasma de quarks e glúons e investigações da violação de CP e decaimentos raros no setor do méson B fazem parte do extenso programa do LHC.

O experimento LHCb é um dos experimentos do projeto LHC. Diferente de todos os outros três detetores, esse detetor foi desenvolvido especificamente para realizar medidas de violação de CP e decaimentos raros do méson B . O LHCb conta com subsistemas que permitem a reconstrução das trajetórias das partículas, o reconhecimento de vértices de interação e de decaimento e a identificação das partículas com grande precisão.

Como trabalho de tese apresento os estudos que realizei para estimar a detectabilidade do decaimento leptônico raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no espectrômetro LHCb reotimizado. Esse trabalho está basicamente dividido em 4 capítulos. O capítulo 2 trata de uma introdução teórica e apresentação dos resultados experimentais de interesse. Esses resultados são provenientes de experimentos recentes como D0 e CDF. No capítulo 3 uma descrição do aparato experimental e de seus componentes é feita. Apresento uma análise com dados provenientes de simulações completas do LHCb feitas no CERN no capítulo 4. Além disso, um método alternativo para a estimativa dos eventos de ruído também é proposto.

O capítulo 2 descreve sucintamente aspectos teóricos do Modelo Padrão enfatizando apenas as questões de interesse do experimento. Uma rápida introdução ao MP é feita e aspectos gerais relativos à violação de CP são discutidos. Pontos específicos sobre o decaimento leptônico raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ também são abordados. A medida desse decaimento é importante pois as incertezas teóricas de seus cálculos são pequenas quando comparadas às dos outros decaimentos em geral. Portanto a determinação de sua razão de ramificação fornecerá mais informações para a determinação de elementos da matriz CKM. O motivo desse canal ter valores esperados bem determinados teoricamente se deve ao fato de que as correções envolvidas são conhecidas razoavelmente. Além de constituir um bom teste para o MP, modelos supersimétricos prevêem valores altos para a razão de ramificação desse decaimento. Assim o processo $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ também deve ser um setor interessante para busca de física nova.

O LHC é um projeto constituído de quatro experimentos principais. O capítulo 3 é dividido em duas etapas. Na primeira etapa, uma breve descrição desse projeto e de seus experimentos é feita, enquanto a segunda etapa consiste em uma apresentação mais detalhada do LHCb. Nessa apresentação características gerais do detetor são introduzidas assim como os subdetetores e suas tecnologias são detalhados. O LHCb é composto por oito subsistemas: O detetor de vértices (*VELO*), o magneto, o sistema de detetores Cherenkov (*RICH*), o sistema de reconstrução de trajetórias (*tracking*), o sistema de calorímetros, o sistema de múons, o sistema de *trigger* e o sistema de aquisição de dados e controle do experimento. Na seção em que descrevo o *RICH* também apresento o trabalho que realizei, testando um detetor de radiação Cherenkov, durante o período que estive no CERN. A combinação dos resultados desse trabalho e dos obtidos em testes posteriores contribuíram para a escolha final da tecnologia utilizada.

O trabalho dessa tese consiste no desenvolvimento de uma análise para estimar números relativos à detectabilidade do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no detetor reotimizado do LHCb. Um estudo anterior foi desenvolvido nesse sentido [47]. Entretanto, a análise atual leva em conta toda a otimização sofrida pelo detetor. A atual simulação do detetor e de sua resposta à passagem das partículas pelo seu material é bem detalhada quando comparada às simulações da primeira análise. Portanto os resultados obtidos são mais realistas. Os algoritmos de seleção *offline* desses eventos são escritos na linguagem C++ com estrutura baseada em tecnologia de objeto-orientado. O capítulo 4 é dividido em duas partes. Inicialmente a análise do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, com dados de simulações completas dos eventos e do detetor, é discutida. Essa etapa consiste na discussão da assinatura dos eventos de sinal e ruído no detetor, apresentação do algoritmo

de seleção desenvolvido, cálculos de eficiência e rendimento do sinal e ruído, além de estudos da composição de ruído. A segunda parte trata da apresentação de um método alternativo para a estimativa do ruído. Os resultados provenientes dessa proposta são compatíveis com os resultados obtidos anteriormente.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos e Medidas Recentes

Neste capítulo apresento inicialmente aspectos teóricos gerais do Modelo Padrão e em particular o cenário que envolve o decaimento raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ nesse modelo. Discuto como extensões supersimétricas do Modelo Padrão podem tornar a verificação experimental desse canal possível antes do LHC e também como os resultados das análises realizadas por experimentos recentes restringem o espaço de parâmetros desses modelos.

O decaimento leptônico $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ é um processo raro de correntes neutras com troca de sabor que ocorre somente em diagramas de correções superiores. A razão de ramificação é estimada segundo o MP como sendo $\sim 3.5 \times 10^{-9}$ [1]. É possível calcular a largura de decaimento desse processo, pois o decaimento do quark b é pesado e os efeitos de longa distância são pequenos quando comparados a efeitos de curta distância. Incertezas na estimativa da razão de ramificação são reduzidas de 30% para 2% por correções de QCD [2]. Por este motivo, o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ permite a realização de testes do Modelo Padrão com grande precisão. Resultados recentes do experimento CDF apontam um limite superior para a razão de ramificação de $\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1,5 \times 10^{-7}$ ($2,0 \times 10^{-7}$) com um nível de confiança de 90% (95%) utilizando 364 pb^{-1} [3].

A busca por física nova é um setor que também é explorado. Em várias extensões supersimétricas do modelo padrão, a razão de ramificação desse decaimento pode ser ampliada por um fator de até três ordens de grandeza. Tais modelos podem ser divididos em três categorias: Modelos mínimos de supergravidade com valores de $\tan\beta$ altos [4, 5], violação da paridade R [5] e modelos de $\text{SO}(10)$ [6].

2.1 O Modelo Padrão

O Modelo Padrão descreve extremamente bem os fenômenos físicos das partículas elementares conhecidas e suas interações fundamentais, tendo essa teoria passado por testes precisos cujo acordo com resultados experimentais é da ordem de $\sim 0.1\%$ [7].

As partículas elementares são entendidas como constituintes pontuais de matéria com estrutura desconhecida até os limites de $10^{-18} - 10^{-19}\text{m}$. No MP as partículas elementares são classificadas em dois conjuntos básicos.

As partículas componentes do primeiro conjunto são denominadas férmions que são classificadas em dois subconjuntos, os chamados léptons e quarks. Os léptons conhecidos são: o elétron e , o muon μ , e o tau τ , com carga elétrica $Q = -1$ e os seus correspondentes neutrinos ν_e , ν_μ e ν_τ com carga elétrica $Q = 0$. São seis os sabores de quarks conhecidos: u , d , c , s , t e b com carga elétrica fracionada de $Q = \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, \frac{2}{3}$ e $-\frac{1}{3}$ respectivamente.

Os quarks possuem ainda um outro número quântico denominado *cor*. Esse número é representado como q_i , $i=1,2,3$. Quarks não são observados isoladamente na natureza mas sim confinados como constituintes de partículas. O arranjo das cores dos quarks que compõem uma partícula é tal que essa quantidade é nula, portanto essa quantidade não é observada. Essas partículas compostas por quarks, também chamadas hádrons, são classificadas em bárions e mésons. Os bárions são formados por três quarks. Os prótons e neutrons são exemplos de bárions compostos respectivamente por $p \sim uud$ e $n \sim ddu$. Os mésons são formados por um quark e um anti-quark. Pions são exemplos típicos de mésons, $\pi^+ \sim u\bar{d}$ e $\pi^- \sim \bar{u}d$.

O segundo conjunto de partículas elementares é composto pelas partículas que intermedeiam as interações. Todas as interações ocorrem através da troca de partículas bosônicas de spin $s=1$. Para a interação eletromagnética o mediador é o fóton γ , para a força forte existem 8 glúons (g_α ; $\alpha = 1, \dots, 8$) mediando as interações entre os quarks e para a interação fraca tem-se os bósons $W^\pm$ e Z .

O Modelo Padrão acomoda a Cromodinâmica Quântica, que é a parte da teoria que descreve a interação forte, e o Modelo Padrão Eletrofraco, que descreve as interações fraca e eletromagnética. Essas interações são todas descritas no modelo em termos de uma teoria de calibre. O Modelo Padrão é uma teoria quântica de campos baseada na simetria de calibre do grupo $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, que contém o grupo de simetria das interações fortes, $SU(3)_C$, e o grupo de simetria das interações eletrofracas, $SU(2)_L \times U(1)_Y$. As interações fraca e eletro-

magnética são ditas unificadas no sentido de que o grupo de simetria das interações eletromagnéticas, $U(1)_{em}$, aparece no MP como um subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

No projeto LHC tanto a Cromodinâmica Quântica como o Modelo Padrão Eletrofraco são objetos de interesse. A Cromodinâmica Quântica tem importância fundamental, pois quarks b são produzidos através da interação forte nas colisões próton-protón e logo em seguida sofrem o processo de hadronização, ou seja, formam hádrons constituídos por combinações de quarks b com os demais quarks. O Modelo Padrão Eletrofraco é importante pois os decaimentos dos mésons que serão analisados nesse projeto ocorrem via interação fraca.

2.1.1 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é uma teoria baseada na simetria de calibre das interações fortes, ou seja, nas transformações locais de cor que mantém sua lagrangeana invariante [8]. O grupo de simetria que é gerado por essas transformações é o grupo de Lie não-abeliano $SU(3)_C$, onde C se refere às cores e 3 é o número de estados possíveis dos quarks. De acordo com o princípio de calibre, para promover uma simetria global do grupo $SU(3)_C$ a uma simetria local, transformando a teoria originalmente livre em uma teoria de interação, $3^2 - 1 = 8$ bósons de calibre devem ser introduzidos. Esses bósons são os chamados glúons. O número de bósons de calibre é igual ao número de geradores do grupo.

A construção do invariante da QCD é obtida aplicando o princípio de calibre com as particularidades do grupo não-abeliano $SU(3)$. A simetria global do grupo $SU(3)$ da lagrangeana da interação forte é promovida a uma simetria local trocando a derivada ordinária do espaço tempo pela sua derivada covariante, que no caso da QCD é

$$D_\mu q = \left(\partial_\mu - ig_s \left(\frac{\lambda_\alpha}{2} \right) A_\mu^\alpha \right) q, \quad (2.1)$$

onde

$$q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned}
q_i &= \text{campos de quarks; } (i = 1, 2, 3), \\
g_s &= \text{constante de acoplamento forte,} \\
\frac{\lambda_\alpha}{2} &= \text{geradores de } SU(3)_C, \\
A_\mu^\alpha &= \text{campos de gluons; } (\alpha = 1, \dots, 8).
\end{aligned}$$

Assim, a lagrangeana é escrita em termos dos quarks e de suas derivadas covariantes contendo ainda o termo cinético dos campos de glúon.

$$\mathcal{L}_{\mathcal{QCD}} = \sum_q \bar{q}(x)(i\not{D} - m_q)q(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^\alpha F_{\alpha}^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

onde $F_{\mu\nu}^\alpha$ é dado por

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^\alpha(x) - \partial_\nu A_\mu^\alpha(x) + g_s f^{\alpha\beta\gamma} A_{\mu\beta} A_{\nu\gamma} \quad (2.3)$$

contendo um termo bilinear nos campos dos glúons, onde $f^{\alpha\beta\gamma}$ são as constantes de estrutura.

O acoplamento da interação forte é usualmente escrito da forma

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (2.4)$$

Poderia ser esperado para o acoplamento α_s um valor muito grande o que tornaria o emprego das regras de Feynman impossível, pois essas regras são úteis somente em uma teoria de perturbação. Porém, para teorias de calibre não-abelianas, o acoplamento decresce com a energia (curtas distâncias), assim essa dificuldade é naturalmente superada. O acoplamento efetivo deve obedecer à seguinte equação:

$$\frac{\partial \alpha_s(Q^2)}{\partial \ln(Q^2)} = \beta(\alpha_s(Q^2)) \quad (2.5)$$

onde Q é a escala de momentos e β é expandido como

$$\beta(\alpha) = -\beta_0 \alpha^2 + \mathcal{O}(\alpha^3) + \dots \quad (2.6)$$

No contexto da QCD, quando correções de ordem superior são calculadas, aparecem diagramas de loop. Esse complexo sistema de troca de glúons é o responsável por manter os quarks e

glúons confinados nos hádrons pois à medida que se tenta separar os quarks, o acoplamento efetivo se torna cada vez mais forte, exigindo que cada vez mais energia seja cedida para aumentar a distância entre os quarks.

Assim são identificados dois regimes da QCD:

- Regime perturbativo: caracteriza processos de curta distância e energias superiores a escala da QCD
- Regime não-perturbativo: caracteriza processos de longa distância e baixas energias

Para quarks suficientemente pesados, a seção de choque para a formação de pares de quarks é obtida como uma série perturbativa no acoplamento α_s calculado na massa do quark pesado ($m_Q \gg \Lambda$). Nesse sentido, a produção de quarks pesados também pode ser utilizada como fonte de testes para o entendimento da dinâmica da interação forte. A expressão para a seção de choque total para a produção de quarks pesados em colisões hadrônicas é calculada em [9].

Os termos de ordem mais baixa da série perturbativa que contribuem para a seção de choque são de ordem $O(\alpha_s^2)$

$$q + \bar{q} = Q + \bar{Q}$$

$$g + g = Q + \bar{Q}$$

Os processos de ordem $O(\alpha_s^3)$ que contribuem para a seção de choque inclusiva são listados a seguir:

$$q + \bar{q} = Q + \bar{Q} + g$$

$$g + g = Q + \bar{Q} + g$$

$$g + q = Q + \bar{Q} + q$$

$$g + \bar{q} = Q + \bar{Q} + \bar{q}$$

onde os dois primeiros termos são correções radiativas aos termos de ordem mais baixa. Os processos seguintes podem ser produzidos por mecanismos de excitação de sabor ou através do processo $g \rightarrow Q\bar{Q}$ (*gluon splitting*). As correções de ordem $O(\alpha_s^3)$ são importantes pois a seção de choque de processos $gg \rightarrow gg$, por exemplo, é da ordem de 100 vezes maior que a do

processo $gg \rightarrow QQ$. Um dos glúons resultantes do processo $gg \rightarrow gg$ pode dar origem a um par $Q\bar{Q}$.

A seção de choque total para a produção inclusiva em uma colisão entre dois hádrons é dada por:

$$\sigma(S) \approx \sum_{i,j} \int dx_i dx_j \hat{\sigma}_{i,j}(x_i x_j S, m_Q^2, \mu_R^2) F_i(x_i, \mu_F) F_j(x_j, \mu_F) \quad (2.7)$$

onde S é a energia de centro de massa dos hádrons, i e j são os respectivos índices dos pártons que interagem e x_i, x_j suas respectivas frações de momento em relação aos momentos dos hádrons. $\hat{\sigma}_{i,j}(x_i x_j S, m_Q^2, \mu_R^2)$ é a seção de choque para a produção do quark pesado dando a probabilidade da colisão entre os hádrons produzir um par $Q\bar{Q}$. $F_i(x_i, \mu_F)$ e $F_j(x_j, \mu_F)$ são as funções distribuição de pártons que dão a probabilidade de encontrar um dado párton com um momento x no hádron. m_Q é a massa do quark produzido, μ_R é a escala de renormalização e μ_F a escala de fatorização.

2.1.2 O Modelo Padrão Eletrofraco - setor leptônico

O modelo de S.L. Glashow, S. Weinberg e A. Salam [10] descreve ambas as interações eletromagnética e fraca como uma teoria unificada. As interações fracas são conhecidas por violar paridade, ou seja, não são simétricas sobre transformações entre férmions de helicidade esquerda e direita. O campo de Dirac representando um férmion pode ser expresso como a soma de um componente esquerdo, Ψ_E , e um componente direito, Ψ_D .

$$\Psi = \Psi_E + \Psi_D \quad (2.8)$$

onde

$$\begin{aligned} \Psi_E &= P_E \Psi \\ P_E &= \frac{1 - \gamma_5}{2} \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \Psi_D &= P_D \Psi \\ P_D &= \frac{1 + \gamma_5}{2} \end{aligned} \quad (2.10)$$

e P_E e P_D são operadores projetores dado que:

$$P_E P_E = P_E, \quad P_D P_D = P_D, \quad P_E P_D = 0$$

Esses operadores projetam os estados de helicidade esquerda (negativa) e direita (positiva) dos férmions, respectivamente.

Os termos cinético da lagrangeana e de interação do campo de Dirac com um campo vetorial também podem ser escritos como uma soma de dois termos cada um envolvendo estados de helicidade única. Entretanto, termos de massa misturam os estados das duas helicidades. Fisicamente essa mistura pode ser entendida se considerarmos o fato de que se um férmion massivo estiver se movendo na direção do eixo z ao longo do qual a partícula tem uma componente de spin positiva, a sua helicidade também será positiva nesse referencial. Porém é possível escolher um referencial dado por um boost nessa direção tal que a partícula seja vista, por um observador nesse novo referencial, se movendo na direção negativa do eixo z . Isso implica que, nesse novo referencial, a helicidade do férmion será negativa. Por outro lado, férmions sem massa não podem ter sua helicidade trocada através de uma mudança de referencial.

Uma vez que interações fracas ocorrem entre férmions de helicidade negativa, os elétrons, múons, taus e seus respectivos neutrinos formam dubletos de isospin fraco:

$$E_l = \begin{pmatrix} \nu \\ l \end{pmatrix}_E \quad (2.11)$$

onde os estados ν e l esquerdos são:

$$\begin{aligned} \nu_E &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\nu \\ l_E &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)l \end{aligned} \quad (2.12)$$

Até o momento da idealização do Modelo Padrão não havia indícios da massa dos neutrinos de maneira que o seu estado de helicidade direita é idealizado tal que

$$\nu_D = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\nu = 0 \quad (2.13)$$

Então têm-se apenas 3 léptons de helicidade direita que são singletos de isospin fraco denotados por D_l . O acoplamento do grupo de calibre de isospin fraco $SU(2)_L$ é definido como g .

Para incorporar a interação eletromagnética à teoria, o grupo abeliano $U(1)_Y$ é adicionado. A hipercarga Y é relacionada à carga elétrica e à terceira componente de isospin da seguinte maneira:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \quad (2.14)$$

e por construção

$$[I_3, Y] = 0 \quad (2.15)$$

O acoplamento do grupo de calibre $U(1)_Y$ é definido como $g'/2$, onde o fator $1/2$ é escolhido por simplicidade. Assim o grupo das transformações dadas pelos geradores I e Y é o grupo de calibre $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Os bósons de calibre introduzidos são denotados por:

$$b_\mu^1, b_\mu^2, b_\mu^3 \quad \text{para } SU(2)_L \quad (2.16)$$

$$\mathcal{A}_\mu \quad \text{para } U(1)_Y \quad (2.17)$$

A lagrangeana é escrita como

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{leptons} + \mathcal{L}_{calibre} \quad (2.18)$$

onde

$$\mathcal{L}_{leptons} = \bar{D}_l i \gamma^u \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} \mathcal{A}_\mu Y \right) D_l + \bar{E}_l i \gamma^u \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} \mathcal{A}_\mu Y + \frac{ig}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}_\mu \right) E_l \quad (2.19)$$

e

$$\mathcal{L}_{calibre} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^l F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} f_{\mu\nu} f^{\mu\nu} \quad (2.20)$$

sendo

$$F_{\mu\nu}^l = \partial_\nu b_\mu^l - \partial_\mu b_\nu^l + g \epsilon_{jkl} b_\mu^j b_\nu^k, \quad f_{\mu\nu} = \partial_\nu \mathcal{A}_\mu - \partial_\mu \mathcal{A}_\nu \quad (2.21)$$

Por razões imediatas percebe-se que essa lagrangeana ainda não é satisfatória para descrever as interações fraca e eletromagnética. Na natureza, somente um dos bósons de interação não é massivo, o fóton. Outro aspecto importante é o fato de que elétrons, muons e taus ainda não possuem massa. Para que bósons e férmions adquiram massa o mecanismo de quebra de simetria é empregado mantendo a invariância de calibre do grupo. Um dubleto de campos escalares complexos que se transforma como um dubleto de $SU(2)_L$ com hipercarga $Y = 1$ é introduzido [11]. Esse é o chamado campo de Higgs. Três termos são adicionados à lagrangeana original. O termo de interação do campo de Higgs com os férmions

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_l [(\bar{E}_l \phi) D_l + \bar{D}_l (\phi^\dagger E_l)], \quad (2.22)$$

o termo de interação entre os bósons e o campo de Higgs

$$\mathcal{D}\phi^\dagger \mathcal{D}\phi = \left| \left(\partial_\mu + \frac{ig'}{2} \mathcal{A}_\mu Y + \frac{ig}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}_\mu \right) \right|^2, \quad (2.23)$$

e um termo de auto-interação de ϕ

$$\mathcal{L}_H = -V(\phi^\dagger\phi) = -\mu^2(\phi^\dagger\phi) - |\lambda|(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (2.24)$$

Sendo $\mu^2 < 0$, o potencial de Higgs tem um mínimo quando

$$\phi^\dagger\phi = -\frac{\mu^2}{2|\lambda|} \quad (2.25)$$

O valor esperado do vácuo para o campo ϕ é escolhido tal que

$$\langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Os geradores τ e Y não satisfazem a condição necessária para manter o vácuo invariante, pois

$$Yi \langle \phi \rangle_0 \neq 0, \quad \tau_i \langle \phi \rangle_0 \neq 0 \quad (2.27)$$

implicando que todos os bósons de calibre adquiram massa. Entretanto, a combinação linear correspondente ao operador carga elétrica Q não quebra essa invariância, isso é, o fóton não adquire massa. Da expansão do campo ϕ em torno do valor mínimo do potencial V obtém-se as massas dos férmions e bósons direto da lagrangeana.

A massa dos férmions é obtida do termo de interação de Yukawa

$$m_l = \frac{G_l v}{\sqrt{2}}, \quad (2.28)$$

a partir do termo escalar da lagrangeana são definidos diretamente os campos carregados

$$W_\mu^\pm = \frac{b_\mu^1 \mp ib_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.29)$$

com massas dadas por

$$M_{W_\mu^\pm} = \frac{gv}{2}. \quad (2.30)$$

Aos campos neutros correspondem às seguintes combinações ortogonais

$$Z_\mu = \frac{-g' \mathcal{A}_\mu + gb_u^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad A_\mu = \frac{g \mathcal{A}_\mu + g' b_u^3}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.31)$$

onde A_μ é o bóson não-massivo (fóton) e o Z_μ tem massa dada por $M_{Z_0} = M_W \sqrt{1 + g'^2/g^2}$.

É conveniente introduzir um ângulo θ_W para parametrizar a mistura dos campos de calibre neutros

$$g'/g = \tan\theta_W \quad (2.32)$$

pois reescrevendo a lagrangeana em termos dos campos $W^\pm$, Z e A é possível exprimir as constantes de acoplamento dos grupos em termos da carga elétrica elementar e do ângulo θ_W . Além disso, as correntes eletromagnética e fracas são explicitamente identificadas.

$$g = e/\sin\theta_W, \quad g' = e/\cos\theta_W \quad (2.33)$$

2.1.3 O setor de quarks

A introdução dos quarks no Modelo Padrão Eletrofraco é feita de maneira análoga ao setor leptônico. Os quarks são incorporados no modelo GWS pela adição de dubletos de quarks esquerdos e singletos direitos. A primeira família de quarks consiste de um quark u e um quark d , então o dubleto fica definido como

$$q_E = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_E \quad (2.34)$$

e os singletos são u_D e d_D .

Para cada família são introduzidos três cópias desses quarks, onde o índice cor é suprimido por simplicidade. Os quarks também adquirem massa através do mecanismo de quebra de simetria, via seu acoplamento com os escalares. Entretanto o campo ϕ dá conta da massa dos membros inferiores das gerações, de maneira que um segundo escalar de Higgs se faz necessário para que seja atribuída massa aos componentes superiores também. Esse campo nada mais é do que o complexo conjugado de ϕ

$$\bar{\phi} = i\sigma_2\phi^* \quad (2.35)$$

que também é um campo do grupo $SU(2)_L$, mas de hipercarga é $Y_{\bar{\phi}} = -1$.

Assim, a única diferença considerável em relação ao setor leptônico é a forma do termo de interação de Yukawa, que gera massa para ambos os quarks de cada geração.

A segunda família de quarks consiste de um quark c e um quark s . A incorporação pura de cópias de dubletos e singletos à teoria traz uma complicação adicional, pois existem termos de mistura entre os quarks na lagrangeana de interação. Porém é conveniente supor que a matriz de massa não contém termos fora da diagonal e que os quarks envolvidos nos termos de Yukawa são quarks físicos. Então os quarks que se acoplam com os bósons são superposições dos quarks

físicos. Dessa forma, os dubletos são escritos

$$\begin{pmatrix} u \\ \tilde{d} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ \tilde{s} \end{pmatrix}, \quad (2.36)$$

onde

$$\begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d \cos\theta_c + s \sin\theta_c \\ -d \sin\theta_c + s \cos\theta_c \end{pmatrix}. \quad (2.37)$$

O ângulo θ_c é denominado ângulo de Cabibbo [12]. A presença desse ângulo indica que dois tipos de auto-estados devem ser definidos. Os quarks d e s são auto-estados de massa, enquanto os estados $\tilde{d}$ e $\tilde{s}$ são auto-estados de calibre dados por combinações ortogonais dos estados físicos. É importante enfatizar que essas misturas apontam para as possíveis transições entre duas famílias distintas. De fato, a motivação para o ângulo de Cabibbo é permitir tais transições. A subsequente introdução do quark c , e portanto a introdução do dubleto de quarks c e s , por Glashow, Iliopoulos e Maiani [13] é proposta de maneira que os termos das interações do bóson Z são mantidos inalterados por uma transformação unitária pois

$$\bar{\tilde{d}}\gamma_5\tilde{d} + \bar{\tilde{s}}\gamma_5\tilde{s} = \bar{d}\gamma_5d + \bar{s}\gamma_5s \quad (2.38)$$

onde os termos cruzados se cancelam. Dessa forma, trocas de sabor entre famílias em interações neutras podem ocorrer somente em processos de ordem superior onde não há troca do bóson Z , e sim trocas de pares de W . Uma das motivações para o mecanismo de GIM foi explicar a taxa de decaimento do canal $K_L \rightarrow \mu^+\mu^-$. Os diagramas de caixa para esse decaimento são ilustrados na Figura 2.1. O valor teórico obtido sem levar em conta a inclusão do quark c é inconsistente (superior) com o valor da taxa observada. Esses diagramas diferem nos quarks internos trocados u e c . Sendo a massa do quark c muito maior que a massa do quark u , as contribuições desses dois diagramas não se cancelam.

A inclusão da terceira família de quarks à teoria é obtida através do mesmo procedimento utilizado anteriormente. Logo, tem-se os seguintes dubletos

$$\begin{pmatrix} u \\ \tilde{d} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ \tilde{s} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ \tilde{b} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

onde $\tilde{d}, \tilde{s}$ e $\tilde{b}$ são dados por

$$\begin{pmatrix} \tilde{d} \\ \tilde{s} \\ \tilde{b} \end{pmatrix} = \mathbf{V}_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad \text{com} \quad \mathbf{V}_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

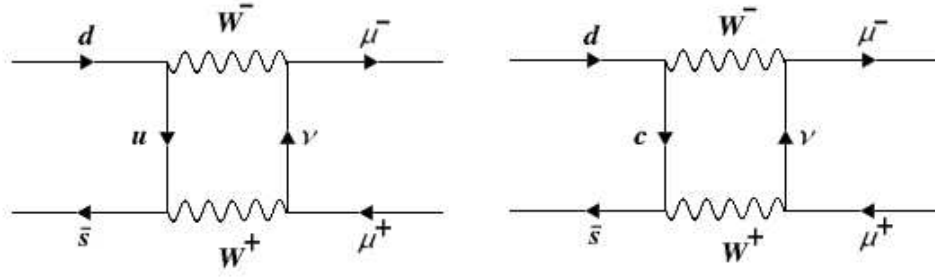


Figura 2.1: Diagramas de caixa para o decaimento $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$

V_{CKM} é a matriz unitária de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa e seus elementos $V_{q_i q_j}$ são amplitudes de transição entre os diferentes sabores de quark [14].

Uma matriz unitária $n \times n$ possui n^2 parâmetros independentes uma vez que n^2 vínculos são estabelecidos. Sendo $2n$ o número de quarks na teoria, o número total de parâmetros livres é dado por

$$n^2 - (2n - 1) \quad (2.41)$$

Nessa contagem uma fase global é omitida mantendo a matriz V_{CKM} invariante. Os parâmetros reais restantes podem ser descritos como ângulos de rotação de maneira que o número de fases fica definido como

$$n^2 - (2n - 1) - \frac{1}{2}n(n - 1) = \frac{1}{2}(n - 1)(n - 2) \quad (2.42)$$

Para o modelo de dois dubletos o número de parâmetros reais é um, sendo equivalente ao ângulo de Cabibbo. Com a incorporação da terceira família obtêm-se três parâmetros reais e um fator de fase, dando um total de 4 parâmetros. Aos parâmetros reais são associados os três ângulos de mistura entre os sabores. Esses ângulos são também denominados ângulos generalizados de Cabibbo.

Os valores atuais dos elementos medidos da matriz CKM assim como a origem das medidas são listados a seguir [15].

- $|V_{ud}| = 0,9738 \pm 0,0005$ (Medida obtida através do decaimento β nuclear)
- $|V_{us}| = 0,2200 \pm 0,0026$ (Medida resultante de análises de decaimentos neutros e carregados do káon)

- $|V_{cd}| = 0,224 \pm 0,012$ (Produção de di-múons em processos de espalhamento profundamente inelásticos)
- $|V_{cs}| = 0,996 \pm 0,013$ (Combinação de resultados provenientes de decaimentos semileptônicos e de decaimentos do W)
- $|V_{cb}| = (0,0413 \pm 0,0015)$ (Obtido da combinação de resultados de decaimentos semileptônicos dos mésons B e D)
- $|V_{ub}| = (0,00367 \pm 0,00047)$ (Medida realizada através de decaimentos semi-leptônicos do tipo $b \rightarrow ul^- \bar{\nu}_l$)
- $\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2} = 0,94^{+0,31}_{-0,24}$ (Medida resultante da obtenção da fração de eventos do tipo $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ com relação ao total de eventos com transições do tipo $t \rightarrow d$ e $t \rightarrow s$)

2.1.4 A matriz CKM e a violação de CP

A condição de unitariedade da matriz de CKM implica em n^2 vínculos. Esses vínculos são escritos da seguinte maneira:

$$\sum_k^3 V_{ik} V_{kj}^* = \delta_{ij} \quad (2.43)$$

Dentre essas relações, algumas são importantes para o estudo da violação da simetria Carga-Paridade ou CP. A partir dessas relações, parâmetros geométricos são associados a parâmetros de processos físicos. Tais informações estão disponíveis nas relações do tipo

$$\sum_k^3 V_{kj} V_{ki}^* = 0. \quad (2.44)$$

A violação da simetria CP advém do fato de que elementos da matriz CKM são números complexos. Tal violação já foi observada no setor de káons e atualmente está sendo estudada no setor do mésons B . Para a física do quark b as relações relevantes são

$$\begin{aligned} V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* &= 0, \\ V_{td} V_{ud}^* + V_{ts} V_{us}^* + V_{tb} V_{ub}^* &= 0. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Através dessas relações dois triângulos de unitariedade podem ser construídos no plano complexo. Os ângulos ilustrados na Figura 2.2 representam a parte imaginária da matriz de CKM, ou seja, representam a parte responsável pela violação de CP.

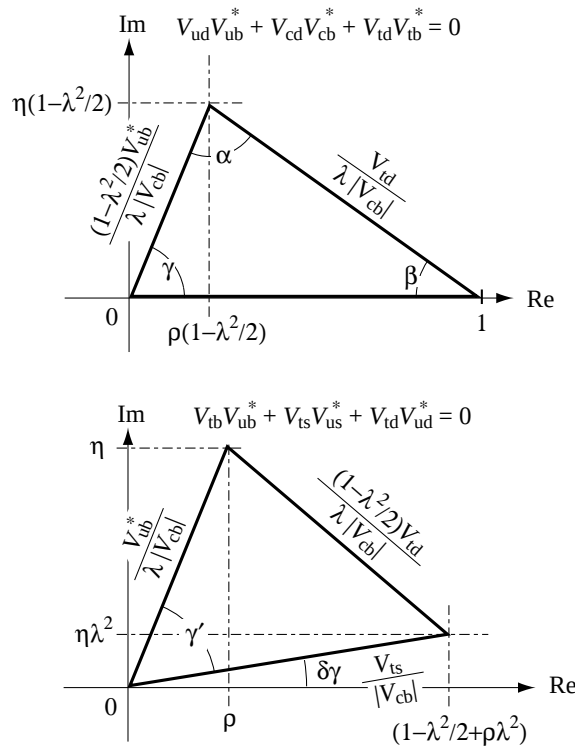


Figura 2.2: Triângulos de unitariedade relevantes para estudos de violação de CP no setor do b .

Uma outra representação conveniente da matriz V_{CKM} é a chamada parametrização de Wolfenstein [16]. Essa representação emprega um parâmetro A , cujo valor é próximo da unidade, um parâmetro $\lambda = \sin\theta_C$ e um número complexo $\rho + i\eta$. Em termos desses parâmetros a matriz de CKM é escrita da seguinte maneira

$$V_{CKM} = V_{CKM}^{(3)} + \delta V_{CKM} + \mathcal{O}(\lambda^6) \quad (2.46)$$

onde $V_{CKM}^{(3)}$ é a expansão da matriz até a terceira ordem de λ e δV_{CKM} é a correção da matriz até a quinta ordem de λ .

$$V_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.47)$$

$$\delta V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A\lambda^5(\rho + i\eta)/2 & A\lambda^4(1/2 - \rho) - iA\lambda^4\eta & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.48)$$

Os ângulos dos triângulos são obtidos por intermédio dos vínculos e através de seus lados.

Assim α , β e γ são escritos como

$$\begin{aligned}\alpha &= \arg \left(-\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right), \\ \beta &= \pi - \arg \left(-\frac{V_{tb}^* V_{td}}{V_{ub}^* V_{ud}} \right) \text{ e} \\ \gamma &= \arg \left(-\frac{V_{ub}^* V_{ud}}{V_{cb}^* V_{cd}} \right)\end{aligned}$$

Todos os lados desses dois triângulos tem comprimentos da ordem de $\mathcal{O}(\lambda^3)$. Tal constatação leva à conclusão de que os ângulos α , β e γ têm valores de cerca de dezenas de graus. Isso implica que a violação de CP deve aparecer de maneira significativa no setor do quark b .

A combinação das medidas dos elementos da matriz de CKM com outros parâmetros de violação de CP medidos independentemente pode ser feita de maneira que os parâmetros da expansão de Wolfenstein sejam obtidos. Algumas dessas medidas independentes são as frequências de oscilação Δm_d e Δm_s entre os mésons B_d - $\bar{B}_d$ e B_s - $\bar{B}_s$ respectivamente, o $\sin(2\beta)$ e o parâmetro de violação de CP direta $|\epsilon_k|$ medido dos sistemas de káons neutros. A atual combinação de todas as medidas relevantes fornece os seguintes valores para as coordenadas no plano complexo do vértice superior ou ápice do triângulo de unitariedade ilustrado na Figura 2.3 [17]:

$$\begin{aligned}\bar{\rho} &= \rho(1 - \lambda^2/2) = 0,189_{-0,070}^{+0,088}, \\ \bar{\eta} &= \eta(1 - \lambda^2/2) = 0,358_{-0,042}^{+0,046}\end{aligned}$$

e

$$\lambda = 0,2229 \pm 0,0022.$$

A Figura 2.3 mostra as diferentes regiões de vínculo e suas respectivas medidas associadas. O nível de confiança da área mais provável para a localização do vértice é 95%.

2.2 O decaimento raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Como discutido anteriormente o setor do quark b é favorecido para o desenvolvimento de estudos de violação de CP e decaimentos raros, ou seja, esse setor permite uma investigação mais detalhada a respeito de aspectos importantes do Modelo Padrão. Busca-se também estabelecer um quadro onde contribuições de física nova possam ser identificadas.

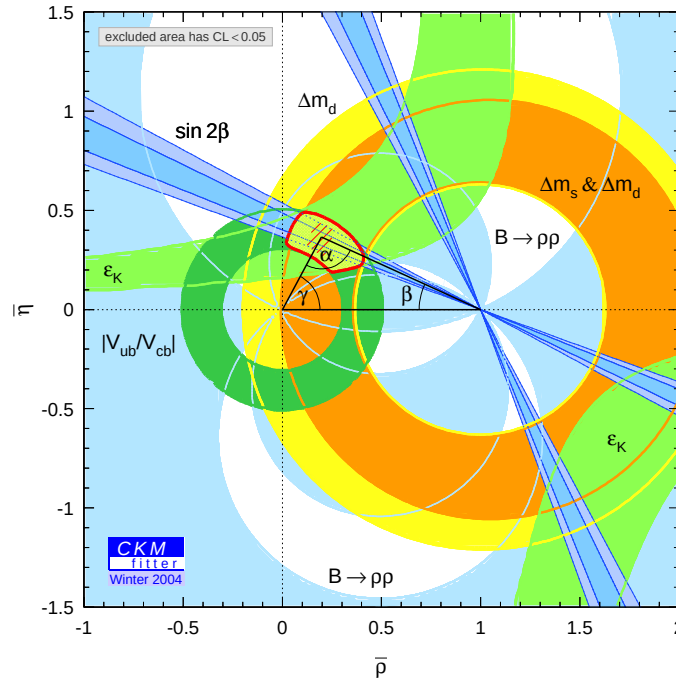


Figura 2.3: Vínculos para os possíveis valores das coordenadas do vértice superior do triângulo de unitariedade

No Modelo Padrão as correntes neutras de troca de sabor (*Flavour Changing Neutral Currents* - *FCNC*) são proibidas em primeira ordem, podendo ocorrer somente em correções de ordem superior. Assim essas trocas de sabor ocorrem somente em diagramas de caixa com trocas de bósons W e em diagramas “pinguim” com o Z^0 . A ausência de diagramas de “pinguim” com o fóton é devida à conservação da corrente eletromagnética dos múons. A Figura 2.4 ilustra alguns dos diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Portanto uma característica importante dos decaimentos raros dos mésons K e B é que eles sofrem uma forte supressão do mecanismo de GIM cuja dependência nas massas dos quarks internos é quadrática. Tal dependência é típica em diagramas de caixa e de “pinguim” com Z^0 . Os primeiros cálculos para a razão de ramificação desse decaimento foram feitos em [18]. A sensibilidade desse tipo de decaimento às propriedades do quark t , como a massa m_t e os elementos V_{ts} e V_{td} da matriz CKM, tornam tais processos objetos de investigação muito interessantes. A medida desses dois elementos da matriz CKM ou a razão entre eles pode ser combinada com resultados das análises das misturas $B - \bar{B}$ [19].

Para que tais estudos possam ser feitos com máxima confiança possível, as incertezas teóricas devem ser minimizadas o suficiente para que futuras verificações experimentais venham a ser

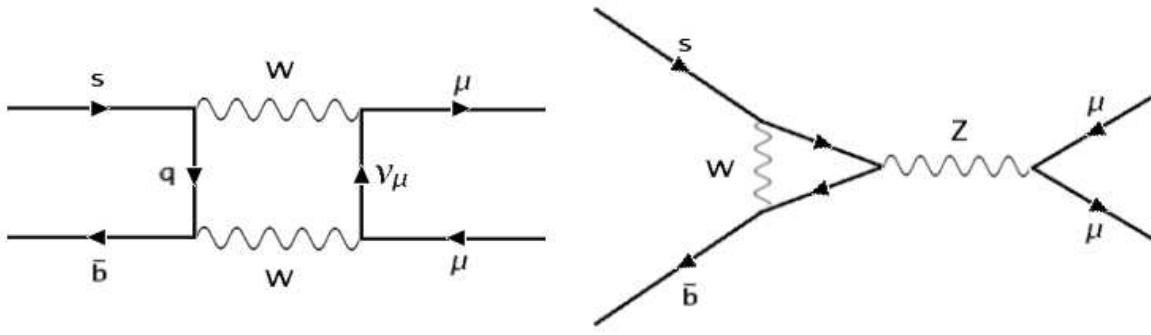


Figura 2.4: Alguns dos diagramas de Feynman de ordem mais baixa para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$

realizadas. As principais fontes de incertezas teóricas para os decaimentos dos mésons B estão relacionadas com o fato de que apesar desses decaimentos ocorrerem via interação fraca entre os quarks eles também sofrem a ação da interação forte e tais efeitos devem ser levados em conta nos cálculos. Isto significa que uma vez que hádrons são envolvidos nos decaimentos, efeitos de QCD não são desprezíveis e devem ser quantificados. Dois métodos em Teoria de Campos são empregados para se levar em conta tais contribuições da interação forte. Primeiro utiliza-se a chamada expansão em produtos de operadores (Operator Products Expansion-OPE) [20] e em seguida é empregada a análise do grupo de renormalização [21].

O cálculo para a amplitude de um processo, um decaimento fraco por exemplo, é obtido na OPE através da seguinte expressão:

$$\langle \mathcal{H}_{efetiva} \rangle = \sum_i C_i(\mu, M_W) \langle Q_i(\mu) \rangle, \quad (2.49)$$

onde C_i são denominados coeficientes de Wilson e Q_i são os operadores locais. C_i e Q_i são dependentes da escala de normalização e C_i possui também uma dependência na massa do bóson W e na massa de outras partículas pesadas como o quark t . A amplitude na expressão 2.49 pode ser pensada como uma hamiltoniana onde Q_i são os vértices efetivos e C_i são as correspondentes constantes de acoplamento.

O objetivo dessa expansão é fatorizar os dois tipos distintos de efeitos a serem considerados. Com a expansão da hamiltoniana efetiva tenta-se separar os efeitos de longa distância dos efeitos de curta distância. As contribuições de curta distância estão contidas nos coeficientes de Wilson C_i e as contribuições de longa distância estão contidas nos elementos das matrizes dos operadores locais. A separação entre esses dois regimes é dada pela escala de renormalização μ ,

cujo valor para decaimentos de mésons B é da ordem de 1 GeV. Espera-se que a amplitude do processo não dependa da escala de renormalização μ , assim a dependência existente nos coeficientes de Wilson deve se cancelar com a dependência dos operadores locais. Tal cancelamento envolve vários termos da expansão de $\langle \mathcal{H}_{efetiva} \rangle$.

A análise dos efeitos de curta distância é feita através de métodos bem definidos em teoria de campos. Devido ao princípio de liberdade assintótica da QCD os efeitos da interação forte a curtas distâncias são calculáveis em termos de séries perturbativas na constante de acoplamento $\alpha_s(\mu)$. O emprego da constante de acoplamento como parâmetro perturbativo é razoável em toda a faixa de curtas distâncias definida de $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$ até $\mathcal{O}(M_W)$. Porém, termos do tipo $\ln(M_W/\mu)$ aparecem em produtos com $\alpha_s(\mu)$ tornando inválida a série perturbativa usual. Nesse ponto uma análise de grupo de renormalização permite o cálculo da soma dos termos de logaritmo em todas as ordens. Assim, a teoria de perturbação usual é substituída por uma teoria de perturbação renormalizada. Os termos de ordem mais baixa dessa teoria correspondem à soma dos termos logarítmicos $\sim (\alpha_s(\mu)\ln(M_W/\mu))^n$ e os de ordem superior mais próxima correspondem aos termos $\sim \alpha_s(\mu)(\alpha_s(\mu)\ln(M_W/\mu))^n$. A consideração dos efeitos de curta distância têm grande relevância, uma vez que sua análise fornece a base para os cálculos posteriores de amplitude.

Os cálculos das contribuições de longa distância constituem um grande desafio, uma vez que uma teoria de perturbação usual não pode ser empregada. Diferentes métodos tem sido utilizados e resultados qualitativos foram obtidos. As contribuições dos efeitos de longa distância são a maior fonte de incertezas para os cálculos da hamiltoniana efetiva. Nesse ponto o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ apresenta uma grande vantagem, visto que o efeito de longa distância relevante para esse processo é determinado pela constante de decaimento do B_s . Essa constante pode ser obtida através de medidas realizadas em decaimentos semileptônicos ou através de cálculos de QCD na rede. Por esse motivo as previsões teóricas para esse decaimento são limpas, com incertezas pequenas comparadas a outros decaimentos do méson B . Portanto, esse processo é muito sensível a efeitos indiretos de física nova e, em princípio, pode fornecer informação a respeito das massas e acoplamentos das partículas virtuais participantes, sendo estas pertencentes ao Modelo Padrão ou até mesmo novas partículas.

A hamiltoniana efetiva resultante de contribuições do tipo caixa ou “pinguim” pode ser

escrita da seguinte maneira

$$\langle \mathcal{H}_{efetiva} \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \theta_W} \left[\sum_i \lambda_i F(x_i) (\bar{b}s)_{V-A} (l^+ l^-)_{V-A} \right] \quad (2.50)$$

onde $i = u, c, t$ são os índices do somatório sobre os quarks internos, $\lambda_i = V_{ib}^* V_{is}$, $x_i = m_i^2/M_W^2$ e $F(x_i)$ são funções que contém as dependências nas massas dos quarks e incluem as correções de QCD.

Utilizando a unitariedade da matriz CKM é possível escrever a hamiltoniana como

$$\langle \mathcal{H}_{efetiva} \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \theta_W} [\lambda_c (F(x_c) - F(x_u)) + \lambda_t (F(x_t) - F(x_u))] \quad (2.51)$$

Dada a dependência quadrática de $F(x)$, os termos relativos ao quark u são desprezíveis quando comparados aos termos dos outros quarks. Nota-se então, que as escalas de energia são maiores que Λ_{QCD} indicando que esse processo é essencialmente dominado pelos efeitos de curta distância. Sendo λ_c e λ_t da mesma ordem de grandeza e $F(x_c)/F(x_t) \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ verifica-se que esse decaimento é dominado pelo setor do quark t e a hamiltoniana é escrita na forma

$$\langle \mathcal{H}_{efetiva} \rangle = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \sin^2 \theta_W} V_{tb}^* V_{ts} Y(x_t) (\bar{b}s)_{V-A} (l^+ l^-)_{(V-A)}, \quad (2.52)$$

onde $Y(x)$ é expresso como

$$Y(x) = Y_0(x) + \frac{\alpha_s}{4\pi} Y_1(x). \quad (2.53)$$

O termo Y_0 corresponde às contribuições de ordem mais baixa e $(\alpha_s/4\pi)Y_1$ é o termo referente à correção de ordem mais próxima. Uma expressão para razão de ramificação é obtida a partir da hamiltoniana e essa razão é estimada supondo valores centrais. A inclusão de correções de QCD nos cálculos para a razão de ramificação nesse decaimento reduz as incertezas devido à escala de normalização de $\mathcal{O}(30\%)$ para 2% [2]. O valor atual para a razão de ramificação é $3.5 \pm 0.1 \times 10^{-9}$ [1].

2.3 Medidas recentes e extensões do Modelo Padrão

Apesar da razão de ramificação do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ser muito pequena no Modelo Padrão, portanto não acessível aos experimentos em funcionamento, a busca pela assinatura desse processo tem sido realizada. Essas análises são feitas pois previsões de extensões do Modelo Padrão dão valores para a razão de ramificação superiores em ordens de grandeza ao

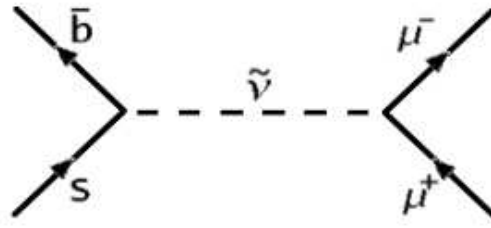


Figura 2.5: Diagrama de Feynman para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ em modelos supersimétricos com violação da paridade R

valor calculado no Modelo Padrão. Dessa forma, a observação desse processo antes do LHC ocorrerá somente se houver contribuição de física nova. Recentemente os experimentos D0 [22] e CDF [3] publicaram limites superiores para essa razão. Tais limites permitem a imposição de restrições no espaço de parâmetros desses modelos.

Existem muitos modelos de extensão para o Modelo Padrão dos quais destaco os modelos Supersimétricos com Violação de Paridade R e modelos de mSUGRA com dubletos de Higgs para ilustrar possíveis efeitos de física nova que podem aumentar, de maneira significativa, a razão de ramificação do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Os diagramas de Feynman desses modelos são do tipo diagrama de “árvore” e do tipo *loop*. As contribuições de árvore são permitidas em modelos com violação de paridade R o que naturalmente leva a uma razão de ramificação alta. A Figura 2.5 ilustra um diagrama do modelo com violação de R.

Nos modelos de mSUGRA a razão de ramificação do decaimento é proporcional à sexta potência do parâmetro $\tan\beta$ que é definido como

$$\tan\beta = \frac{\langle H_2 \rangle}{\langle H_1 \rangle}, \quad (2.54)$$

onde $\langle H_1 \rangle$ e $\langle H_2 \rangle$ são os valores esperados para os bósons de Higgs supersimétricos no modelo de dubletos. A medida de $\tan\beta$ é um ponto fundamental para o estabelecimento desses modelos. Pode ocorrer um fator de aumento para a razão de ramificação desses processos da ordem de centenas de vezes em relação ao valor definido pelo Modelo Padrão. Na Figura 2.6 estão representados possíveis diagramas para mSUGRA.

Para os experimentos D0 e CDF espera-se um desempenho semelhante nos resultados de suas análises do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Portanto nos fixamos somente no experimento CDF [3] para ilustrar como as investigações desse decaimento são feitas.

Uma boa análise em física de partículas é realizada com sucesso se o ruído é bem conhecido,

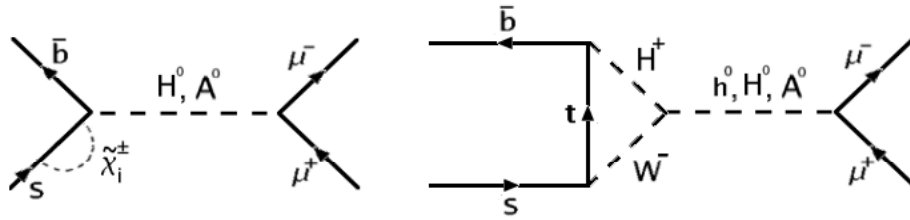


Figura 2.6: Diagramas de Feynman para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no mSUGRA

ou seja, o número de eventos ruído devem ser bem estimado estatisticamente. Tal afirmação tem um peso ainda maior quando trata-se de um decaimento com razão de ramificação tão baixa. Para suprimir a presença dos eventos de ruído, um conjunto de variáveis discriminantes é utilizado. A Figura 2.7 mostra as variáveis de seleção utilizadas na análise do CDF e sua distribuição para os eventos de ruído e sinal. O eventos de sinal são gerados a partir de simulações e representam o seu comportamento esperado. O comportamento dos eventos que constituem o ruído também é previamente estudado através de cuidadosa simulação. Com uma escolha de valores de corte apropriados nessas variáveis os eventos de ruído são parcialmente rejeitados. Uma boa estimativa da eficiência de seleção do sinal e das características do detetor também é necessária.

Na análise dos dados provenientes das medidas do detetor somente um evento é selecionado e um limite superior é estabelecido para a razão de ramificação do decaimento. O ruído estimado para a seleção é $0,81 \pm 0,12$ ($0,66 \pm 0,13$). A Figura 2.8 mostra o valor da massa reconstruída do evento selecionado e os respectivos intervalos de busca para os decaimentos do B_s e do B_d . Os intervalos utilizados são equivalentes a $2,5\sigma$ e o valor limite para a razão de ramificação é $Br(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 1,5 \times 10^{-7}$ ($2,0 \times 10^{-7}$) com um nível de confiança de 90% (95%) utilizando uma luminosidade de 364 pb^{-1} . Com esse limite superior o espaço de parâmetros para os modelos de supersimetria é reduzido de maneira significativa. Na Figura 2.9 é possível visualizar as regiões limitadas do espaço de parâmetros para diferentes modelos teóricos.

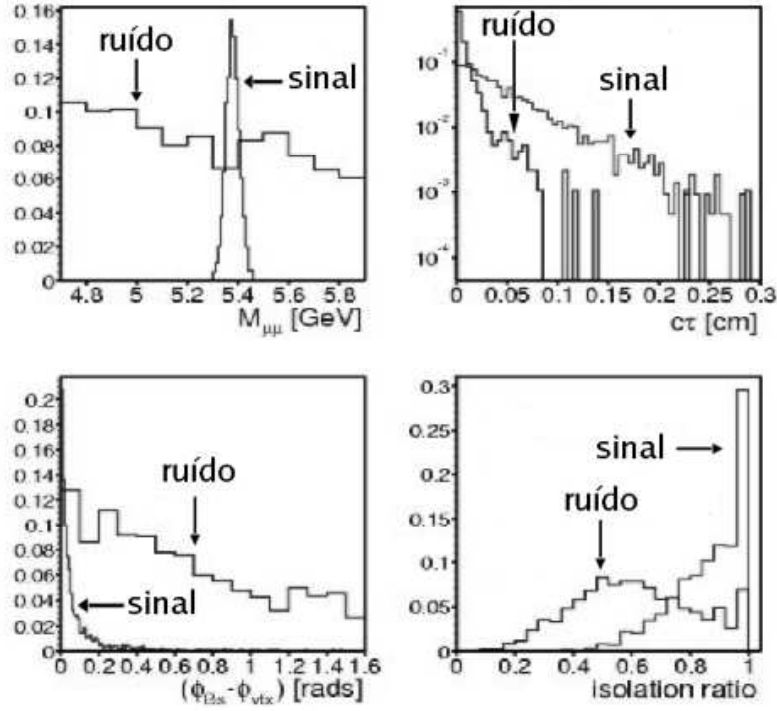


Figura 2.7: Variáveis utilizadas para análise do canal $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no experimento CDF.

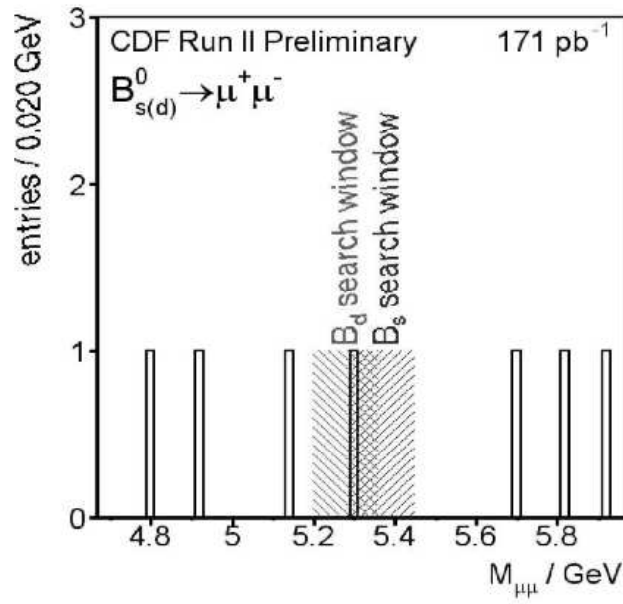


Figura 2.8: Distribuição da massa reconstruída com eventos selecionados no experimento CDF.

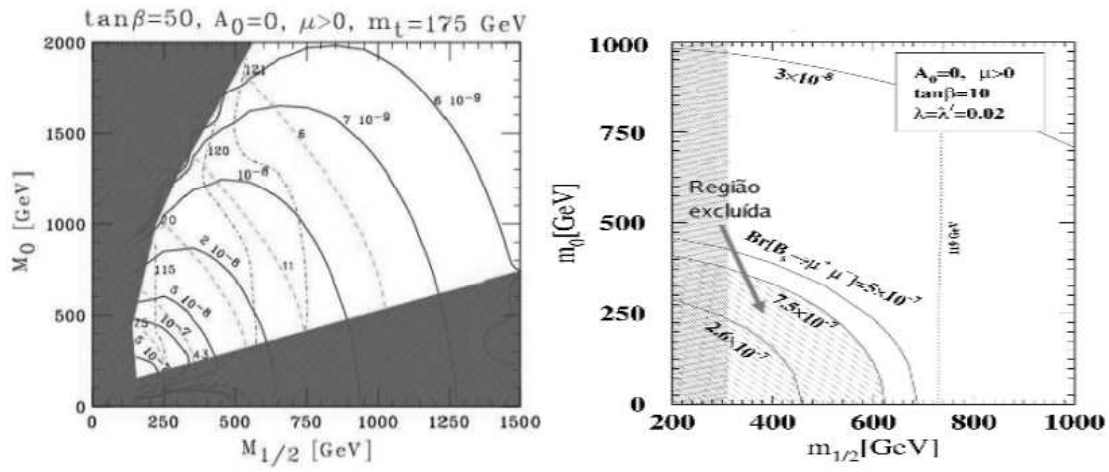


Figura 2.9: Regiões de parâmetros teóricos excluídas para diferentes valores de $Br(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ com 90% de nível de confiança [4, 5].

Capítulo 3

O Aparato Experimental

Atualmente o detetor do experimento LHCb está em fase de construção. Ele será um dos quatro detetores componentes do projeto LHC que deverá ter o início de seu funcionamento no ano de 2007. O LHCb é um experimento dedicado ao estudo de violação de CP e decaimentos raros no setor do quark b . Nesse capítulo descrevo resumidamente o acelerador LHC dando uma maior ênfase à descrição do detetor do experimento LHCb.

3.1 O Projeto LHC

Localizado no CERN [23], o LHC (*Large Hadron Collider*) [24] é um colisor construído para acelerar prótons a uma escala de energia até então jamais obtida em laboratório. Para a produção, armazenamento e aceleração dos prótons toda a estrutura já existente no LEP [25] será utilizada. Essa estrutura consiste no túnel, sistema de pré-aceleração e injeção. Os prótons são inicialmente acelerados até uma energia de 50MeV no acelerador linear (*LINAC*) e logo em seguida enviados para o PSB (*Proton Synchrotron Booster*) onde são novamente acelerados atingindo uma energia de 1.4GeV. Os próximos estágios são o PS (*Proton Synchrotron*) e o SPS (*Super Proton Synchrotron*) de onde os prótons saem com energias iguais a 26GeV e 450GeV, respectivamente. Após deixar o SPS as partículas são injetadas no LHC onde uma energia da ordem de 7TeV será atingida.

Além de operar em altas energias, o LHC foi desenvolvido para prover os experimentos com colisões a uma taxa muito elevada. Esta taxa é definida como a frequência de cruzamento das núvens de prótons, cujo valor é de 40MHz. Portanto o LHC permitirá não somente o estudo de eventos que ocorrem em escalas de altas energias como também terá estatística suficiente para

a análise de eventos muito raros. Outro parâmetro importante a ser definido é a luminosidade que pode ser escrita como

$$\mathcal{L} = \frac{nN}{At}, \quad (3.1)$$

onde n e N são os números de partículas em cada uma das núvens, A a região de interação e t o intervalo de tempo entre as colisões das nuvens. A luminosidade desejada para o LHC é da ordem de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

A aceleração de partículas idênticas em direções opostas é feita através de dois tubos ou canais independentes. Nos pontos de curvatura as partículas sofrem deflexão por meio da ação de um campo magnético de 8.4T obtido por dipolos localizados em cada um desses pontos. A Tabela 3.1 mostra os principais parâmetros técnicos do LHC.

Tabela 3.1: Parâmetros técnicos do LHC.

Parâmetro	Valor
Perímetro (km)	27
Energia de Centro de Massa (TeV)	14
Campo de Dipolo (T)	8.4
Luminosidade ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$\sim 10^{34}$
Nuvs por feixe	2835
Partículas por nuvem	$\sim 10^{11}$
Espaçamento entre nuvs (ns)	25
Ângulo de cruzamento (μrad)	200
Raio da região de interação (μm)	16
Comprimento da região de interação (cm)	5.3

3.2 Os Experimentos do LHC

São quatro os experimentos que compõem o projeto LHC: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb. Desses quatro, dois são de propósitos específicos e dois de propósitos gerais.

ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) [26]

O objetivo principal do Alice é estabelecer e estudar a formação de uma nova fase da matéria, o

plasma de quarks e glúons. Ao contrário dos outros experimentos do LHC, o ALICE foi projetado para observar colisões Pb-Pb com uma estatística muito superior aos outros experimentos de propósito semelhante já existentes.

ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [27]

Experimento de propósito geral, o ATLAS é dedicado à investigação de diferentes aspectos da física de partículas dos quais destacam-se a procura pelo bóson de Higgs do Modelo Padrão, estudos dos possíveis mecanismos alternativos de quebra espontânea de simetria, busca por partículas supersimétricas e análise da física no setor dos quarks pesados b e t .

CMS (*Compact Muon Solenoid*) [28]

O CMS também é um detetor de propósito múltiplo. Foi desenvolvido para observação de assinatura de física nova de acordo com os diferentes modelos teóricos existentes. O CMS será capaz de identificar múons, elétrons e fótons em um grande intervalo de energia e em alta luminosidade. Tido como o competidor do ATLAS, seus objetivos são muito semelhantes. Pretende-se nesse detetor identificar o bóson de Higgs, realizar a busca por partículas supersimétricas e estudar violação de CP e decaimentos raros nos sistemas dos quarks pesados b e t .

LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment for measurements of CP-violation and rare decays*) [29]

Em contraste com o ATLAS e o CMS, o LHCb é um experimento de objetivos específicos. É um detetor desenvolvido para realizar medidas de violação de CP e identificar decaimentos raros dos mésons B . Com a estatística disponível no LHC deseja-se elevar as medidas atuais a um novo estágio de precisão onde até mesmo influências de física além do Modelo Padrão poderão ser observados, caso existam.

A Figura 3.1 ilustra a disposição dos detetores do LHC em seus respectivos pontos de interação onde as nuvens de prótons irão colidir frontalmente. O ATLAS fica no P1 (ponto de interação 1) junto ao CERN, o ALICE no P2, o CMS no P5 e finalmente o LHCb no P8.

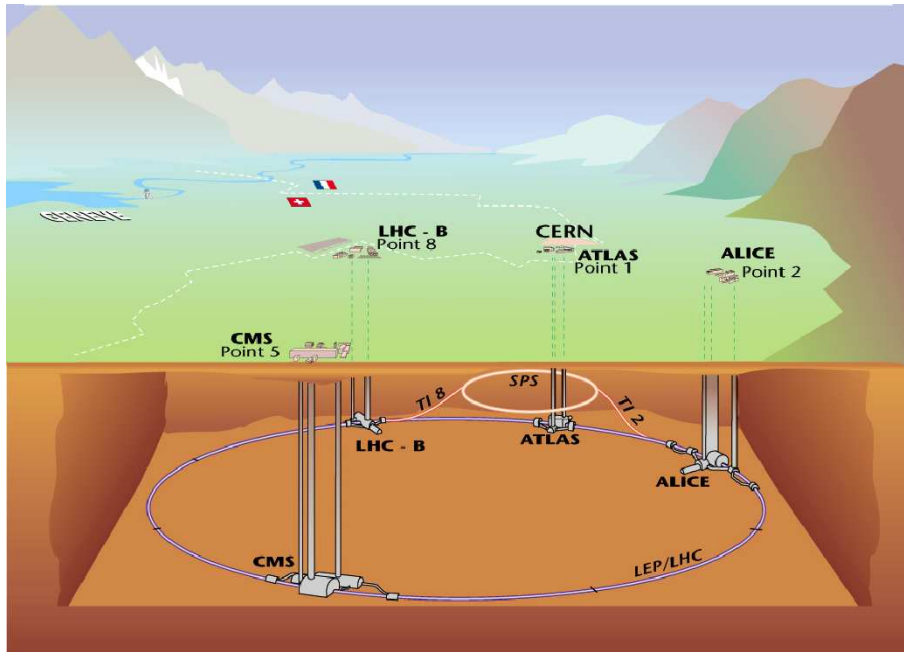


Figura 3.1: Figura ilustrativa do LHC e seus 4 experimentos.

3.3 O Experimento LHCb

O detetor do LHCb [30] tem uma geometria que o distingue dos demais dedicados às colisões próton-próton no LHC. Apesar de ser um experimento localizado no centro de massa da colisão, a disposição dos subsistemas do detetor sugere uma geometria de alvo fixo. A Figura 3.2 mostra uma seção do detetor. A abertura angular do detetor é de $\pm 250\text{mrad}$ no plano yz e $\pm 300\text{mrad}$ no plano xz . O comprimento do detetor é de 20m e o eixo z dá a direção do feixe.

O projeto do LHCb é justificado pela cinemática da produção de quarks $b\bar{b}$ nas colisões. Apesar dos momentos dos prótons serem iguais, as interações ocorrem entre os pártons constituintes dessas partículas. É muito provável que a fração de momento que esses pártons carregam seja distinta uma da outra de forma que a produção dos quarks $b\bar{b}$ seja privilegiada nas direções próximas à do feixe, ou seja, as duas partículas contendo os quarks b e $\bar{b}$ saem com uma pequena abertura angular em relação à direção z . A Figura 3.3 ilustra a produção do par $b\bar{b}$ e mostra a distribuição do ângulo de produção desses quarks nas colisões.

Uma vez que o par de quarks b tem aproximadamente a mesma direção de produção, é possível identificar os produtos de um dado processo interessante sofrido por um hádron contendo um dos quarks formados na colisão assim como os produtos da partícula que foi formada na hadronização do outro quark b . Isso indica que o sabor dos hádrons pode ser identificado.

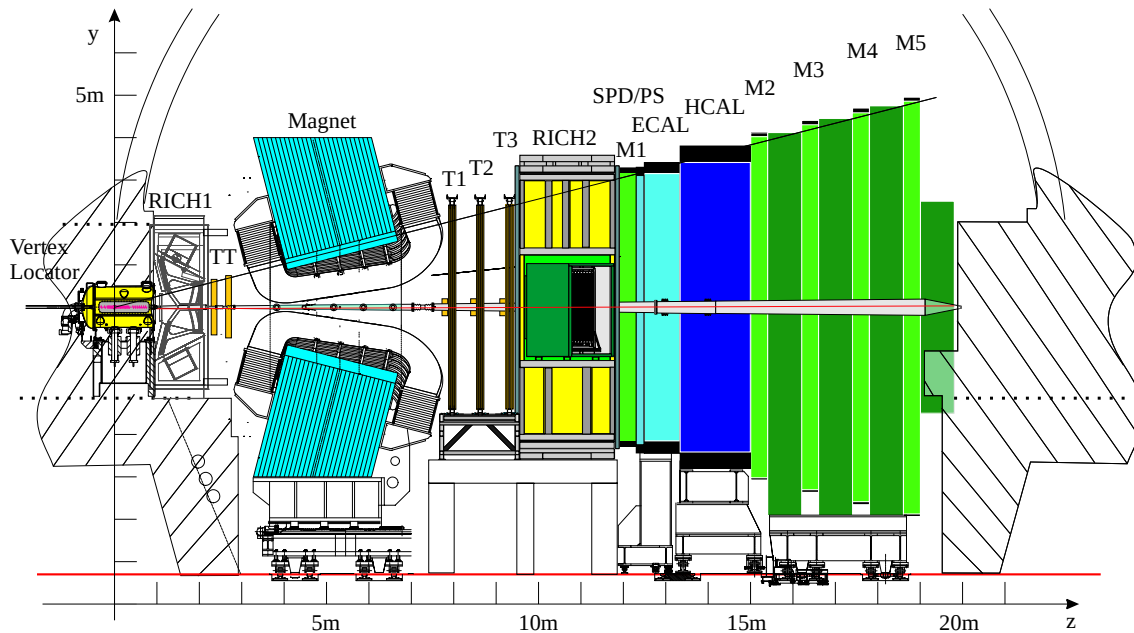


Figura 3.2: Figura ilustrativa do detector LHCb.

Essa técnica é denominada *flavour tagging*.

O LHCb foi projetado para funcionar com uma luminosidade de $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-2}$ que é um valor cerca de duas ordens de grandeza inferior ao fornecido pelo acelerador LHC. Para se obter essa redução, um sistema ótico é empregado para desfocalizar o feixe. O motivo dessa diminuição se deve ao fato de que, com a luminosidade do acelerador, a probabilidade de haver interações múltiplas por colisão de nuvens é muito alta e isso tornaria mais difícil a determinação do sabor dos hádrons-b e dos vértices primários e secundários. Além disso, os danos por radiação são reduzidos permitindo um tempo maior de utilização do detector. Outra vantagem em diminuir a luminosidade é que o detector de vértices pode ficar ainda mais próximo do ponto de interação.

O LHCb deve satisfazer algumas especificações técnicas importantes para se ter um desempenho razoável durante a tomada de dados. Um grande volume de eventos é gerado e somente uma fração deles é analisada, logo um sistema de *trigger* eficiente é necessário. A identificação de partículas é outro requerimento básico. Um sistema composto por dois detectores de radiação Cherenkov (RICH) é utilizado para discriminar principalmente káons e píons dentro de uma grande faixa de momento linear. Além disso as trajetórias das partículas, os vértices de produção (primário) e de decaimento (secundário) devem ser reconstruídos com grande precisão.

Para atender a todas as condições citadas, o detector precisa cumprir muitas tarefas. Essas

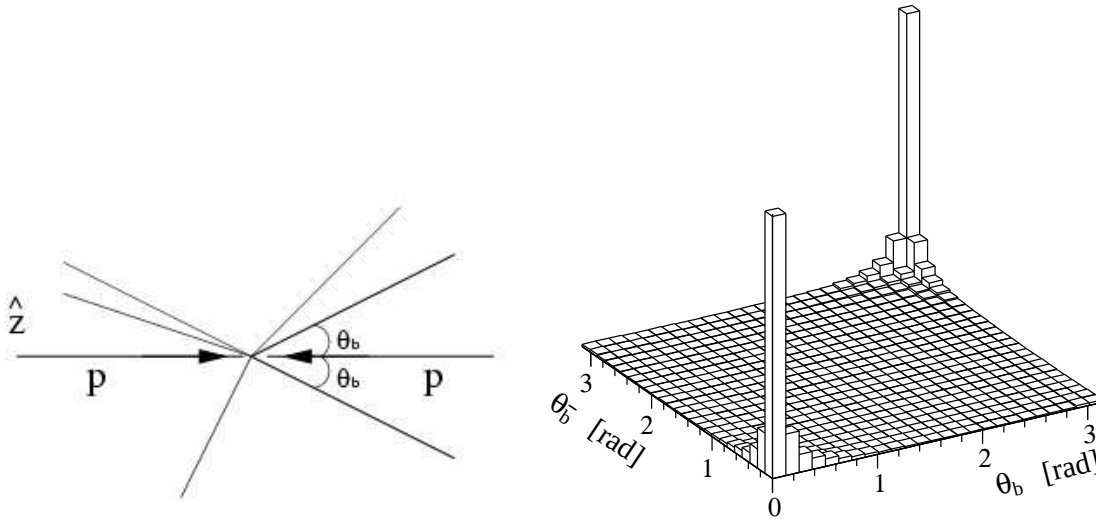


Figura 3.3: (a) Produção de quarks $b\bar{b}$ na colisão de prótons. Os hádrons-b são produzidos preferencialmente em ângulos pequenos em relação à direção do feixe. (b) Distribuição dos ângulos dos quarks b e $\bar{b}$.

tarefas são específicas e geralmente são realizadas pelos subdetetores ou pela combinação das informações de alguns deles. O LHCb é composto basicamente por oito subsistemas. Segue nas próximas seções a descrição de cada um deles.

3.4 O detetor de vértices (*VELO*)

O LHCb deve realizar medidas precisas das coordenadas dos traços próximos à região das colisões entre as nuvens de prótons, para isso conta com o *VELO* - *Vertex LOcator* [31]. Com essas medidas de coordenadas é possível obter as posições dos vértices primários e secundários, de maneira que o tempo de vida dos hádrons-b pode ser muito bem determinado assim como o parâmetro de impacto* das partículas.

As incertezas nas medidas dos parâmetros dos traços vêm da resolução intrínseca dos detetores e do espalhamento múltiplo coulombiano. Esse espalhamento depende do momento das partículas e da largura do material. Os erros são ainda ampliados pela extrapolação do primeiro ponto medido à região do vértice.

As incertezas no vértice primário são determinadas principalmente pelo número de traços produzidos em uma colisão. Para um evento médio a resolução na direção z é de $42\mu\text{m}$ e para

*Menor distância entre o traço de uma partícula e o vértice primário.

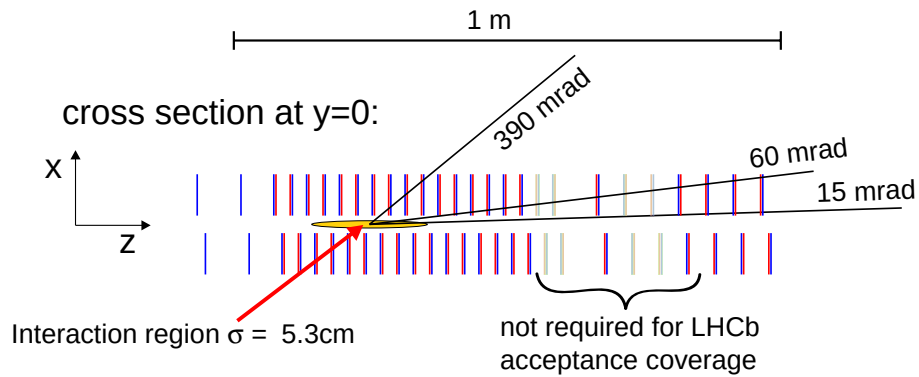


Figura 3.4: Disposição das estações do VELO. Os traços representam detetores R e ϕ .

a direção transversal é de $10\mu\text{m}$.

Resoluções de parâmetro de impacto da ordem de $20\mu\text{m}$ são obtidas para traços que possuem os maiores valores de momento transversal.

A precisão para o comprimento de decaimento varia de $220\mu\text{m}$ até $370\mu\text{m}$ dependendo do canal de decaimento.

O *VELO* consiste em uma série de estações de silício dispostas ao longo da direção do feixe como mostra a Figura 3.4. Atualmente esse detetor possui 21 estações compostas por dois sensores, sendo um para medidas de R e outro para medidas em ϕ . Cada sensor tem uma cobertura angular azimutal da ordem de 182° , de maneira que uma pequena sobreposição entre a metade esquerda e direita possa ser utilizada para o alinhamento relativo desses sensores. As estações são posicionadas em uma distância radial, em relação ao feixe, inferior à abertura necessária durante a injeção no LHC, portanto as estações devem ser retráteis tal que as duas metades das estações possam ser afastadas de uma distância de 3cm durante esse período. Além de cobrir toda a abertura angular do LHCb, o *VELO* também cobre o hemisfério oposto para que seja obtido um ganho na reconstrução dos vértices primários.

Para se ter uma extrapolação com uma pequena distância e portanto uma boa estimativa de parâmetro de impacto, o raio mais interno do detetor deve ser o menor possível. Durante a tomada de dados a abertura do feixe será de $100\mu\text{m}$, mas por razões de segurança, a distância mínima de aproximação em relação ao feixe é de 5mm. Por motivos técnicos o valor do raio sensível mínimo do detetor é de 8,17mm.

A disposição das estações e sensores do *VELO* é tal que as seguintes especificações são satisfeitas:

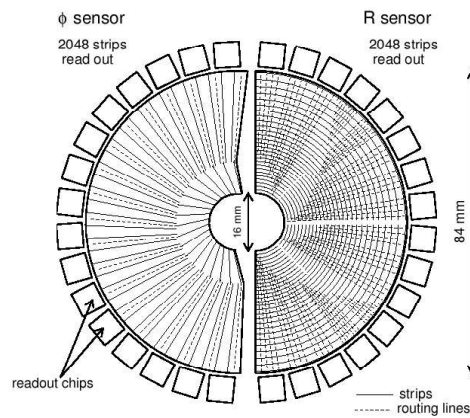


Figura 3.5: Representação do *layout* dos detectores R e ϕ do detector de vértices.

- Uma abertura angular sólida de 15mrad para todos os eventos com vértice primário em uma faixa de $\pm 2\sigma$ em torno do ponto de interação esperado e uma distância mínima ao eixo do feixe de 8,17mm definem as posições das últimas estações e o comprimento de todo o arranjo;
- As condições de que os traços dentro da abertura angular do LHCb ($250\text{mrad} \times 300\text{mrad}$) devem cruzar no mínimo três estações e que o raio externo dos sensores é limitado a 42-45mm definem a distância de 3cm entre as estações localizadas na região central do detector;
- Para cobrir toda abertura angular e por questões de alinhamento, os sensores do lado esquerdo e direito são distanciados entre si de 1,5cm ao longo do eixo z ;
- Para medir os traços de ângulos mais baixos, as distâncias entre as 4 últimas estações é maior.

A Figura 3.4 ilustra a disposição das estações ao longo do eixo do feixe.

3.4.1 Os Sensores de Silício

Os sensores do *VELO* tem a forma de um disco com tiras para medidas em R ou com tiras em padrão radial para medidas em ϕ . A leitura do sinal é desacoplada da geometria de tiras de maneira que a eletrônica é mantida fora da aceitação do detector. Um desenho esquemático dos sensores é ilustrado na Figura 3.5. Os detectores são invertidos a cada estação em sequência.

No projeto dos sensores para medidas na direção radial R as tiras são subdivididas em setores. Para raios inferiores a 24,1mm as tiras são divididas em 4 setores de aproximadamente 45° . Para raios superiores a esse valor as tiras são subdivididas em 2 setores de 91° cada. Essa divisão é feita para reduzir o número de canais de leitura na região mais externa onde a ocupação é menor e otimizar o número de canais na região mais interna, uma vez que o número total de canais é fixo.

Para manter a ocupação uniforme, a distância entre as tiras também aumenta com o valor de R . Esse aumento linear é dado pela seguinte expressão:

$$40 + (101,6 - 40) \times \frac{(R - 8190)}{(41949 - 8190)} \quad (3.2)$$

onde R está em micrômetros.

Substituindo os valores do menor e do maior raio dos sensores na expressão 3.2 obtemos uma estimativa para a variação do tamanho das tiras de 40-101,6 μ m.

As tiras nos sensores para medidas de ϕ são subdivididas em duas regiões, sendo uma região interna e outra externa de maneira que a ocupação seja equalizada. As tiras nos detetores são inclinadas em relação ao raio em um ângulo de 20° para a região mais interna e inclinadas de um ângulo de -10° para a região mais externa. Estudos de resolução em um sensor com tiras de tamanhos variando continuamente entre 45 μ m e 126 μ m mostrou que a resolução é igual ao próprio espaçamento reduzido de um fator $1/\sqrt{12}$ para os maiores espaçamentos. Para os espaçamentos menores a resolução é ampliada por um fator 2.

3.4.2 Eletrônica de leitura

A eletrônica de leitura utilizada deve estar de acordo com as especificações do LHCb. As informações do VELO são utilizadas no sistema de *trigger*. O sistema de leitura escolhido é analógico pois uma melhor resolução é obtida e um controle e monitoramento dos efeitos devidos aos danos de radiação não-uniforme nos detetores de silício pode ser feito. Um total de 128 linhas de leitura são ligados a um *chip* de leitura com uma entrada de dados de 40MHz. O *chip* de leitura utilizado também será empregado em outros subdetetores do LHCb. Além da uniformidade dos *chips* de leitura do detetor, essa escolha também é econômica.

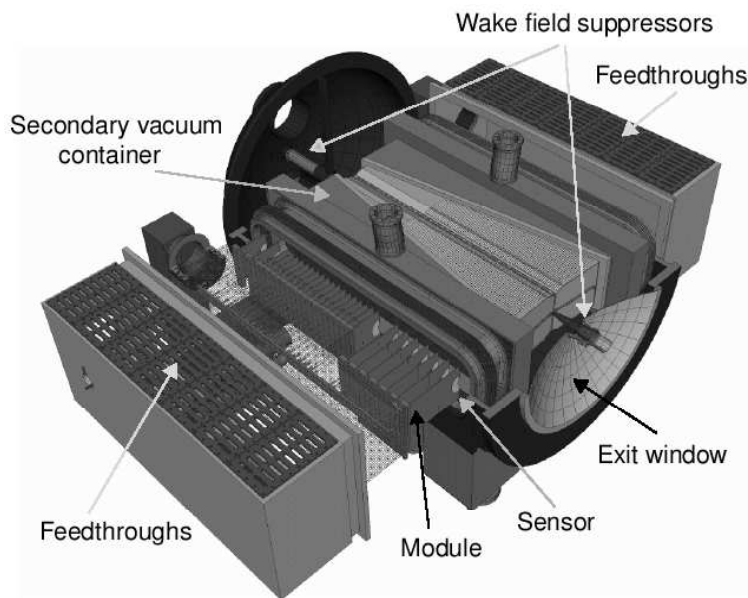


Figura 3.6: Configuração de Roman Pot do VELO.

3.4.3 Sistema de resfriamento

O resfriamento dos módulos é necessário uma vez que os sensores operam em um ambiente de alta radiação. Para isso um sistema utilizando CO_2 , cujas propriedades são interessantes para o resfriamento, é empregado. Tal sistema deve ser resistente à radiação e a quantidade de material deve ser minimizada a fim de limitar a produção de ruído indesejado. Uma descrição do circuito do refrigerador é dada em [32].

3.4.4 Integração ao LHC

É importante que a área sensível dos detetores esteja o mais próximo possível do feixe com um mínimo de material possível. Isso é feito com os sensores de silício operando em vácuo. Um grande recipiente evacuado contém todo o arranjo do detetor e seus sistemas de suporte. Para proteger o vácuo do LHC (primário) os módulos detetores são colocados em um segundo recipiente de alumínio, onde tem-se um vácuo secundário. A estrutura de alumínio também atua evitando a ação dos campos de alta frequência do LHC que podem afetar o funcionamento da eletrônica dos sensores. A Figura 3.6 mostra uma seção do aparato do detetor de vértices.

3.5 O magneto

O LHCb conta com um campo magnético fornecido por um dipolo para realizar medidas precisas do momento das partículas carregadas [33]. Detetores de determinação de traços que estejam dentro ou próximo do campo magnético devem fornecer medidas do momento das partículas com precisão de 0,4% para momentos de até 200GeV/c. Isso exige um campo magnético integrado de 4Tm para traços que se originam próximos ao ponto primário de interação. Além disso, uma boa uniformidade ao longo da coordenada transversa é exigida pelo sistema de *trigger* do detetor de múons.

O experimento LHCb explora a região frontal de colisões pp e exige um campo de dipolo magnético com uma abertura angular livre horizontal de 300mrad (plano x-z) e uma abertura livre vertical de 250mrad (plano y-z).

O magneto do LHCb é um dipolo magnético não-supercondutor. Ele permite a inversão do campo magnético com uma regularidade compatível com a tomada de dados do experimento. Isso é importante para a redução dos erros sistemáticos nas medidas de violação de CP feitas pelo experimento.

Como mostra a Figura 3.2, o detetor segue um sistema de coordenadas de mão direita, com origem no ponto de interação, eixo z ao longo da direção do feixe, apontando para o sistema de múons, eixo y apontando para cima e eixo x horizontal. O eixo de simetria do dipolo magnético segue as mesmas direções e a componente principal do campo fica no eixo y . A Figura 3.7 mostra um esquema do imã e as suas características são resumidas na Tabela 3.2.

3.6 Os detetores de Radiação Cherenkov (*RICH*)

A identificação de partículas é um dos pontos fundamentais do LHCb. A capacidade de distinguir píons de káons em uma variedade de estados finais é essencial para investigar a física de interesse do experimento. Em alguns processos, a medida de violação de CP é possível somente com uma identificação eficiente de hádrons.

Nesse experimento a identificação de partículas é obtida com a utilização de detetores de radiação Cherenkov do tipo *RICH* - *Ring Imaging Cherenkov*. A localização desses detetores é mostrada na Figura 3.2 e deve cobrir uma abertura angular de 10mrad até 300mrad na projeção xz e até 250mrad na projeção yz . Uma forte correlação entre o momento e o ângulo polar dos traços é esperada. Para baixos momentos esperam-se grandes ângulos, enquanto que para altos

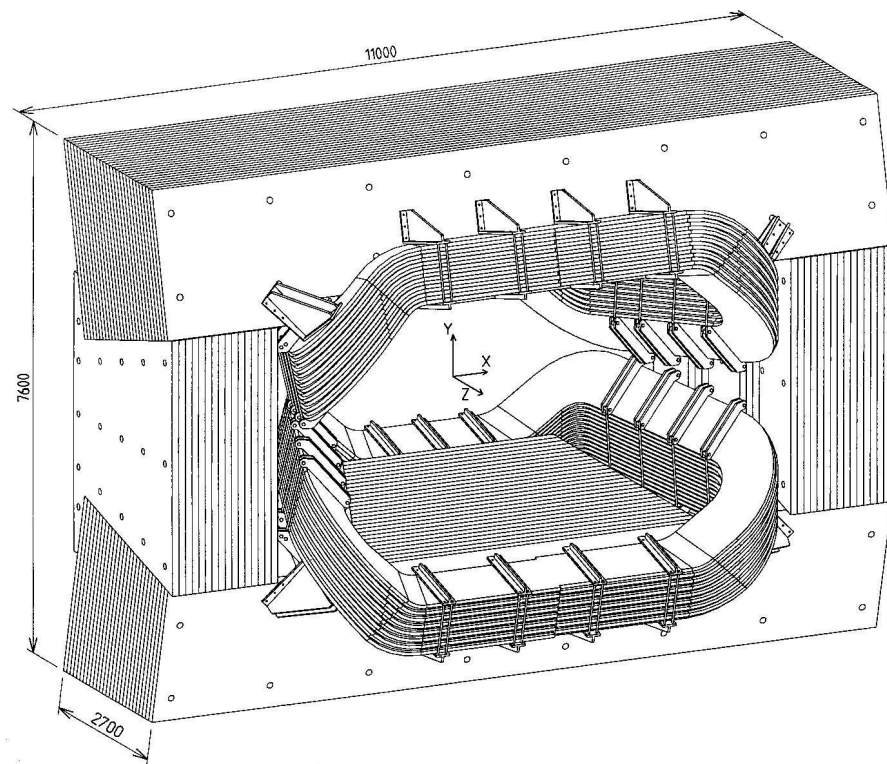


Figura 3.7: Vista central do magneto. Bobinas e núcleo de Ferro.

Tabela 3.2: Parâmetros técnicos do magneto.

Parâmetro	Valor
Poder de curvatura $\int Bdl$ (Tm)	4,0
Não uniformidade de $\int Bdl$	$\leq \pm 5\%$
Dissipação de Energia (MW)	4,2
Energia magnética armazenada (MJ)	32
Indutância (H)	2
Total de voltas	2×225
Material condutor	Al-99,7
Área do condutor	$50\text{mm} \times 50\text{mm}$
Corrente no condutor	5,8kA
Resistência total	$125\text{m}\Omega$

momentos a abertura angular dos traços é pequena. Por essa razão, o sistema *RICH* é dividido em dois detetores.

A determinação da faixa de momento dos hádrons a serem identificados é obtida da seguinte maneira: o limite superior é determinado através dos traços provenientes dos decaimentos do méson B em dois corpos. Cerca de 90% desses traços tem momento inferior a 150GeV/c. O limite inferior é obtido com a identificação dos káons da cadeia de decaimento $b \rightarrow c \rightarrow s$ e através dos traços de decaimentos de alta multiplicidade. O valor de momento mais baixo desejado é da ordem de 1GeV/c.

A única técnica viável para identificação de hádrons cobrindo toda faixa de momento desejada é a detecção dos anéis de luz Cherenkov emitidos na passagem de partículas carregadas através de materiais radiadores. Para cobrir todo o espectro de momento, três tipos de radiadores com diferentes índices de refração são empregados. O aerogel de sílica é utilizado na detecção de partículas de baixo momento. A identificação de partículas com momento na região intermediária é obtida com o gás C_4F_{10} e para a região de altos momentos o gás CF_4 é utilizado.

Além da identificação de hádrons o sistema *RICH* pode ainda complementar a identificação de múons e elétrons em outros subsistemas assim como pode prover medidas de momento para partículas de massa alta.

3.6.1 *RICH1*

Localizado imediatamente após o *VELO*, o detetor Cherenkov *RICH1* é projetado para identificar partículas em uma faixa de momento de 1 até 60GeV/c. Esse detetor utiliza dois tipos de radiadores, o aerogel de sílica e o gás C_4F_{10} . Uma camada de espessura de 5cm de aerogel com índice de refração de 1,03 é utilizada. Com esse material é possível distinguir káons de píons de baixo momento (até 10GeV/c). Nessa pequena faixa de momento a identificação de partículas é importante pois o sabor do méson B na cadeia de decaimento $b \rightarrow c \rightarrow s$ pode ser determinado. O segundo radiador de gás C_4F_{10} tem uma espessura equivalente de $L = 85\text{cm}$ com um índice de refração de 1,0014. Esse gás permite a identificação de káons e píons em uma faixa de momento que vai de 10 até 60GeV/c. Uma opção mais econômica para o material do segundo radiador seria uma mistura dos gases C_3F_8 e C_5F_{12} com o mesmo índice de refração do C_4F_{10} .

A Figura 3.8 mostra um desenho esquemático que ilustra as características principais do *RICH1*. Uma partícula ao passar pelos radiadores emite luz Cherenkov. Essa luz é focalizada

por espelhos esféricos que logo em seguida é refletida por espelhos planos. A luz finalmente chega ao arranjo de detetores dos anéis de luz. Essa combinação de espelhos é empregada a fim de reduzir ao máximo a quantidade de material na abertura angular do LHCb. Para realizar medidas de momento com resolução de 20-40% é necessário a existência de um campo magnético entre o *VELO* e a estação de traço *TT - Trigger Tracker*. Esse campo magnético impõe um importante vínculo ao *RICH1*. A ação do campo magnético sobre os componentes do detector Cherenkov é evitada com o auxílio de uma proteção de ferro em torno do detector. Essa proteção reduz o campo magnético em um fator de ~ 25 vezes em relação ao campo magnético de intensidade de 60mT caso não houvesse o ferro.

3.6.2 *RICH2*

O segundo detector de radiação Cherenkov do LHCb fica localizado após o magneto. É o detector responsável pela identificação de hádrons com momento acima de 50GeV/c até 150GeV/c. O *RICH2* tem uma abertura angular reduzida dado o vínculo da Figura 3.3 para partículas de alto momento. Na projeção horizontal xz essa abertura é de 15-120mrad e na projeção vertical yz é de 15-100mrad. Uma abertura maior na horizontal é escolhida levando em consideração a ação do campo magnético sobre as partículas. Para o segundo detector Cherenkov adota-se o gás CF_4 como material radiador cujo comprimento efetivo é de $L=167$ cm.

Um arranjo de espelhos semelhante ao do *RICH1* é empregado no *RICH2*. Na Figura 3.8 um esquema do detector é visto. A abertura horizontal do detector na projeção horizontal xz limita a extremidade dos espelhos esféricos que focalizam a luz Cherenkov emitida na passagem das partículas carregadas. Em ambos os detectores *RICH* a resolução do ângulo da radiação emitida depende dos seguintes parâmetros:

- O pequeno deslocamento angular dos espelhos esféricos implica em uma dependência da imagem reconstruída de um fóton em seu ponto de emissão;
- A dispersão cromática dos radiadores implica em uma dependência do ângulo Cherenkov na energia do fóton;
- A granularidade do detector é uma fonte contribuinte para degradação da resolução;
- Erros nos parâmetros dos traços reconstruídos são contribuições relevantes também.

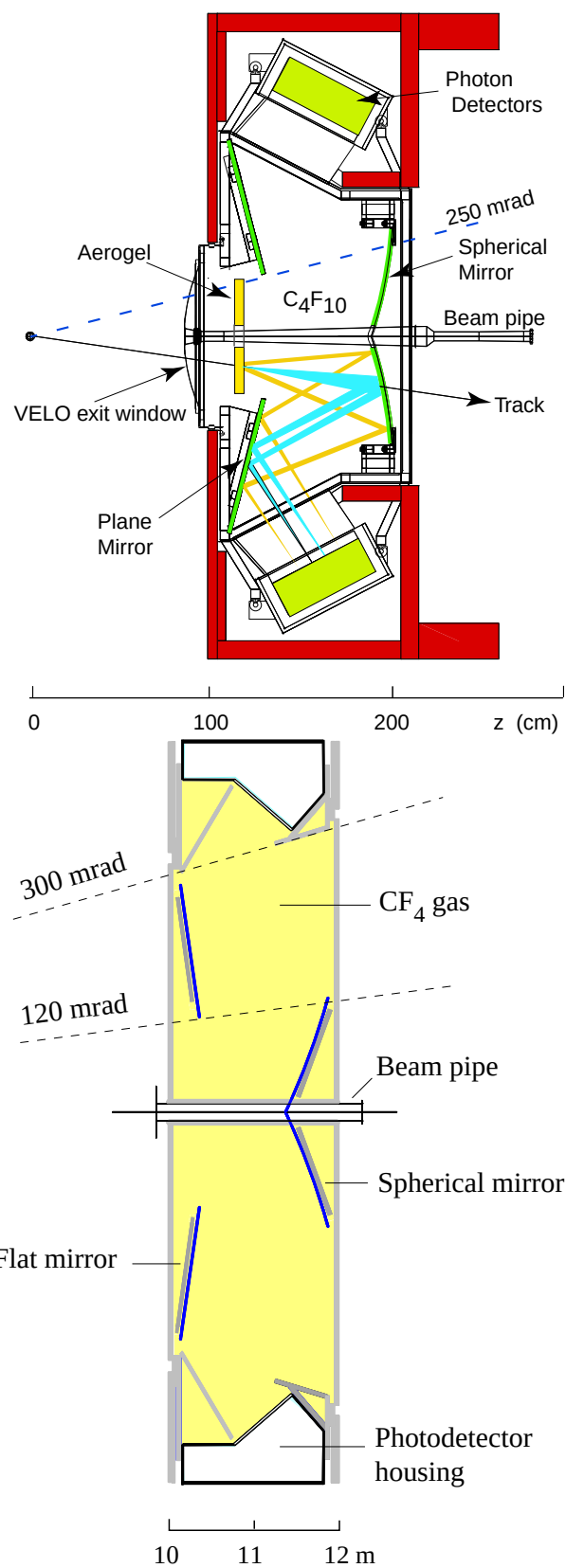


Figura 3.8: Vista superior dos detectores *RICH1* e *RICH2*. O desenho também ilustra como os anéis Cherenkov são focalizados e detectados.

Tabela 3.3: Características dos radiadores do *RICH*, contribuições para resolução do θ_c , resolução total e número médio de fótons por traço.

Parâmetro	CF_4	C_4F_{10}	Aerogel
L (cm)	167	85	5
n	1.0005	1.0014	1.03
θ_c^{max} (mrad)	32	53	242
$p_{th}(\pi)$ (GeV)	4.4	2.6	0.6
$p_{th}(K)$ (GeV)	15.6	9.3	2.0
$\sigma_\theta^{emiss.}$ (mrad)	0.31	0.74	0.60
$\sigma_\theta^{crom.}$ (mrad)	0.42	0.81	1.61
σ_θ^{pixel} (mrad)	0.18	0.83	0.78
σ_θ^{track} (mrad)	0.20	0.42	0.26
σ_θ^{total} (mrad)	0.58	1.45	2.00
N_{fotons}	18.4	32.7	6.6

Um outro parâmetro importante para a detectabilidade dos anéis de radiação Cherenkov é o número médio de fótons detectados por traço carregado. Esse número pode ser obtido através da expressão

$$N_{foton} = \frac{2\pi\alpha}{hc} L \epsilon_A \int Q R \sin^2 \theta_c dE_\gamma, \quad (3.3)$$

onde $2\pi\alpha/hc=370\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-1}$, $L\sim 85\text{cm}$ é o comprimento do radiador, $\epsilon_A=0.73$ representa a área ativa dos foto-detetores e $R=0.85$ é a refletividade dos espelhos. Q é uma função da energia do fóton emitido que fornece a eficiência quântica do catodo dos foto-detetores.

Parâmetros importantes do *RICH* assim como as contribuições relevantes para a resolução dos ângulos Cherenkov e o número médio de fótons detectados por traço são listados na Tabela 3.3. A área total do arranjo de detetores de fótons dos dois subsistemas que compõem o *RICH* é 2.6m^2 . Esses arranjos permitem a detecção completa dos anéis Cherenkov. O arranjo do *RICH1* é composto por 168 detetores e o arranjo do *RICH2* por 262. Na próxima seção apresento uma breve descrição desses detetores e os vários testes que realizei com um protótipo de *HPD* durante o período que estive no CERN.

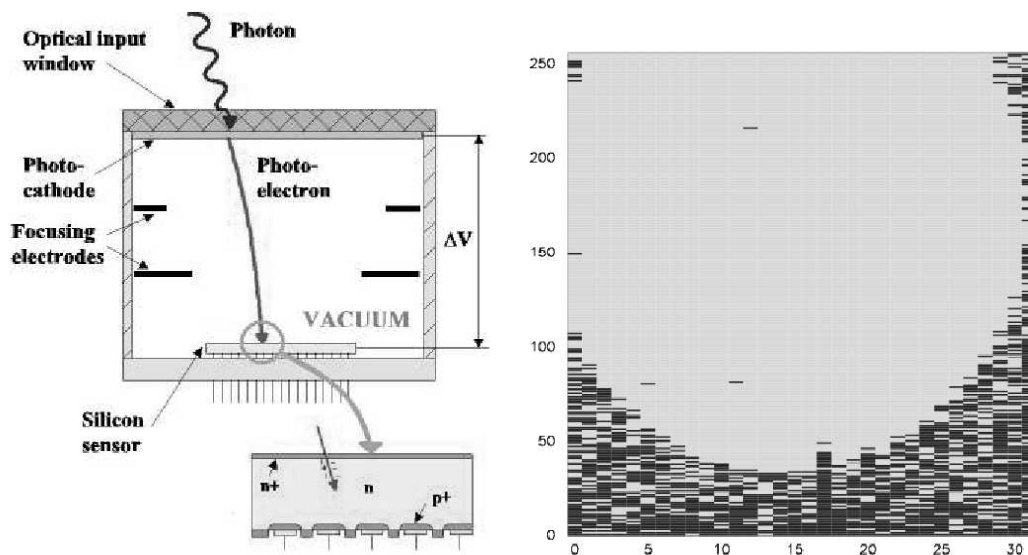


Figura 3.9: Ilustração do funcionamento de um detector Cherenkov. Um fóton atinge o foto-catodo liberando um elétron que é acelerado até o detector de silício onde a leitura do sinal obtido da formação de pares elétron-buraco é feita. Padrão de luz do LED reconstruído pelo detector.

3.6.3 Os detectores HPD

Os HPDs (*Hybrid Photon Detectors*) são os detectores de radiação Cherenkov escolhidos para o sistema *RICH*. Esse detector é resultante da combinação de um foto-catodo com tecnologia de estado sólido. A Figura 3.9 mostra um desenho esquemático desse tipo de detector. Um fóton proveniente de emissão Cherenkov ao atingir o catodo libera um elétron através do efeito foto-elétrico. Esse elétron é submetido à ação de um campo elétrico sendo acelerado até atingir o detector de silício. Dessa forma o padrão da luz incidente no foto-catodo é reproduzido no detector de silício através de um sistema ótico eletrostático. A energia cinética do elétron é então convertida na produção de alguns milhares de pares de elétron-buraco. A leitura do sinal obtido da produção de pares elétron-buraco no detector é feita e a posição original do fóton no catodo é obtida gerando uma imagem da luz que chega ao detector. É aplicada uma alta voltagem no tubo para se obter a energia necessária para acelerar o elétron e gerar pares suficientes de elétron-buraco. A região sensível do detector de silício é obtida e pode ser incrementada aplicando-se uma voltagem entre os terminais.

Os HPDs testados têm um arranjo matricial de 256×32 *pixels* com dimensões $50\mu\text{m} \times 425\mu\text{m}$. O protótipo utilizado tinha cerca de 99,9% dos *pixels* completamente funcionais. O motivo prin-

cipal para o não funcionamento dos *pixels* é relacionado ao domínio da técnica de soldagem utilizada. Atualmente essa técnica é bem estabelecida e não representa problemas. Durante os testes nenhuma degradação dos elementos da matriz foi observada. Pulsos de luz obtidos com um LED foram utilizados como fonte de luz. A imagem do padrão de luz emitida que chega ao foto-catodo e é reconstruída pelo protótipo pode ser vista na Figura 3.9.

3.6.3.1 Testes gerais do HPD

Como etapa inicial do trabalho, realizei testes preliminares para verificar o funcionamento geral do detetor. Como mencionado anteriormente, a voltagem aplicada no silício e a alta voltagem aplicada no tubo são parâmetros importantes. O comportamento do número médio de aglomerados de *pixels* ou *clusters* como função desses parâmetros é bem estabelecido. Portanto essa contagem em uma varredura nas voltagens é um bom método para verificação do detetor.

A Figura 3.10 mostra um gráfico do número médio de *clusters* por pulso de luz como função da voltagem no silício. É esperado que o número de clusters seja nulo em uma voltagem baixa pois os elétrons liberados no catodo não produzem pares de elétron-buraco no silício. Entre 20-50V a região sensível do silício aumenta drasticamente de maneira que o número de elétrons coletados aumenta e consequentemente o número de *clusters* também. Acima de uma certa voltagem esse número fica estacionário, pois mesmo aumentando a região sensível do silício a intensidade do LED é fixa e o número de elétrons no catodo é limitado. Dessa forma o número de elétrons produzidos e coletados no silício também é limitado.

Ao aumentar a voltagem no tubo, os elétrons ganham mais energia até chegar ao silício. Por esse motivo, o número de pares elétron-buraco aumenta continuamente como mostra a Figura 3.10.

A formação de *clusters* ocorre quando dois ou mais *pixels* fazem a coleta dos elétrons dos pares produzidos por um único elétron proveniente do foto-catodo. A Figura 3.11 mostra o comportamento do número médio de *clusters* duplos verticais, horizontais e em diagonal em termos das voltagens aplicadas. Para valores de voltagem aplicada ao silício superiores a 45V o número de *clusters* verticais diminui. Isso se deve ao fato de que as linhas de campo entre os terminais tornam-se mais retilíneas com o aumento da voltagem de tal forma que não há sobreposição entre os campos dos *pixels* adjacentes. Assim, o número de clusters tende a ser reduzido. Quando a voltagem aplicada ao tubo sofre um aumento, naturalmente o número de *clusters* segue essa tendência.

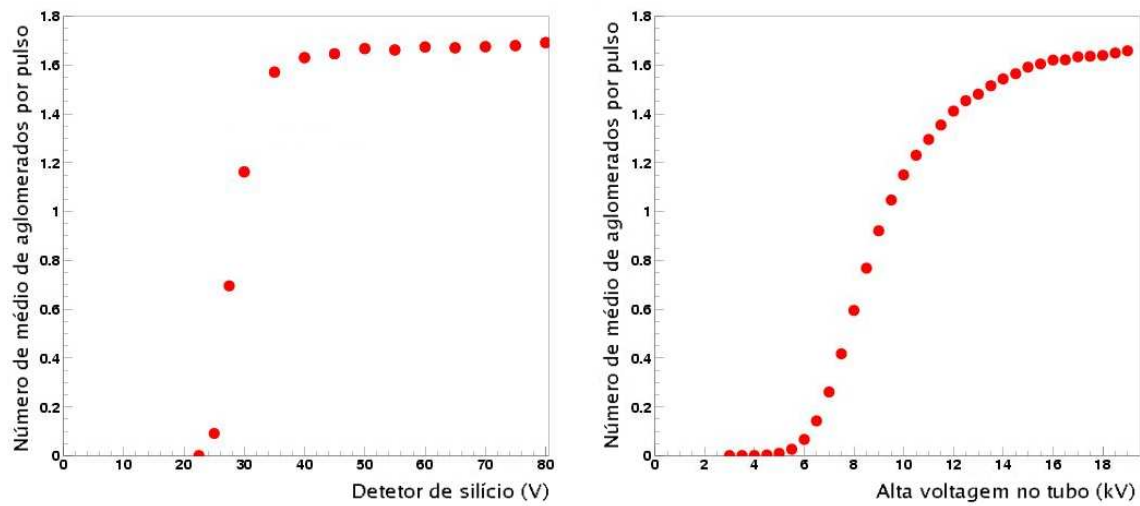


Figura 3.10: Gráfico do número médio de *clusters* por pulso de luz como função das voltagens aplicadas no detetor de silício e no tubo.

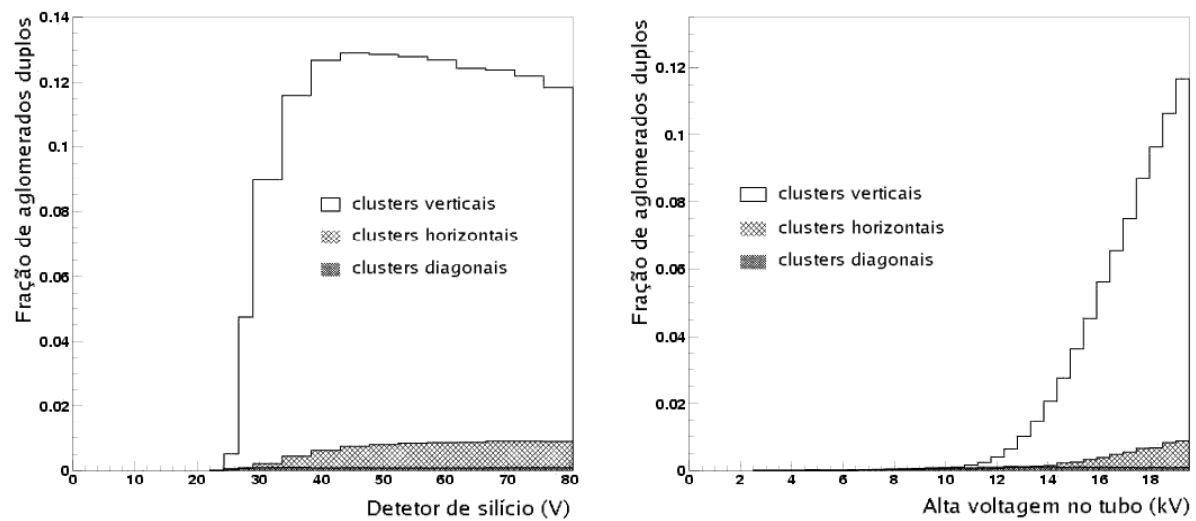


Figura 3.11: Frações de *clusters* verticais, horizontais e em diagonal como função das voltagens aplicadas no detetor de silício e no tubo.

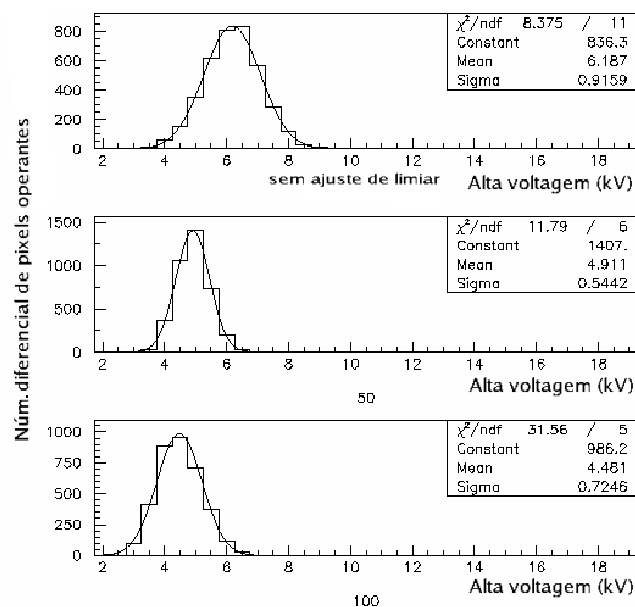


Figura 3.12: Número diferencial de *pixels* em termos da alta voltagem. O primeiro gráfico se refere à curva sem ajustes de limiar. O segundo e terceiro gráficos ilustram dois ajustes de limiar distintos.

3.6.3.2 Ajuste de limiar

O ajuste do limiar da alta voltagem é algo que deve-se examinar com cuidado, pois é desejado que o tubo funcione com o menor valor de voltagem possível. Porém um compromisso de manter o ruído abaixo de um certo nível deve ser mantido. A Figura 3.12 ilustra o número médio de *pixels* que começa a funcionar em uma dada voltagem aplicada no tubo.

A primeira figura mostra a curva sem nenhum tipo de ajuste. Os valores médio e desvio padrão da distribuição estão de acordo com as especificações do experimento. A distribuição é obtida variando-se a voltagem e fazendo um mapeamento e contagem dos pixels a cada passo de 1V. A contagem é utilizada para se obter a curva, e o mapeamento é utilizado como informação de entrada para um ajuste de limiar feito para cada *pixel*, ou seja, a eletrônica permite um ajuste de limiar local. Para cada *pixel* um valor digital de 3 bits pode ser fornecido de acordo com sua voltagem de funcionamento inicial. Um parâmetro também pode ser ajustado de acordo com a faixa de ajuste desejada. A Figura 3.12 mostra duas distribuições onde diferentes valores desse parâmetro são empregados. Percebe-se que os valores médios da distribuição são reduzidos e os desvios padrão também são inferiores ao valor inicial. Além desses decréscimos, um ganho

de cerca de 1% na eficiência foi obtido. A eletrônica também oferece um parâmetro global para ajuste de limiar. O ponto de operação escolhido para esse parâmetro está em uma região segura sem a ação significativa do ruído.

3.6.3.3 Testes de Estabilidade

Realizei também testes para verificar a estabilidade da tomada de dados e para otimizar o procedimento e o aparato de medidas. A duração desses testes foi de 350 horas. A voltagem aplicada ao protótipo foi mantida por todo esse período. A tomada de dados foi feita em diferentes intervalos com relação à duração do pulso de luz emitido pelo LED. Medidas foram feitas durante o intervalo de máxima intensidade de luz e também 300ns antes do pulso de luz e 200ns depois do pulso. A temperatura foi monitorada durante todo o processo de medidas.

Para as medidas no período de máxima intensidade o número de elétrons coletados foi estável durante todo o tempo. Excluindo a temperatura, nenhuma mudança nas condições experimentais foi observada. A intensidade de emissão do LED é correlacionada com a temperatura ambiente.

Durante a tomada de dados, para 300ns antes do pulso o número de elétrons diminui de um fator $\sim 1/250$. Os *hits* observados são ocasionados por contagem escura e emissões anteriores. O número de grandes aglomerados compostos por mais de 4 *pixels* se manteve próximo de zero indicando que a tomada de dados é estável.

A tomada de dados no período após o pulso mostrou a presença de elevado número de grandes aglomerados ~ 275 . Esse número é esperado pois a sua origem é devida ao efeito de alimentação por retorno de ion. Isso ocorre quando um elétron deixa o catodo e durante o seu percurso ioniza uma molécula liberando um novo elétron e um ion que é acelerado até o catodo devido à sua carga positiva. Ao atingir o catodo mais elétrons são emitidos. Todos os elétrons liberados são coletados em regiões próximas no silício. Espera-se esse efeito depois do pulso, pois a massa do ion é tal que um tempo maior é necessário para que esse chegue ao catodo.

3.6.3.4 Estimativa da contagem escura

Para estimar a contagem escura no detector, o LED foi desligado e as atividades nos pixels foram observadas. Quatro regiões distintas de área aproximadamente igual a 1cm^2 foram tomadas para efeitos de cálculos. Não há sobreposição entre nenhuma das regiões escolhidas. As estimativas obtidas nesse protótipo são cerca de duas vezes menores que as estimativas obtidas nos

Tabela 3.4: Valores estimados de contagem média por região e a taxa de ruído por centímetro quadrado.

Região	μ	taxa(kHz/cm ²)
1	$5,68 \times 10^{-5}$	0,57
2	$6,42 \times 10^{-5}$	0,64
3	$5,90 \times 10^{-5}$	0,59
4	$5,42 \times 10^{-5}$	0,52

protótipos anteriores. A taxa de ruído correspondente a cada tubo no período de uma interação do LHCb é da ordem de $7.5 \times 10^{-4} \text{contagens/tubo} \times \text{cruzamento}$. A Tabela 3.4 resume os valores obtidos para cada região.

3.6.3.5 Otimização e eficiência

A tomada de dados foi feita com o LED pulsado através de uma eletrônica externa sem relação com o *chip* de leitura do protótipo. Assim, o ajuste dos intervalos de tempo em que a tomada de dados foi realizada era escolhido através de uma varredura temporal até que um máximo de intensidade fosse encontrado. Entretanto, o *chip* oferece um *clock* interno que pode ser utilizado para sincronizar toda a eletrônica externa, incluindo o LED. Estudei a forma da intensidade como função do tempo em ambos os casos, com o LED controlado por eletrônica externa e utilizando o próprio *chip*. A diferença entre as curvas é mostrada na Figura 3.13. Nota-se que com o modo sincronizado os intervalos estudados são muito bem definidos, enquanto que no modo usual as transições são suaves.

A intensidade como função da temperatura também foi estudada em ambos os modos. As dependências são similares quando comparadas com o método estabelecido como referência para cálculos de eficiência. As curvas obtidas foram normalizadas para o primeiro ponto próximo a 21°C e sobrepostas na Figura 3.14. Os resultados de eficiência para o ponto de normalização são mostrados na Tabela 3.5. Um efeito importante deve ser levado em conta nos cálculos de eficiência pois não pode ser evitado. Trata-se do espalhamento de volta do elétron ao atingir o silício (*backscattering*). Quando isso ocorre $\sim 50\%$ da energia do elétron é convertida em pares elétron-buraco e o restante é depositado em outra posição do detector. Dois valores prováveis para essa contribuição foram utilizados para os cálculos.

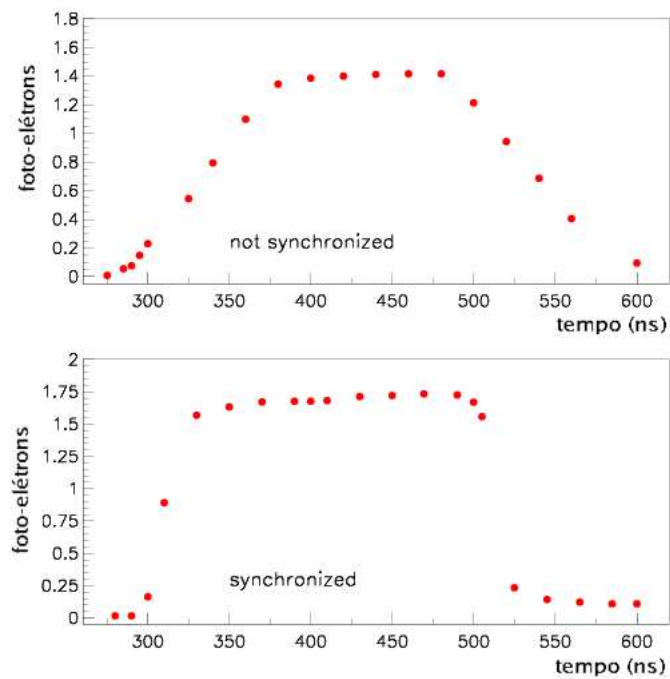


Figura 3.13: Valores de intensidade para diferentes posições dos intervalos de medidas

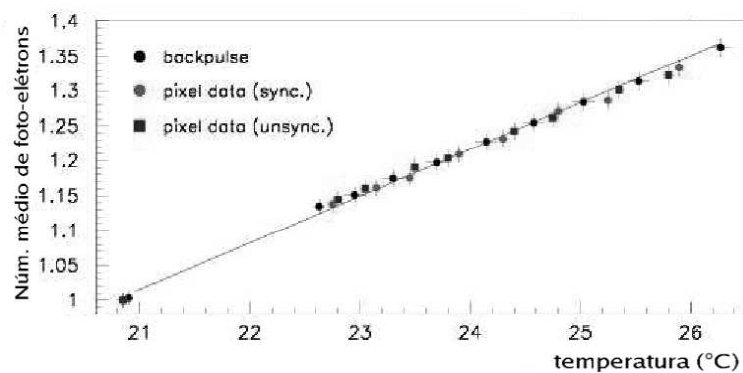


Figura 3.14: Dependência do número de *hits* com a temperatura.

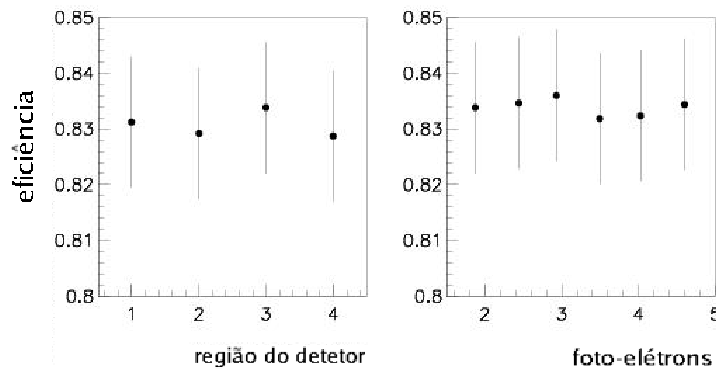


Figura 3.15: Eficiência em diferentes regiões do detector e para diferentes valores de intensidade.

Tabela 3.5: Eficiência com diferentes valores para contribuição do *backscattering*.

Modo	espalhamento(18%)	(20%)	Estimativa
Não Sincronizado	83.0%	81.7%	~83%
Sincronizado	84.8%	83.4%	~84.5%

A eficiência também foi calculada para 4 regiões distintas e para diferentes valores de intensidade como mostra a Figura 3.15. Os valores de eficiência mostraram-se inalterados com respeito à posição, intensidade e temperatura.

3.7 O Sistema de reconstrução de traços (*tracking*)

Atualmente composto por 5 estações o sistema de reconstrução de traços é desenvolvido principalmente para reconhecer os traços das partículas. Esse sistema é dividido em duas partes. A primeira parte é denominada *TT - Trigger Tracker*, composta por duas estações de traço para o *trigger*. A segunda parte é composta por três estações de traços chamadas, por simplicidade, de *T1*, *T2* e *T3*. Essas estações podem ser identificadas facilmente na Figura 3.2 do LHCb.

Os objetivos do sistema de determinação de traços são resumidos em

- Fazer uma reconstrução eficiente dos traços na região entre o *VELO* e os calorímetros e medir o momento das partículas com precisão;
- Fornecer medidas precisas da direção dos traços no *RICH1* e no *RICH2* para permitir uma boa reconstrução dos anéis de Cherenkov;

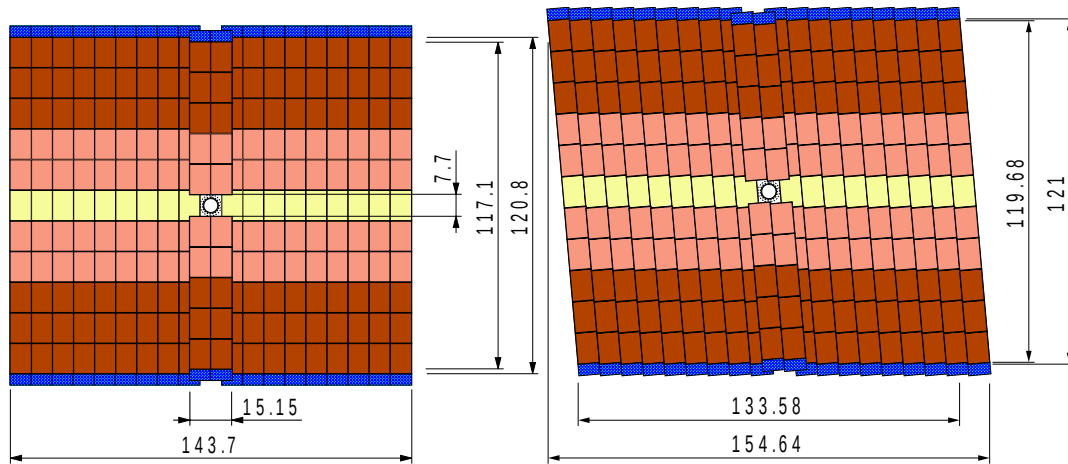


Figura 3.16: Camadas da estação *TTa*. Dimensões representadas em centímetros

- Associar medidas do VELO com as dos detetores que seguem após o *RICH2*.

3.7.1 Estações de traço para *trigger* - *TT*

Essas duas estações tem duas finalidades básicas. Além de compor o sistema de reconstrução de traços para análises posteriores elas devem ainda fornecer informação para o sistema de *trigger* de nível 1. As estações *TT* estão localizadas logo após o *RICH1*.

O conjunto de estações *TT* consiste de quatro camadas detetoras. A primeira e a quarta camadas têm um padrão de tiras de silício vertical. A segunda e a terceira camadas tem um padrão de tiras rotacionadas em um ângulo de 5° . A segunda camada faz um ângulo de $+5^\circ$ com a vertical e a terceira faz um ângulo de -5° com a vertical. As quatro camadas são arranjadas em dois pares, com um espaço de aproximadamente 30cm entre a segunda e a terceira camadas. As duas primeiras camadas (*TTa*) são centradas na posição $z=232\text{cm}$ e as duas últimas camadas (*TTb*) são centradas em $z=262\text{cm}$.

A área ativa das (*TT*) cobre toda a abertura angular do LHCb. Na posição da *TTa* isso corresponde a uma largura de 143,5cm e uma altura de 118,5cm e na posição da *TTb* isto corresponde a uma largura de 162,1cm e uma altura de 133,8cm. A abertura interna central necessária para acomodar todos os requerimentos de segurança e funcionamento exige um valor de 7.7cm para a estação *TTa* e um valor de 8.0cm para a estação *TTb*. A Figura 3.16 ilustra as camadas da estação *TTa* do LHCb assim como as suas dimensões em centímetros.

3.7.2 Estações de traço

As outras três estações de traço $T1$, $T2$, $T3$ são localizadas logo após o magneto. Elas são subdivididas em duas regiões, uma mais interna e outra mais externa. Essa divisão está relacionada com o fato do fluxo de partículas nas regiões mais internas do detetor ser muito grande quando comparado ao fluxo nas mais externas. Portanto, as tecnologias empregadas são distintas.

3.7.2.1 Região interna - IT

A região mais interna também utiliza a mesma tecnologia de micro-tiras de silício empregada nas estações TT . A escolha dessa tecnologia é justificada pelas vantagens que ela oferece. Dentre elas destacam-se:

- Ocupação da ordem de 1% por canal;
- Resolução da ordem de dezenas de micrômetros;
- Resistência às altas doses de radiação;
- Tecnologia sem utilização de gases.

O projeto da região interna das estações $T1$ - $T3$ consiste na disposição de quatro camadas detetoras em sequência. Essa disposição das camadas é denominada $xuvx$. A primeira letra x refere-se à primeira camada, cujas tiras detetoras estão na direção vertical. A camada u tem suas tiras rotacionadas em relação à direção vertical em $+5^\circ$ e as tiras de v são rotacionadas em -5° . Esse arranjo fornece medidas precisas dos pontos utilizados na reconstrução dos traços e ainda permite a eliminação das possíveis ambiguidades que possam existir entre os pontos medidos.

3.7.2.2 Região externa - OT

O projeto da região externa das estações de traços é modular e a tecnologia utilizada é baseada no emprego de câmaras de deriva. Assim como a parte interna das estações $T1$ - $T3$, a parte externa é composta de quatro módulos detetores dispostos em um arranjo do tipo $xuvx$ montados em uma estação com suportes de alumínio. A Figura 3.17 ilustra o arranjo das estações $T1$ - $T3$ no LHCb.

Existe espaço suficiente para acomodar toda a abertura angular do LHCb utilizando módulos de largura e comprimento padronizados.

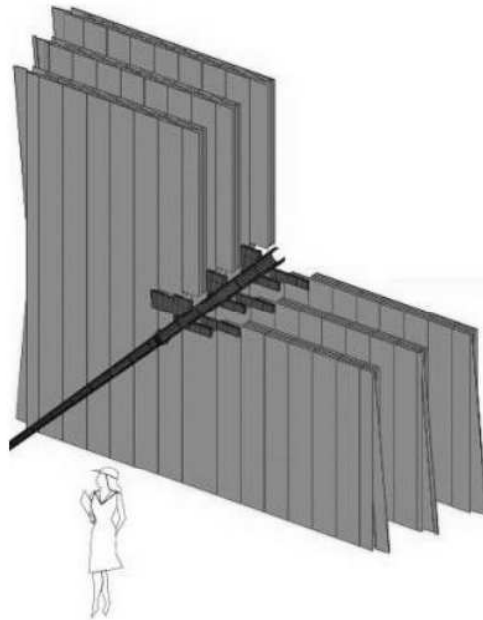


Figura 3.17: Esquema das estações $T1-T3$ no LHCb.

Cada módulo consiste em uma caixa contendo duas camadas de tubos imersos em uma mistura gasosa. Cada tubo tem um diâmetro de 5mm e paredes de 0,075mm de espessura. A distância entre os centros dos tubos consecutivos em uma mesma camada é de 5.25mm enquanto que a distância entre as linhas horizontais paralelas definidas pelos centros das duas camadas é de 5.5mm. A Figura 3.18 ilustra com detalhe a seção reta de um módulo e suas dimensões. A mistura gasosa utilizada como gás de deriva é composta pelas seguintes proporções: $Ar(75)CF_4(15)CO_2(10)$. As propriedades dessa composição gasosa ajudam a reduzir o tempo de superposição de sinais coletados em tubos distintos.

3.7.3 A Reconstrução de traços

No algoritmo de reconstrução de traços, as medidas do *VELO* e das câmaras *TT*, *IT* e *OT* são combinados para formar trajetórias de partículas na região compreendida entre o *VELO* e os calorímetros. O objetivo do programa é encontrar todos os traços dos eventos que sensibilizam um número suficiente de pontos nos detetores. A representação final dos traços reconstruídos é dada por um vetor com informações de posição no plano xy , de inclinação fornecida por dx/dz e dy/dz e finalmente a razão da carga-momento da partícula Q/p .

A performance da reconstrução dos traços é expressa através das seguintes quantidades:

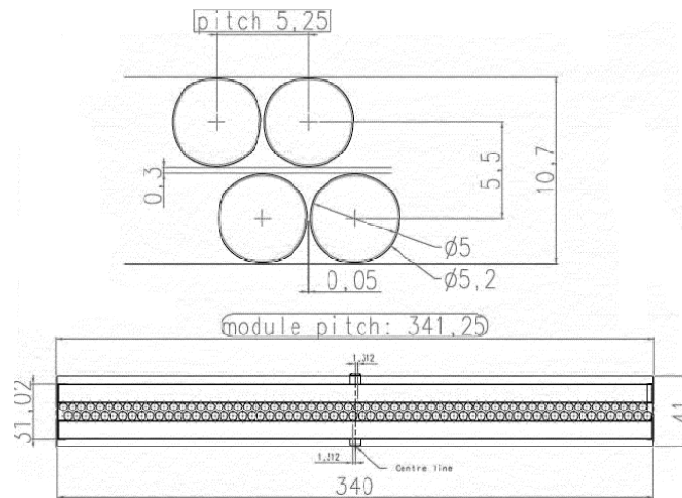


Figura 3.18: Seção reta dos módulos das câmaras de deriva das estações $T1$ - $T3$. Dimensões em mm.

- Eficiência em encontrar traços verdadeiros e a taxa de reconstrução de traços falsos (*ghosts*);
- Precisão na medida de momento reconstruído;
- Precisão no parâmetro de impacto reconstruído;
- Precisão nas inclinações dos traços nos detetores *RICH*.

Os três primeiros itens são mais importantes para os produtos dos decaimentos dos mésons B . O último item é importante para as partículas que ao passar pelo *RICH* provocam a emissão de luz Cherenkov. A resolução média esperada para o momento linear é $\delta p/p = 0.37\%$ e para o parâmetro de impacto médio é $\langle \delta(IP) \rangle = 40 \mu\text{m}$.

Os traços reconstruídos são classificados dependendo da trajetória das partículas no detetor.

- Traços longos: atravessam todo o sistema de traços;
- Traços *upstream*: atravessam somente o *VELO* e *TT*;
- Traços *downstream*: atravessam somente as 5 estações de traço;
- Traços *VELO*: atravessam somente o *VELO*;
- Traços *T*: atravessam somente as três estações $T1$ - $T3$.

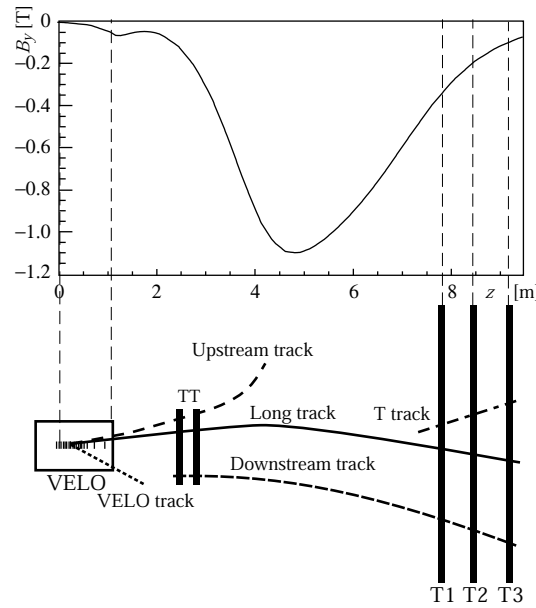


Figura 3.19: Diferentes tipos de trajetórias reconstruídos pelo sistema de traços. Perfil do campo eletromagnético como função da posição z no detector.

A Figura 3.19 ilustra os diferentes tipos de traços no detector e o perfil do campo magnético como função da posição z .

3.8 Calorímetros

O sistema de calorímetros é dividido em duas partes. Primeiro tem-se um calorímetro eletromagnético (*ECAL*) que é seguido de um calorímetro hadrônico (*HCAL*). Os calorímetros são empregados para realizar medidas de energia e posição dos hádrons, elétrons e fótons. Esse sistema deve fornecer informações para identificação das partículas detectadas. Essas informações devem ser analisadas em um intervalo de tempo pequeno pois serão utilizadas para decisões do *trigger* de nível mais baixo. É preciso que os calorímetros obtenham medidas precisas dos fótons para permitir a reconstrução dos decaimentos dos mésons B que tenham o fóton ou o pión neutro como produtos. Existem importantes processos que possuem essas partículas como produtos e que complementam o programa de física do experimento. Todas essas exigências de funcionalidade dos calorímetros definem a estrutura e as características desse sistema.

3.8.1 O calorímetro eletromagnético

Para que seja possível satisfazer as condições exigidas pelo sistema de *trigger*, o calorímetro eletromagnético é composto por duas partes. Antes do *ECAL* é colocada uma estrutura formada por um *SPD* (*Scintillator Pad Detector*) e um *PS* (*Preshower*). Logo em seguida tem-se o *ECAL*.

O *SPD* reduz de maneira significativa a contaminação no *trigger* de elétrons devida aos píons neutros de alta $E_T^\dagger$. O *PS* é responsável pela redução da contaminação proveniente dos píons carregados. O subsistema *SPD/PS* consiste de dois planos detetores compostos por placas cintiladoras de 15mm de espessura tendo uma placa de chumbo de 12mm como material absorvedor entre esses planos. O comprimento de radiação desse subsistema foi escolhido para ser $2X_0$ de maneira que a relação entre o desempenho do *trigger* e a resolução da energia seja favorável. A coleta do sinal luminoso é efetuada através de fibras *WLS* (*Wavelength Shifting Fibers*) que é conduzido por meio de fibras longas até fotomultiplicadoras posicionadas acima ou abaixo do detetor.

As condições necessárias para um bom *ECAL* são uma boa resolução de energia, granularidade transversa variável, tempo de resposta rápido e resistência à radiação. Atualmente todas essas qualidades podem ser reunidas em uma única tecnologia com um custo razoável. Uma estrutura de camadas de chumbo de 2mm intercaladas com camadas de cintiladores de 4mm é adotada. A coleta do sinal luminoso é análoga à utilizada no subsistema *SPD/PS*. As medidas das energias dos chuveiros eletromagnéticos podem ser realizadas com resolução de $\sigma(E)/E = 9.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ com E em GeV. A Figura 3.20 mostra a segmentação lateral do *SPD/PS* e do *ECAL*. O limite angular externo do calorímetro é compatível com o LHCb, ou seja, 250mrad no plano vertical e 300mrad no plano horizontal. Em ângulos muito pequenos o fluxo aumenta rapidamente de maneira que uma abertura central de 30mrad evita problemas de dano por radiação.

3.8.2 O calorímetro hadrônico

O propósito principal do calorímetro hadrônico é prover informação para o *trigger* de hádrons no nível de hardware. Para satisfazer esse vínculo, o calorímetro deve fazer medidas de E_T das partículas em uma taxa de 40MHz equivalente à taxa de cruzamento das nuvens de prótons no

[†]A energia transversa é definida como $E_T = E \sin\theta$, onde E é a energia depositada no calorímetro.

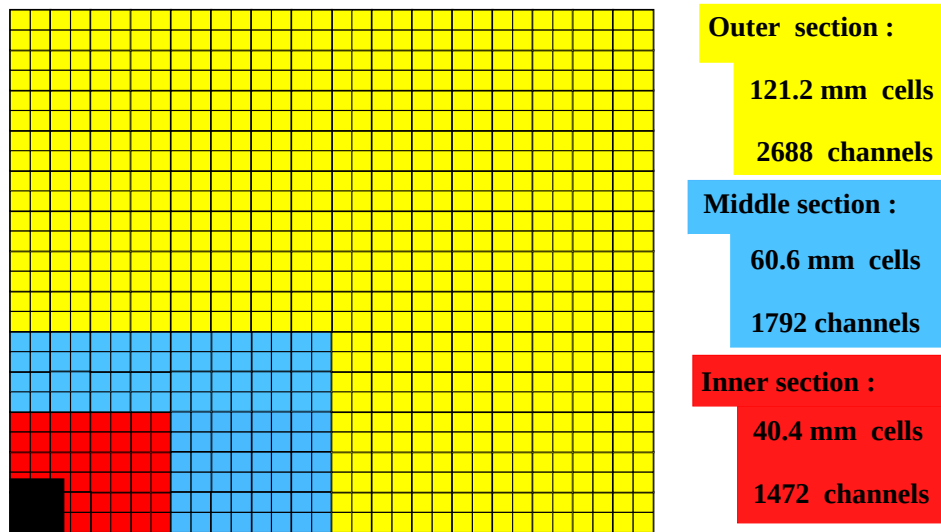


Figura 3.20: Esquema de segmentação lateral do SPD/PS e do ECAL.

Tabela 3.6: Parâmetros do sistema de calorímetros.

sub-detetor	SPD/PS	ECAL	HCAL
n ^o de canais	2×5952	5952	1468
dimensões xy	6,2m×7,6m	6,3m×7,8m	6,3m×7,8m
comprimento z	180mm, $2X_0$, $0,1\lambda_I$	835mm, $25X_0$, $1,1\lambda_I$	1655mm, $5,6\lambda_I$
especificações	20-30 e/MIP	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9,5}{\sqrt{E}}\% \oplus 1\%$	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80}{\sqrt{E}}\% \oplus 10\%$

ponto de interação. As medidas também são realizadas através de fibras WLS.

Uma estrutura de calorímetro de telhas com camadas compostas por cintiladores intercaladas com placas de ferro é empregada para o HCAL. Tanto as camadas de ferro como as de cintiladores são paralelas ao eixo do feixe. Para o arranjo do LHCb os cintiladores tem uma espessura de 4mm e as placas de ferro tem espessura de 16mm. Com uma largura total de 1.2m a resolução de energia obtida é $80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$. A Figura 3.21 mostra a segmentação lateral do HCAL. Quando comparados ao ECAL, o tamanho das células é maior e o número de zonas de segmentação é menor. Isso é possível dadas as dimensões dos chuveiros hadrônicos e a performance exigida pelo *trigger* de hádrons. A Tabela 3.6 traz um resumo das principais características dos detetores.

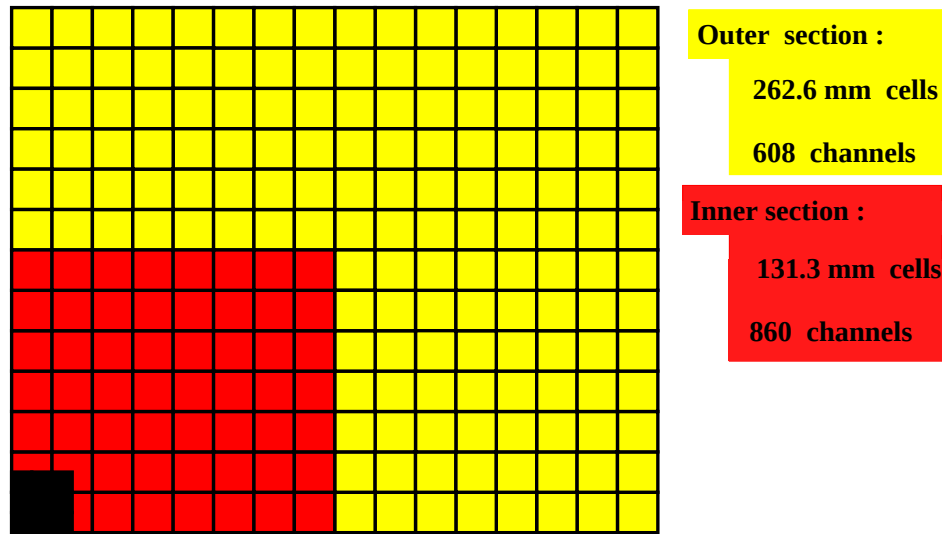


Figura 3.21: Esquema de segmentação lateral do *HCAL*.

3.9 Sistema de Múons

O sistema de múons tem como objetivo principal realizar duas tarefas que são a identificação de múons e fornecer informação para o *trigger* de múons. Esse detetor tem grande importância pois em muitos processos dos mésons B os múons aparecem como seus produtos finais de forma que a sua medida deve ser precisa. Tanto medidas de violação de CP como o estudo de decaimentos raros e busca por física além do Modelo Padrão depende de uma identificação de múons eficiente. Esse sistema pode ainda contribuir para o *tagging*, pois múons provenientes de decaimentos semileptônicos do B fornecem elementos para a identificação do sabor dos mésons B .

Esse detetor consiste de um conjunto de 5 estações, que por razões de simplicidade são denominadas $M1$ - $M5$. A estação $M1$ é localizada antes do sistema de calorímetros em uma posição $z_1=12.15\text{m}$ em relação ao ponto médio de interação. As outras 4 estações $M2$ - $M5$ são posicionadas após o calorímetro e suas respectivas posições com relação ao ponto de interação são $z_2=15.2\text{m}$, $z_3=16.4\text{m}$, $z_4=17.4\text{m}$, $z_5=18.8\text{m}$. A estação $M1$ é importante para a medida do momento transversal dos múons. Essas medidas de momento transversal são utilizadas no *trigger* de nível 0. As estações $M2$ - $M5$ são alternadas com filtros absorvedores de ferro de 80cm de espessura. Os filtros são utilizados para atenuar a penetração de hádrons e elétrons no sistema. As estações são alocadas entre esses filtros em um espaço disponível de 40cm de espessura para cada estação. A cobertura angular do sistema de múons é definida da seguinte maneira: a aceitação interna e externa (horizontal $\times$ vertical) são respectivamente 20mrad

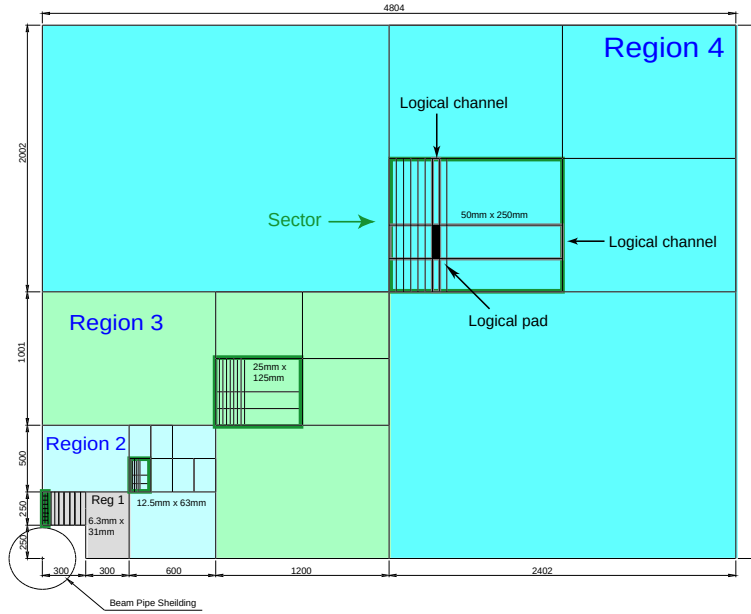


Figura 3.22: Ilustração das diferentes regiões da $M2$ e seus respectivos esquemas de blocos e canais lógicos.

$\times 16\text{mrad}$ e $306\text{mrad} \times 258\text{mrad}$. A área total do detetor é cerca de 453m^2 . Dadas as diferentes exigências de granularidade e a grande variação no fluxo de partículas, desde as regiões próximas ao feixe até a borda do detetor, cada estação é dividida em quatro regiões $R1$ - $R4$ como mostra a Figura 3.22.

3.9.1 Esquema lógico

O esquema lógico descreve a granularidade do bloco lógico em x e y em cada região de cada estação de múons como é vista pelo *trigger* de múon e a reconstrução *offline*. A razão entre as dimensões de uma dada região em relação às dimensões da próxima região é $1/2$. O mesmo ocorre para as dimensões dos seus respectivos blocos.

As dimensões x dos blocos lógicos nas estações $M1$ - $M3$ são determinadas pela precisão necessária para se obter uma boa resolução de P_T . As dimensões y nas cinco estações são determinadas pela rejeição necessária de traços que não apontam para a região de interação. A razão y/x é $2,5$ na estação $M1$ e 5 para as estações $M2$ - $M3$. As estações $M4$ - $M5$ tem essa razão igual a $1,25$. O número total de blocos lógicos no sistema de múons é 55.296 . As dimensões x e y são resumidas na Tabela 3.7.

Tabela 3.7: Dimensões em cm^2 dos blocos lógicos nas quatro regiões projetados para $M1$ (escalonados com z_{M1}/z_{Mi}). Isso mostra a projetividade entre as estações em y e o fator 2 em ambas as direções entre regiões consecutivas.

	M1	M2	M3	M4	M5
R1	$1 \times 2,5$	$0,5 \times 2,5$	$0,5 \times 2,5$	$2 \times 2,5$	$2 \times 2,5$
R2	2×5	1×5	1×5	4×5	4×5
R3	4×10	2×10	2×10	8×10	8×10
R4	8×20	4×20	4×20	16×20	16×20

3.9.2 Esquema físico

O esquema físico nada mais é do que a implementação física do esquema de blocos lógicos discutido. Essa implementação é feita em dois passos:

- i - Blocos lógicos $\leftarrow$ canais lógicos: Os blocos lógicos são obtidos do cruzamento de *strips* verticais e horizontais quando é possível. Essas tiras ou canais lógicos são formados dos canais de *front-end*. Isso permite uma redução, por um fator 1/2, do número de canais a serem utilizados pela eletrônica *offline* e pelos processadores de *trigger*. Esse passo é empregado nas estações $M2$ - $M5$ com exceção da região $R1$ da $M4$ e $M5$.
- ii - Canais lógicos $\leftarrow$ canais físicos: O elemento de leitura das câmaras por um canal de *front-end* é denominado canal físico. O tamanho máximo dos canais físicos é vinculado pelas exigências de operação eficiente das câmaras. Os blocos físicos fornecem pontos $x - y$ sempre que possível. Esse esquema é adotado na maioria das regiões das estações com exceção das regiões $R1$ e $R2$ das estações $M2$ e $M3$.

Redundância é obtida com duas camadas de detetores com leitura independente em cada estação. O sinal dos canais físicos correspondentes às duas camadas servem de entrada para uma decisão *OR* lógica. O número total de canais físicos no sistema é aproximadamente 120.000.

3.9.3 Tecnologias

A tecnologia das estações de múons é baseada no emprego de câmaras proporcionais multifilares (*MWPC*) com exceção da região $R1$ da estação $M1$ que utiliza detetores *GEM*. As regiões

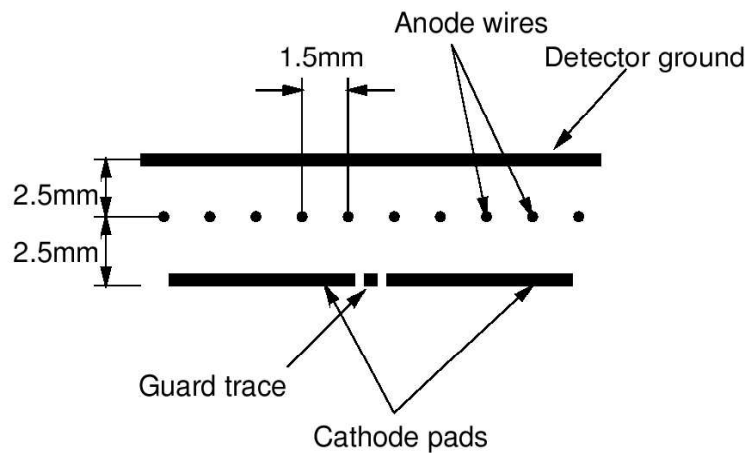


Figura 3.23: Ilustração das diferentes regiões da *M2* e seus respectivos esquemas de blocos e canais lógicos.

mais externas da estação *M1* possuem dois planos de fios enquanto as estações *M2-M5* são compostas por quatro planos de fios.

3.9.3.1 A MWPC

Um diagrama esquemático de uma *MWPC* é mostrado na Figura 3.23. As câmaras têm uma célula simétrica com uma distância entre anodo e catodo de 2,5mm e um espaçamento de 1,5mm entre os fios. As *MWPCs* utilizam a mistura $\text{Ar}(40)\text{CO}_2(50)\text{CF}_4(10)$ como gás. O arranjo de quatro camadas detetoras conectadas como duas camadas para dois canais de *front-end* em cada câmara das estações *M2-M5* resulta em uma eficiência de 99%. A mesma eficiência é obtida com a *M1* que tem um arranjo de duas camadas. A única mudança relevante nos detetores desta estação é o espaçamento entre os fios que é de 2,0mm.

3.9.3.2 Os detetores *GEM*

Para funcionar em um ambiente com alto fluxo de partículas carregadas sem degradação de eficiência e granularidade satisfatória, a tecnologia dos detetores *GEM* é adotada para a região *R1* da estação *M1*. As seguintes características são necessárias:

- O detetor deve suportar uma taxa máxima de partículas de $500\text{kHz}/\text{cm}^2$;
- Uma eficiência acima de 96% em um intervalo de tempo de 20ns;

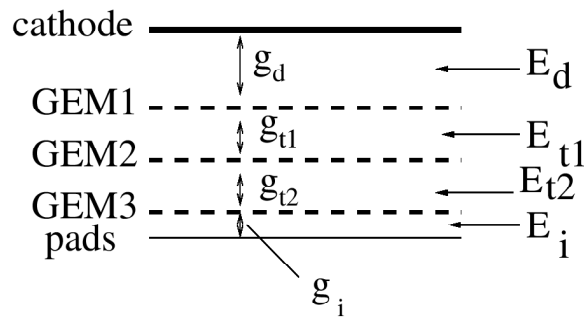


Figura 3.24: Arranjo de triplo GEM.

- Um tamanho médio de *clusters* inferior a 1,2 para blocos de $10\text{mm} \times 25\text{mm}$;
- Resistência à radiação para um período de 10 anos de tomada de dados.

Um detetor GEM é feito de uma folha fina de “kapton” coberto por uma camada de cobre em cada lado. A superfície dessa folha possui uma alta densidade de furos com estrutura bi-cônica de diâmetro externo (interno) de $70\mu\text{m}$ ($50\mu\text{m}$). A distância entre os furos é de $140\mu\text{m}$. A combinação desses detetores em sequência permite a obtenção de ganhos altos e diminui a possibilidade de descargas elétricas. A Figura 3.24 mostra uma seção do arranjo de triplo GEM. $E_d = 3,5\text{kV/cm}$, $E_t = 3,5\text{KV/cm}$, $E_i = 5\text{kV/cm}$ são respectivamente os campos de deriva, transferência e indução. $g_d = 3\text{mm}$, $g_t = 1$ e 2mm , $g_i = 1\text{mm}$ são as respectivas camadas de deriva, transferência e indução. Utiliza-se uma mistura gasosa com composição dada por $\text{Ar}(45)\text{CO}_2(15)\text{CF}_4(40)$ nos detetores.

O detetor M1R1 tem 12 câmaras de área ativa de $20\text{cm} \times 24\text{cm}$. Cada câmara consiste de dois detetores de três camadas GEM para assegurar redundância. A área ativa total do sistema é de $0,6\text{m}^2$.

3.10 O sistema de *trigger*

A estatística que se pretende alcançar no LHC é muito maior do que qualquer outra já obtida em aceleradores de altas energias. Isso implica em uma grande quantidade de dados para serem analisados e atualmente não é possível armazená-los. Entretanto, a maior parte desses eventos não é interessante para o programa de física dos experimentos, e portanto sistemas de *trigger* devem ser empregados para rejeitar esses eventos.

No LHCb a frequência de eventos com interações visíveis é cerca de 10MHz devido à baixa luminosidade e à estrutura de cruzamento entre as nuvens de prótons do acelerador. Essa taxa de eventos é reduzida pelo sistema de *trigger* até um valor da ordem de centenas de Hertz. Essa redução é obtida com um *trigger* de três níveis: o nível 0 (*L0*), o nível 1 (*L1*) e o *trigger* de alto nível (*HLT*). O *L0* é implementado na eletrônica do detetor e os demais níveis são implementados em uma rede dedicada de computadores.

3.10.1 Requerimentos

Do total de eventos com interações visíveis, uma frequência de cerca de 100kHz de produção de pares $b\bar{b}$ é esperada. Desses eventos com pares $b\bar{b}$ somente 15% deve possuir pelo menos um méson B com todos os seus produtos dentro do detetor. A taxa de decaimento dos processos dos mésons B interessantes para o estudo de violação de CP é inferior a 10^{-3} . Em geral, as análises posteriores ou *offline* exploram o fato da massa dos mésons B ser grande e o tempo de vida da ordem de 10^{-12} s, para fazer a sua seleção. Os produtos dos decaimentos dos mésons B tem valores de momento e energia transversa altos, de maneira que essas informações podem ser utilizadas como variáveis de seleção do *trigger*. O parâmetro de impacto das partículas em relação ao vértice primário reconstruído também é empregado. Assim o *trigger* deve ter uma alta eficiência em selecionar somente os eventos que são interessantes para as análises *offline*. É importante que o *trigger* tenha uma eficiência satisfatória para uma grande variedade de estados finais.

3.10.2 O *trigger* de nível 0 (*L0*)

O *L0* deve reduzir a taxa de cruzamento de núvens de prótons no LHCb até uma taxa em que todos os subsistemas possam ser usados para a obtenção de uma decisão de *trigger*.

Espera-se que os produtos dos decaimentos dos mésons B tenham valores altos para E_T e P_T . O *L0* aproveita essa peculiaridade e reconstrói

- os hádrons, os elétrons e os fótons com os maiores valores de E_T obtidos através do sistema de calorímetros
- os dois múons com os maiores valores de P_T medidos nas câmaras de múons

Um evento é aceito caso tenha hádrons, elétrons, fótons ou múons com E_T e P_T dentro de uma região de interesse. Caso contrário o evento é descartado.

A decisão do *trigger* L0 também pode ser tomada com base em variáveis globais dos eventos. O número de traços carregados e o número de interações por evento são exemplos de variáveis globais típicas.

O *trigger* do calorímetro é implementado através da obtenção da soma da energia transversa dos agrupamentos ou *clusters* medida nas células dos calorímetros e integrada nas placas de *front-end*. Os clusters com maior energia transversa são selecionados e então classificados como elétrons, fótons ou hádrons através das informações do SPD/PS, ECAL e HCAL. Parte das medidas necessárias para calcular as variáveis globais são obtidas no calorímetro. A energia transversa total medida nas células do calorímetro é empregada como um parâmetro discriminante entre eventos com ou sem interações visíveis. O SPD fornece uma estimativa do número de traços carregados através da contagem das células sensibilizadas.

As câmaras de múons permitem a reconstrução dos múons com medidas de momento transverso de resolução igual a 20%. Os traços dos múons são ajustados por unidades de processamento que combinam os dados das 5 estações. Placas de *trigger* são responsáveis pela reconstrução dos múons com altos valores de P_T .

Um sistema de veto de empilhamento ou *Pile-Up* é utilizado para medir o número de interações por cruzamento de núvens de prótons. Esse sistema emprega 4 sensores de silício semelhantes aos utilizados pelo *VELO* para realizar medidas de raio. Eventos que possuem mais de uma interação primária são rejeitados pelo sistema de veto de empilhamento. Além de medir o número de vértices primários, o *Pile-Up* também fornece medidas dos traços que são produzidos na direção oposta ao LHCb. Combinando essas informações com as medidas obtidas do SPD é possível determinar uma decisão de *trigger* relacionada ao número de traços. É um procedimento usual descartar eventos muito complexos que possuem um número muito alto de traços.

A unidade de nível 0 (L0DU) coleta e integra todas as informações dos componentes do L0 para formar o *trigger* de nível 0. O L0DU realiza tarefas de aritmética simples para combinar todas as informações em uma única decisão. Essa decisão é passada para o supervisor de leitura que a transmite para a eletrônica de *front-end*. O L0 reduz a taxa de 40MHz de entrada do LHC a uma taxa de saída de 1MHz para o próximo nível de *trigger*.

3.10.3 O trigger de ní vel 1 (L1)

O L1 recebe do L0 as informações analógicas em uma taxa de 1MHz e as digitaliza. Esses dados são armazenados durante o intervalo necessário para o processamento do algoritmo do L1. Todos os subsistemas que fornecem dados para o L1 fazem uso de um mesmo *hardware*. Essa placa serve para armazenar dados no *buffer* do L1, para formatação e ainda faz a interface entre o sistema de leitura e o L1. O algoritmo do L1 é implementado em uma rede dedicada de computadores (*farm*) que é compartilhada com o *trigger* de alto nível e com os algoritmos de reconstrução *offline*.

O L1 usa os dados provenientes do L0, do *VELO* e das estações *TT*. O algoritmo reconstrói os traços do *VELO* e procura uma relação entre eles e segmentos dos múons do L0 e os *clusters* do calorímetro para identificar e medir o momento desses traços.

O campo magnético entre o *VELO* e as estações *TT* é utilizado para determinar o momento das partículas com resoluções na faixa de 20-40%. Os eventos são selecionados com base nos traços com altos valores de P_T e parâmetro de impacto em relação ao vértice primário. O parâmetro de impacto é obtido através de informações geométricas do traço e posição do vértice primário.

A mesma rede de montagem de eventos é utilizada para coletar as decisões de L1 dos processadores. Depois da sua ordenação, de acordo com o seu número de evento, essas decisões são enviadas ao supervisor de leitura que a transmite para a eletrônica de *front-end*. A taxa de saída do L1 deve ser no máximo 40kHz para permitir que a eletrônica de *front-end* execute algoritmos mais elaborados do que os utilizados anteriormente.

O projeto do L1 é flexível de tal maneira que as estações *T1-T3* e as estações *M2-M5* possam ser incluídas para melhorar a performance do L1.

3.10.4 O trigger de alto ní vel (HLT)

O HLT tem acesso a todos os dados disponibilizados pelo detetor. Apesar de compartilhar a mesma rede com o L1, o algoritmo do HLT funciona com uma prioridade inferior à do L1 visto que o tempo necessário para se ter a resposta do L1 é muito menor. O algoritmo do HLT começa com a reconstrução dos traços do *VELO* e do vértice primário. Essas informações não são obtidas diretamente do L1. Um programa de reconhecimento de padrão rápido relaciona os traços do *VELO* aos traços das estações *T1-T3*. A seleção final dos eventos interessantes é dada

através da confirmação da decisão do *trigger* de nível 1 com uma resolução melhor e o emprego de cortes específicos para seleção de certos estados finais do méson B .

Diferente dos dois primeiros níveis de *trigger*, cuja taxa de eventos final é fixa pela implementação da eletrônica de *front-end*, o HLT é mais flexível. Por razões técnicas, a seleção do HLT não deve ser muito restrigente. Por isso o *RICH* não é utilizado e os cortes de seleção são relaxados em relação à seleção final. Essa flexibilidade permite que estudos de sensibilidade das análises e refinamentos das constantes de calibração sejam realizados. Portanto a taxa de eventos é reduzida para cerca de 200Hz pelo HLT.

Estima-se que os algoritmos dos níveis de *trigger* L1 e HLT utilizarão respectivamente cerca de 55% e 25% do poder de processamento disponível em 200Hz. A porcentagem restante será utilizada para a reconstrução total dos eventos aceitos pelo HLT, incluindo a identificação de partículas antes de serem armazenados. A Figura 3.25 resume toda a arquitetura do sistema de *trigger* do LHCb.

3.11 Aquisição de dados (*DAQ*) e Controle (*ECS*)

A função do *DAQ* é coletar os dados correspondentes aos eventos aceitos pelo sistema de *trigger* e arranjar esses dados em um formato de evento completo. O *DAQ* deve filtrar e reconstruir completamente os eventos de interesse usando algoritmos de *trigger* de alto nível executados em uma *farm* que em seguida são armazenados definitivamente. O sistema de controle do experimento (*ECS*) será utilizado para configurar o sistema de leitura, para controlar e monitorar o estado dos componentes do detetor, conduzir a tomada de dados definitivos e assegurar a qualidade dos dados gravados para as análises de física.

Os dados são transferidos da eletrônica de *front-end* para o *DAQ* se a resposta do *trigger* de nível 1 for positiva. Caso contrário, o evento é descartado. O tamanho médio desses dados é da ordem de 100kB, portanto o *DAQ* deve organizar os dados em eventos completos a uma taxa de 4GB/s uma vez que a taxa do L1 é de 40kHz. O algoritmo de seleção do HLT reduz a taxa de eventos para cerca de centenas de Hertz de maneira que a taxa final de armazenamento de dados será 20MB/s. A taxa de dados acumulados por dia é $\sim 2\text{TB}$ e considerando um período anual de tomada de dados de 120 dias um total de $\sim 200\text{TB}$ será acumulado.

A arquitetura geral do sistema de aquisição de dados do LHCb é ilustrada na Figura 3.26. Os principais componentes são:

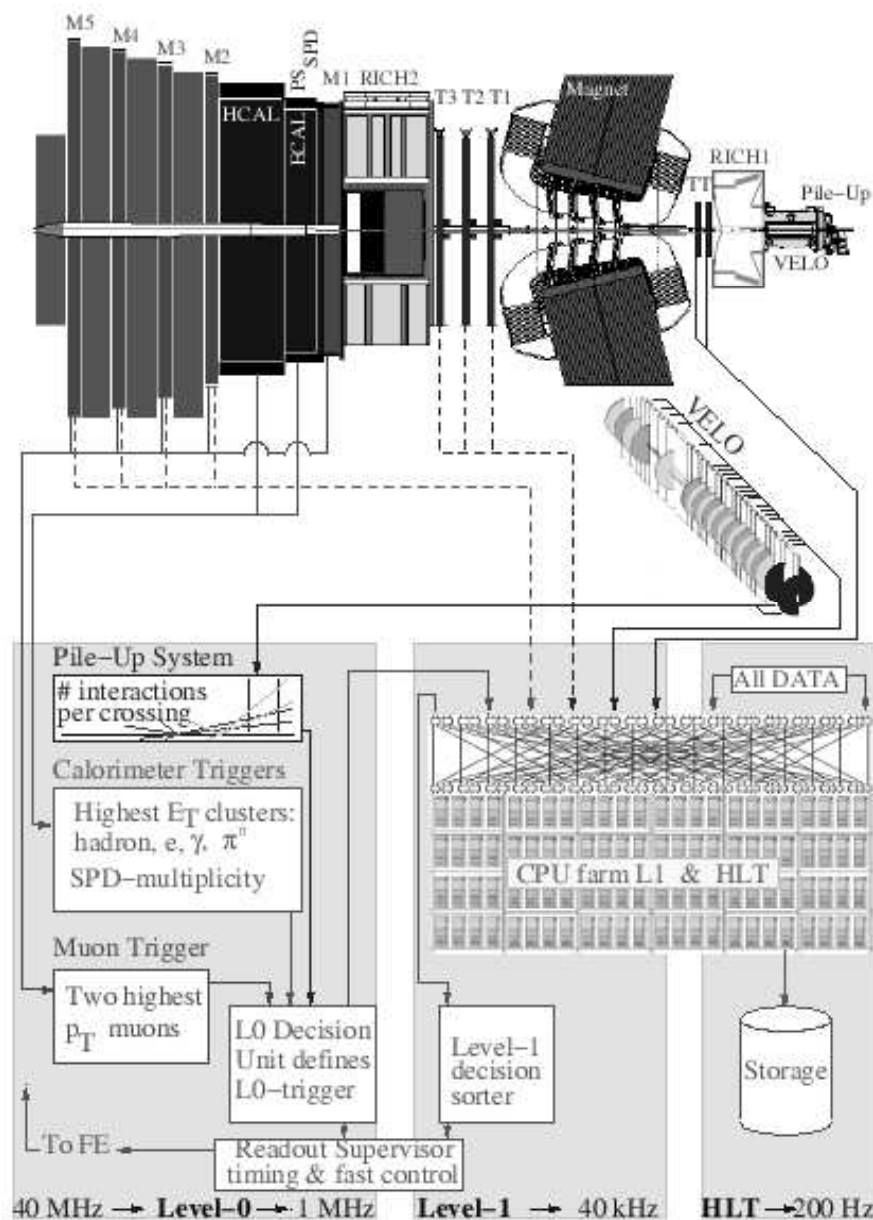


Figura 3.25: Ilustração do funcionamento do *trigger* em todos os seus níveis. As linhas sólidas ilustram as informações que cada nível utiliza. As linhas tracejadas mostram as informações que poderão ser incluídas no L1 caso uma otimização venha a ser necessária.

- O sistema de cronometragem e controle rápido (TFC), que é utilizado para distribuir o *clock*, as decisões dos sistemas de *trigger* de nível 0 e 1 e outros comandos de sincronização para a eletrônica de *front-end*.
- O subsistema de fluxo de dados que coleta dados da eletrônica de *front-end* e os transfere para uma *farm* para execução dos algoritmos de *trigger*. Esse sistema é composto por quatro subdivisões:
 - i - Um multiplexador que reduz o número de ligações entre a eletrônica de *front-end* e a rede dedicada à construção dos eventos agregando os dados
 - ii - Uma camada de unidades de leitura atuando como um multiplexador e porta entre as ligações da eletrônica de *front-end* e a rede de leitura
 - iii - A rede de leitura que conduz os fragmentos de um evento pertencentes ao mesmo evento a um destino único
 - iv - Uma camada de controladores de sub-redes que fazem a reconstrução final dos eventos e ainda atua como interface e camada de isolamento entre a rede de leitura e os computadores da rede de computadores
- Uma rede de computadores, que fornece a estrutura física para alocar e executar os algoritmos de *trigger* de alto nível
- Unidade de armazenamento temporária de dados de física e infraestrutura geral para o sistema *online*
- Sistema de controle e monitoramento do experimento

O LHCb terá um sistema de controle homogêneo. O ECS irá controlar a configuração, monitoramento e operação de todo o aparato experimental envolvido nas diferentes atividades do experimento. Essas atividades são:

- Sistema de aquisição de dados (*DAQ*)
Cronometragem, eletrônica de *front-end*, sistema de leitura, etc.
- Operações dos detetores
Gases, altas e baixas voltagens, temperaturas, etc.

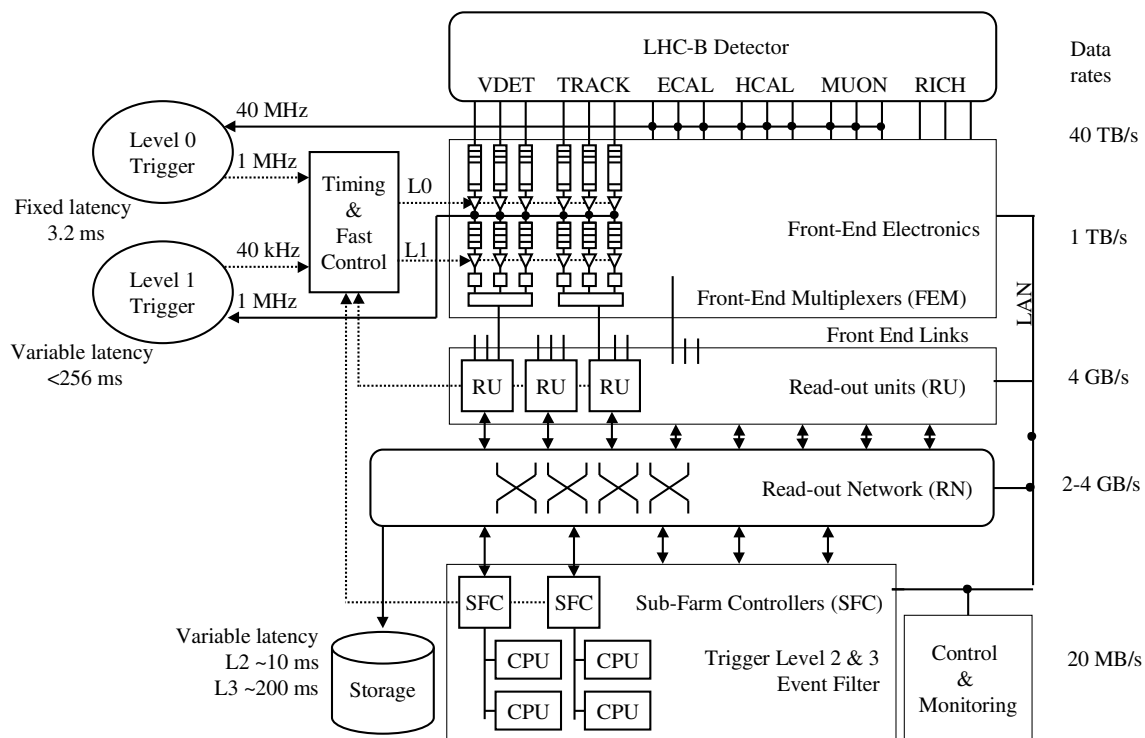


Figura 3.26: Arquitetura do sistema de aquisição de dados do LHCb.

- Infraestrutura experimental

Magneto, resfriamento, ventilação, distribuição elétrica, segurança do detector, etc.

- Interação com o exterior

Acelerador, sistema de segurança, serviços técnicos, etc.

A relação entre o ECS e os outros componentes do experimento é mostrada esquematicamente na Figura 3.27. É mostrado nessa figura que o sistema de controle do experimento oferece uma única interface entre os usuários e todo o equipamento experimental.

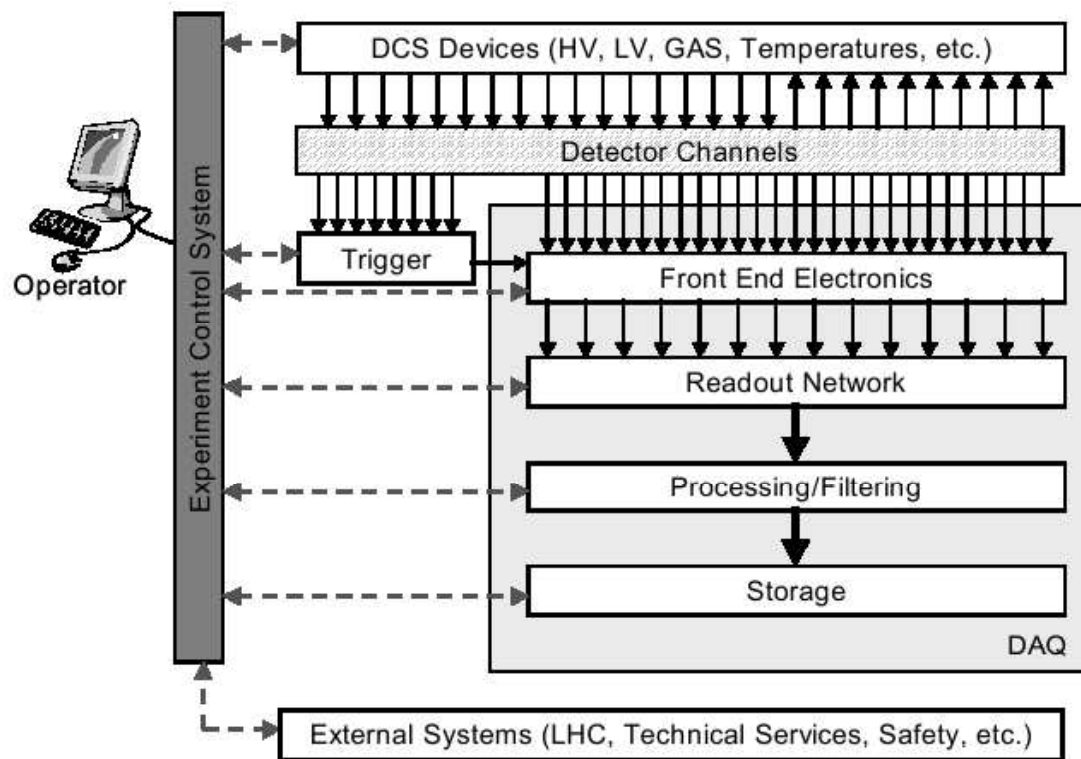


Figura 3.27: Esquema do sistema de controle do experimento. Interface única entre usuário e equipamento experimental.

Capítulo 4

Análise

Neste capítulo apresento o estudo que realizei para estimar a sensibilidade de observação do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no detetor LHCb. Inicialmente descrevo a estrutura computacional empregada para a geração dos dados de Monte Carlo utilizados na análise que é discutida logo em seguida. Uma estimativa do número de eventos de sinal e ruído é apresentada. Um estudo cuidadoso das frações dos canais componentes do ruído também foi realizado. Como uma segunda etapa desse capítulo uma comparação é feita entre a análise usual e uma proposta alternativa para estimativa do ruído.

4.1 Simulação do LHCb

Um estudo detalhado do funcionamento do detetor é necessário para se avaliar o seu desempenho em medir os diferentes processos físicos de interesse. É comum em física de altas energias, onde os experimentos são grandes e complexos, o emprego de simulações de Monte Carlo para a realização de tais estudos. Os dados utilizados nas análises do LHCb são feitos através de uma simulação completa da tomada de dados.

A simulação do LHCb é feita em uma série de etapas, desde as colisões dos prótons até que os dados finais representando os eventos medidos pelo detetor sejam obtidos. Essa sequência pode ser descrita da seguinte maneira. Inicialmente as colisões são geradas em um referencial equivalente ao do experimento. Em seguida é simulada a passagem das partículas resultantes da colisão e dos produtos de seus decaimentos pelo detetor. A resposta do *trigger* aos traços deixados pelas partículas também é simulada. Depois do *trigger* toda a reconstrução do evento é feita incluindo os traços e a identificação das partículas. Finalmente têm-se os dados dos

Tabela 4.1: Resumo dos efeitos inelásticos e elásticos que contribuem para os eventos de simulação. Os efeitos inelásticos são divididos em efeitos de QCD “dura” e difrativos.

Processo	min.bias [mb]	$b\bar{b}$ [μb]
$f + f' \rightarrow f + f'$	12,39	53,0
$f + \bar{f} \rightarrow f + \bar{f}$	0,01	1,1
$f + \bar{f} \rightarrow g + g$	0,01	0,0
$f + g \rightarrow f + g$	11,42	324,7
$g + g \rightarrow f + \bar{f}$	0,74	107,7
$g + g \rightarrow g + g$	30,65	146,9
difrativo duplo	55,22	-
difrativo único	9,68	-
elásticos	14,30	-
total	101,41	633,4

eventos organizados e prontos para serem analisados como dados reais.

Com essa simulação é possível utilizar a informação do que foi gerado nas colisões e o que foi reconstruído pelo detetor e pelas análises *offline* para estimar, por exemplo, com que eficiência cada processo está sendo reconstruído. Além disso também é possível estimar a rejeição do ruído e otimizar os algoritmos de seleção.

Toda a simulação das colisões próton-próton foi feita através do PYTHIA 6.2 [38]. A Tabela 4.1 mostra as seções de choque dos vários processos incluídos com esse pacote usando um modelo de interação parton-parton. A energia de centro de massa utilizada foi de $\sqrt{s}=14\text{TeV}$. Para efeitos de escala absoluta as suposições feitas para as seções de choque foram as mesmas da proposta técnica [30].

Todos os conjuntos de dados utilizados para essa análise foram obtidos através da filtragem de um conjunto maior de dados chamado *minimum bias*. O *minimum bias* é um conjunto genérico de eventos obtidos das colisões próton-próton. Essa filtragem é feita com a aplicação de cortes específicos. Para otimizar a produção do sinal, por exemplo, é exigido que o B_s tenha uma direção dentro de uma abertura angular máxima de 400mrad em relação ao eixo z . Tal exigência garante que os dois múons do decaimento estejam dentro do detetor.

Tabela 4.2: Pacotes utilizados nas simulações do LHCb.

	Program	Version
Arquitetura de trabalho	SICBMC	v260r2
Gerador de eventos	Pythia	6.2
Decaimentos	QQ	9.02
Arquitetura-OO	Gaudi	v11r4
Reconstrução	Brunel	v17r4
Análise física	DaVinci	v8r3
Banco de dados	dbase	v254r1
	XmlDDDB	v15r2

Após a geração das colisões é necessário simular o decaimento das partículas geradas. O pacote QQ [39] é utilizado para simular os decaimentos. Esse pacote contém uma tabela atualizada proveniente do CDF incluindo os decaimentos do B_s e dos bárions que contém o quark b . Os parâmetros de oscilação dos mésons B_d e B_s são respectivamente $x_d = 0,755$ e $x_s = 20$.

As interações das partículas geradas com o material do detetor são simuladas com o GEANT 3.21 [40]. A simulação é feita com uma descrição detalhada da geometria e do material de todos os subdetetores do LHCb. A reconstrução dos eventos foi feita com um pacote do LHCb chamado Brunel com a descrição do detetor reotimizado disponível nos bancos de dados dbase e XmlDDDB. Os pacotes utilizados em todo o processo de simulação e suas respectivas versões estão resumidas na Tabela 4.2.

Os seguintes conjuntos de dados foram gerados para a análise do sinal e estimativa da contribuição de eventos de ruído:

- 49.500 eventos de sinal ($B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$),
- 11×10^6 eventos $b\bar{b}$ inclusivo,
- $9,5 \times 10^6$ eventos do tipo $b \rightarrow \mu \nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu \nu_\mu X$.

Os eventos utilizados nessa análise foram gerados através de uma estrutura de pacotes e programas implementada em FORTRAN. Essa estrutura se estende desde a simulação das colisões próton-próton até o decaimento das partículas no detetor. A reconstrução e análise desses dados foi totalmente implementada em C++ usando o Gaudi que é baseado em programação

de objeto-orientado. Atualmente, com exceção da simulação das colisões, todo o *software* do LHCb é escrito em linguagem C++. Na próxima seção a nova estrutura computacional é brevemente descrita e comparada à estrutura empregada na geração dos eventos para a análise.

4.1.1 O atual software do LHCb

As atividades desde o momento da tomada de dados até a análise posterior dos dados serão realizadas dentro de um mesmo projeto computacional do LHCb. O suporte para todo o desenvolvimento de *software*, utilização da infraestrutura computacional, construção de componentes em conjunto, escolha dos projetos de arquitetura e padrões são manuseados em comum [41].

4.1.1.1 Gaudi

O Gaudi é um projeto aberto para fornecer as interfaces e serviços necessários para a construção de áreas de trabalho para experimentos de altas energias no domínio das aplicações de processamento de dados. Esse é um projeto independente de experimento [42].

Um projeto específico para o LHCb tem sido desenvolvido, cujo objetivo principal é construir uma área de trabalho capaz de cobrir todos os estágios de processamento de dados do LHCb. Isso significa que o projeto do Gaudi para o LHCb deverá acomodar toda estrutura de simulação de dados, algoritmos de *trigger* de alto nível, programas de reconstrução, programas para as análises físicas, visualização, além de suportar aplicações interativas e não interativas.

4.1.1.2 Gauss

O Gauss [43] é o atual programa de simulações do LHCb. Assim como todas as aplicações do experimento é baseado no Gaudi. Essa aplicação simula o comportamento do detetor permitindo o entendimento das condições experimentais e a estimativa do seu desempenho. Esse programa integra duas fases independentes que podem ser executadas em conjunto ou separadamente. A primeira parte dá conta da geração do evento físico ou colisão e subsequentes decaimentos, enquanto que a segunda parte trata da simulação da resposta do detetor à passagem das partículas resultantes da interação primária pelo seu material. Ambas as fases fazem uso das bibliotecas e ferramentas disponíveis na comunidade de Física.

Além de ser implementada em FORTRAN, a estrutura de geração e reconstrução dos eventos utilizados nessa tese era dividida em duas etapas distintas. A geração dos eventos foi feita

com o Pythia enquanto o GEANT3.2 foi empregado para a simulação da interação das partículas com o material do detetor. O Pythia continua sendo o gerador de eventos e no momento utiliza-se a versão 4 do GEANT.

4.1.1.3 Boole

O Boole [44] é a aplicação utilizada para fazer a digitalização dos dados de saída do Gauss. Esse programa fornece como saída os dados digitalizados em um formato idêntico ao dos dados que serão obtidos na tomada de dados. Durante essa etapa uma sequência de algoritmos é executada simulando a resposta dos subdetetores e da eletrônica incluindo ruído e canais de leitura mortos. As tarefas hoje realizadas pelo Boole eram antes integradas ao Brunel.

4.1.1.4 Algoritmos online

Dois algoritmos estão sendo desenvolvidos para executar as tarefas de *trigger*. Um programa chamado *Euler* executa as tarefas do L1 enquanto um código denominado *Moore* realiza a seleção do HLT. Ambos os códigos podem utilizar tanto dados de simulação provenientes do Boole como dados reais obtidos no sistema de aquisição de dados.

4.1.1.5 Brunel

O Brunel é desenvolvido para fazer a reconstrução dos eventos no LHCb [45]. Tal aplicação é projetada tanto para ser executada em dados de simulação como em dados reais vindos do DAQ.

Esse programa é organizado como uma série de fases de processamento independentes. A informação de Monte Carlo dos eventos simulados, por exemplo, é mantida confinada em uma dessas fases para que seja completamente independente da fase de reconstrução.

4.1.1.6 DaVinci

Esse pacote é a área de trabalho utilizada para a análise de dados. O DaVinci acomoda os algoritmos e procedimentos de seleção [46]. Dois tipos de saída são permitidos nesse pacote: resultados estatísticos ou eventos.

Um algoritmo mínimo do DaVinci realiza reconstrução de vértices primários, identificação de partículas para traços e aglomerados nos calorímetros, e uma sequência de algoritmos de

seleção específicos.

Como mencionado anteriormente a análise que apresento nessa tese é baseada em códigos implementados no DaVinci. Entretanto, atualmente uma série de ferramentas estão disponíveis para a construção das análises.

4.1.1.7 Análises Interativas

A possibilidade de realizar análises interativas em eventos do LHCb não é apenas útil do ponto de vista da fácil utilização mas também permite a verificação e desenvolvimento dos programas. Duas ferramentas básicas estão sendo desenvolvidas nesse sentido. A primeira fornece toda a estrutura do Gaudi, através de uma linguagem flexível de programação, ao usuário final de forma amigável. Essa ferramenta é chamada *Bender*. A segunda ferramenta, o *Panoramix*, oferece serviços de visualização e conversores que permitem a representação do aparato do LHCb e dos eventos.

4.2 O estudo do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no LHCb

O decaimento raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ é um canal cuja assinatura no detetor é muito limpa, ou seja, esse é um processo de fácil detecção pois a eficiência de reconstrução dos múons é alta. Por outro lado, a razão de ramificação desse decaimento é muito pequena de tal modo que a redução do ruído deve ser máxima para que seja possível distinguir entre os eventos de sinal dos eventos de ruído. Um estudo detalhado do ruído é feito para que uma estimativa do número de eventos espúrios admitidos pela seleção seja bem determinada. Nessa seção descrevo toda a análise que realizei com dados provenientes de simulações completas do LHCb.

4.2.1 Sinal e possíveis fontes de ruído

Nesse decaimento, os múons vindos do B_s terão sua trajetória e momento bem determinados no detetor LHCb. É esperado que o momento transversal desses múons seja relativamente alto. Os múons devem ter origem no mesmo vértice, ou seja, eles devem ser provenientes do mesmo méson. O B_s é produzido no vértice primário (VP) e o valor da massa invariante reconstruída com o par de múons para esta partícula deve ser próximo ao da massa tabelada do B_s . A partir dessas informações, variáveis de seleção são definidas e cortes são aplicados para identificar eventos de sinal e rejeitar o ruído.

Estudos anteriores mostraram que outros possíveis decaimentos duplos dos hádrons-b produzidos no LHCb não vão contribuir de maneira significativa para o total de eventos de ruído selecionados [47]. Foi demonstrado que os rendimentos individuais de cada contribuição de ruído dessas fontes dentro de uma janela de massa de $\pm 25 \text{ MeV}/c^2$ em torno do valor central da massa do B_s é cerca de uma ordem de grandeza inferior ao rendimento do sinal. Esta janela é da mesma ordem de grandeza que a resolução de massa para o sinal no LHCb. O decaimento $B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-$ não contribui para o ruído, pois sua razão de ramificação é duas ordens de grandeza inferior a do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Além disso a resolução de massa do LHCb para os mésons B_s e B_d permitirá a distinção entre os dois decaimentos.

Dois decaimentos semileptônicos duplos podem contribuir também para o ruído. A primeira fonte é o decaimento duplo $c \rightarrow \mu \nu_\mu X$; $\bar{c} \rightarrow \mu \nu_\mu X$ que é suprimido pelo requerimento de momento transversal do *trigger* de nível 0 e pelo corte de massa invariante também. O segundo decaimento é o $b \rightarrow \mu \nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu \nu_\mu X$, que parece ser a fonte principal de contaminação e é estudado com mais cuidado nesse trabalho. Um estudo de ruído combinatório também é realizado com um conjunto de eventos do tipo $b\bar{b}$ inclusivo, para estimar as diferentes fontes de ruído para o $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

4.2.2 O algoritmo de análise

Como mencionado anteriormente a seleção dos eventos é realizada por algoritmos computacionais que combinam as informações dos traços reconstruídos no detetor. Um programa foi desenvolvido para identificar o par de múons provenientes do méson B_s e reconstruir esse decaimento no detetor.

Para selecionar os múons, um pacote padrão denominado *CombinedParticleID* é utilizado. Esse pacote combina informações dos detetores *RICH*, dos calorímetros e do sistema de múons para calcular uma função de verossimilhança para os traços reconstruídos nos detetores. Com essa função é possível fazer a distinção entre as diferentes partículas.

Em princípio uma preseleção foi aplicada para reduzir o tamanho dos conjuntos de dados utilizados para os estudos do sinal e do ruído. Um par de múons com cargas opostas é combinado para formar um candidato a méson B_s do qual é exigido que a significância do seu parâmetro de impacto em relação ao VP, IP/σ , seja inferior a 15. Uma vez que é possível ter mais de um vértice primário em um único evento, foi necessário encontrar o VP que corresponde à origem do B_s . Essa decisão é tomada escolhendo o vértice reconstruído que fornece

Tabela 4.3: Critérios de preseleção e seleção do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Variável	Preseleção	Seleção final
$ m_{\mu\mu} - m_{B_s} (\text{MeV}/c^2)$	< 600	< 600
IP/σ do B_s	< 15	$< 3,5$
χ^2 do vértice $\mu\mu$		$< 4,0$
$(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$		$> 29,0$
menor P_T dos múons (GeV/c)		$> 1,3$
P_T do B_s (GeV/c)		$> 3,0$

o menor parâmetro de impacto para o candidato a méson. A massa reconstruída com o par de múons e atribuída à partícula candidata deve estar dentro de uma janela de $\pm 600 \text{ MeV}/c^2$ em torno da massa tabelada do $B_s = 5.369 \text{ GeV}/c^2$. Esses cortes implicam em um fator de redução de aproximadamente 1000 para o conjunto de eventos $b\bar{b}$ inclusivo e de 100 para o $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$, enquanto 85% dos eventos de sinal reconstruídos pelo detetor são mantidos.

A topologia do evento é usada para selecionar o sinal e melhorar a rejeição dos eventos de ruído. O objetivo é não ter sequer um evento restante dos conjuntos de ruído simulados dentro da janela de massa de $\pm 600 \text{ MeV}/c^2$ em torno do B_s . Este valor para janela de massa é adotado para que uma interpolação na estimativa do ruído possa ser feita. O valor máximo de IP/σ é diminuído e um bom ajuste de χ^2 do vértice formado pelo par de múons é exigido. Uma vez que o vértice secundário é distante do VP, a variável $(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma^*$ tem um poder de discriminação apreciável. Cortes no momento transverso do candidato a B_s e de seus produtos também são aplicados. Os valores dos cortes nas variáveis discriminantes são mostrados na Tabela 4.3. Esse conjunto de cortes foi suficiente para rejeitar **todos** os eventos de ruído gerados. O número de eventos simulados para o $b\bar{b}$ inclusivo corresponde a ~ 5 minutos de tomada de dados, enquanto o número de eventos simulados para o $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ é equivalente a ~ 6 horas.

A Figura 4.1 mostra as distribuições para o sinal e para o conjunto de decaimentos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$, com apenas os cortes da preseleção aplicados.

Um ajuste Gaussiano simples é feito na distribuição de massa dos pares de múons e uma

* Z_{sec} e Z_{prim} são as coordenadas z dos vértices primários e secundários respectivamente, enquanto σ é a incerteza da diferença $(Z_{sec} - Z_{prim})$.

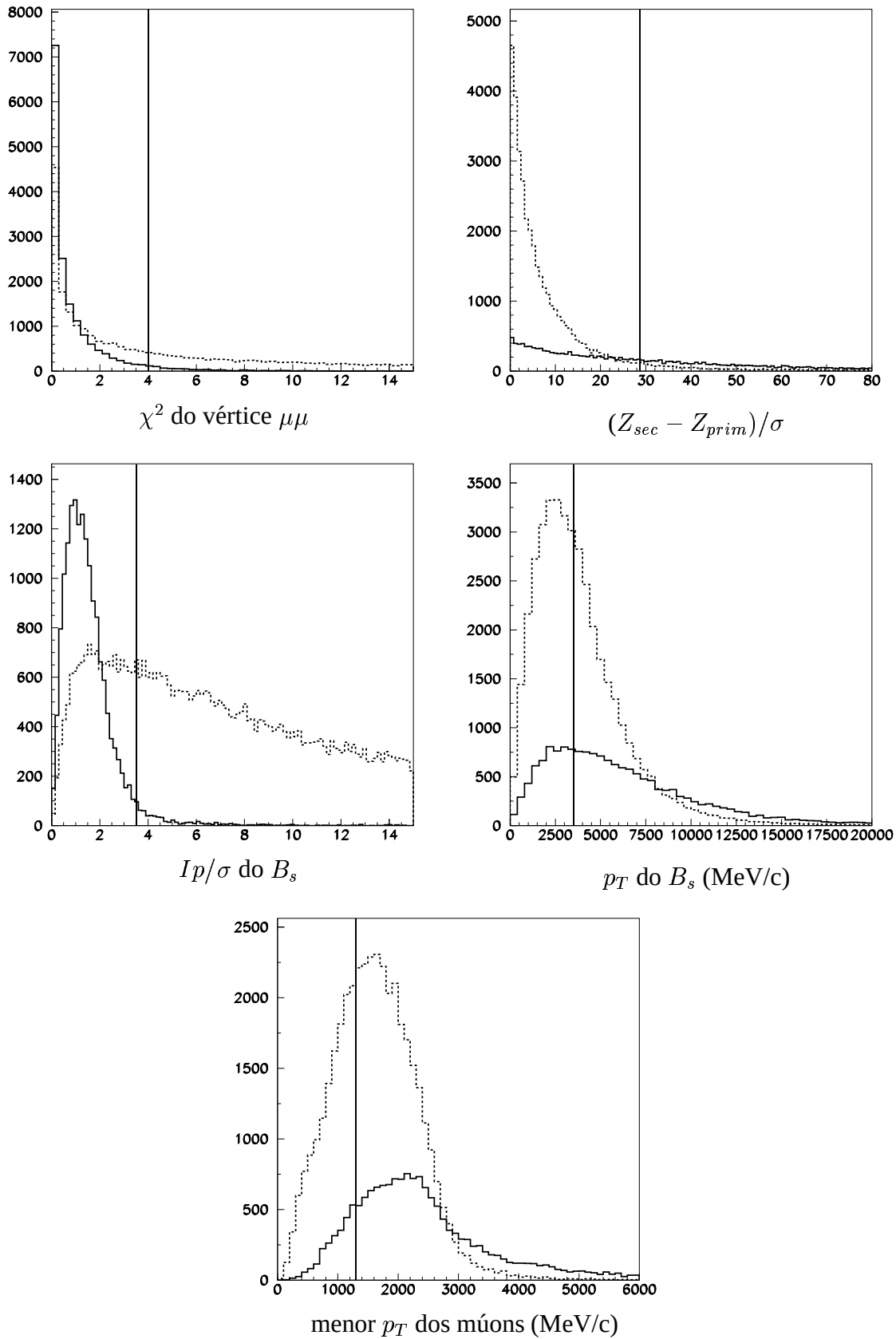


Figura 4.1: Distribuições das variáveis de seleção para o sinal (linhas sólidas) e para o decaimento semileptônico duplo do b (linhas pontilhadas). As linhas verticais mostram os cortes da seleção final da Tabela 4.3.

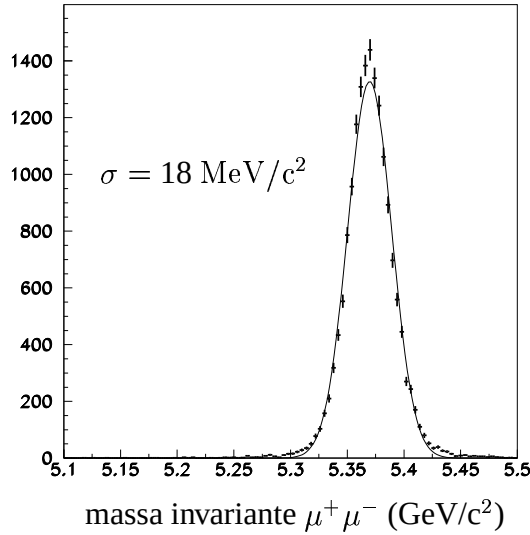


Figura 4.2: Distribuição de massa do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

resolução de $18 \text{ MeV}/c^2$ é obtida como pode ser visto na Figura 4.2.

4.2.3 Rendimentos de sinal e ruído

A seleção do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ foi aplicada em 49500 eventos de sinal, 4521 passaram pelos cortes finais da Tabela 4.3, dos quais 4437 estão dentro de uma janela de massa de $\pm 60 \text{ MeV}/c^2$. Dos restantes, 3506 eventos de sinal passaram pela simulação do *trigger*. A Tabela 4.4 mostra o número de eventos após cada passo da reconstrução.

A eficiência total é calculada como a fração dos eventos de Monte Carlo contendo um decaimento do méson B que são reconstruídos, selecionados e sobreviveram ao *trigger*. Uma vez que é exigido que o hádron-b seja produzido com um ângulo polar inferior a 400 mrad um fator de $34,7\%$ [48] deve ser levado em conta e $43,2\%$ para eventos do tipo $b\bar{b}$ inclusivo. Desta forma:

$$\epsilon_{total} = \frac{3506 \times 0,347}{49500} = 2,46\% \pm 0,04\% \quad (4.1)$$

Para entender o efeito dos vários passos da reconstrução e seleção, a eficiência total do sinal pode ser fatorizada como

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{det} \times \epsilon_{rec/det} \times \epsilon_{sel/rec} \times \epsilon_{trg/sel}, \quad (4.2)$$

onde ϵ_{det} é a eficiência de detecção incluindo a aceitação geométrica em 4π , $\epsilon_{rec/det}$ é a eficiência de reconstrução em eventos detectados, $\epsilon_{sel/rec}$ é a eficiência dos cortes da seleção *offline* nos

Tabela 4.4: Resultados de seleção com eventos de sinal. Reconstituíveis são os eventos que poderiam em princípio ser reconstruídos. Reconstruídos são os eventos que foram de fato reconstruídos no detector.

etapa da seleção	eventos
Gerados	49500
Reconstituíveis	21569
Reconstruídos	20109
Reconstituíveis & reconstruídos	19985
Preselecionados	17067
Selecionados com $ m_{\mu\mu} - m_{B_s} < 600\text{MeV}/c^2$	4521
Selecionados com $ m_{\mu\mu} - m_{B_s} < 60\text{MeV}/c^2$	4437
Aceitos pelo L0	4291
Aceitos pelo L1	3506

eventos reconstruídos e $\epsilon_{trg/sel}$ é o produto das eficiências dos *triggers* L0 e L1 nos eventos selecionados. Supõe-se que o HLT será completamente eficiente nesses eventos. A Tabela 4.5 mostra os valores obtidos para essas eficiências cujas definições são

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{rec/det} &= \frac{\text{Reconstituíveis \& reconstruídos}}{\text{Reconstituíveis}}, \\
 \epsilon_{sel/rec} &= \frac{\text{Selecionados}}{\text{Reconstruídos}}, \\
 \epsilon_{trg/sel} &= \frac{\text{L0\&L1}}{\text{Selecionados}}.
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Os critérios de seleção finais aplicados em ambos os conjuntos de ruído utilizados rejeitam todos os eventos com uma janela de massa de $\pm 600\text{MeV}/c^2$, sem os requerimentos de *trigger*.

Para obter o número de eventos selecionados em um dado intervalo de tempo, um ano por exemplo, é necessário ter de antemão o número de eventos de interesse produzidos e a eficiência total para esse canal. O número de eventos selecionados após um ano de tomada de dados é:

$$N_{ano}^{sel} = N_{ano} \times \epsilon_{total} \tag{4.4}$$

O número de eventos de sinal a ser produzido em um ano de tomada de dados é dado pela seguinte fórmula.

$$N_{ano} = L_{int}^{ano} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times \text{Prob}(\bar{b} \rightarrow B_s) \times \text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-), \tag{4.5}$$

Tabela 4.5: Eficiências para os eventos $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

ϵ_{det}	$\epsilon_{rec/det}$	$\epsilon_{sel/rec}$	$\epsilon_{trg/sel}$	ϵ_{total}
$15,22 \pm 0,09$	$92,66 \pm 0,18$	$22,1 \pm 0,3$	$79,0 \pm 0,6$	$2,46 \pm 0,04$

Tabela 4.6: Números usados para a determinação dos rendimentos anuais.

$L(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1})$	2×10^{32}
$L_{int}^{ano}(\text{cm}^{-2})$	2×10^{39}
$\sigma_{b\bar{b}}(\text{cm}^2)$	5×10^{-28}
$\text{Prob}(\bar{b} \rightarrow B_s)$	$0,100 \pm 0,013$
$\text{BR}(\bar{b} \rightarrow \mu)$	$0,1059$
$\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	$(3,5 \pm 1,0) \times 10^{-9}$

onde L_{int}^{ano} é a luminosidade integrada em um ano (10^7s), $\sigma_{b\bar{b}}$ é a seção de choque para produção de pares $b\bar{b}$ em colisões pp, $\text{Prob}(\bar{b} \rightarrow B_s)$ é a probabilidade de um quark b hadronizar e formar um méson B_s e $\text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ é a razão de ramificação do sinal. O fator 2 é necessário para contabilizar os eventos de sinal provenientes do B_s e do $\bar{B}_s$. Na Tabela 4.6 os valores dessas quantidades são resumidas. Cálculos semelhantes são feitos para a estimativa do ruído.

Para calcular os rendimentos dos eventos de ruído é feita uma interpolação da janela grande de $\pm 600\text{MeV}/c^2$ para uma janela de $\pm 60\text{MeV}/c^2$. Essa interapolação é feita pois a estatística disponível é baixa. Supõe-se que haja uma dependência linear no intervalo de massa para o número de eventos. Como já foi dito todos os eventos de ruído são suprimidos e um limite superior com um nível de confiança de 90% foi considerado para estimar os rendimentos. Os rendimentos anuais para sinal e ruído são mostrados na Tabela 4.7, onde os limites para a razão do ruído pelo sinal (B/S) também são apresentados para ambos os conjuntos de dados. Devido ao fato dos eventos de ruído serem rejeitados antes da simulação do *trigger*, a razão B/S foi calculada supondo um rendimento anual de 22 eventos de sinal. Supõe-se que a razão B/S não aumenta após o *trigger*. As razões de ramificação utilizadas são provenientes do PDG [15].

4.2.4 Estudos de composição de background

O valor alto obtido para o limite superior dos rendimentos anuais dos eventos $b\bar{b}$ inclusivo é devido ao conjunto relativamente pequeno de dados. A composição do $b\bar{b}$ inclusivo após a

Tabela 4.7: Rendimentos anuais esperados para eventos de sinal e ruído (antes e depois da simulação de *trigger*) e as razões B/S para $\Delta M < 60\text{MeV}/c^2$. As incertezas em B/S são provenientes apenas da estatística. Uma vez que o número de eventos de ruído simulados é zero após a seleção, um intervalo com 90% de confiança é considerado.

	N_{ano}^{sel}	N_{ano}^{sel} após <i>trigger</i>	B/S
$B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$	22,0	17,2	
$b\bar{b}$ inclusivo	[0;9,6k]	[0;9,6k]	[0;442]
$b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$	[0;125]	[0;125]	[0;5,7]

seleção é uma informação importante, pois subconjuntos específicos podem ser produzidos e seu estudo pode fornecer uma estimativa melhor do rendimento total do ruído. Tal estudo foi realizado com os eventos aceitos na preseleção.

Um total de 11 milhões de eventos compõe o conjunto $b\bar{b}$ inclusivo e após a aplicação dos cortes da Tabela 4.3 esse número é reduzido a 4333 eventos. Nesses eventos, decaimentos falsos do B_s são reconstruídos e passam pela preseleção. As origens dessas falsas combinações são: dois múons reais vindos de origens diferentes, falsos traços reconstruídos (*ghost tracks*), píons e káons identificados erroneamente como múons e múons provenientes de decaimentos de taus, píons e káons. Se no mínimo um dos dois traços é um *ghost track* esse evento é separado e classificado. Um evento é classificado como tendo uma identificação errônea se no mínimo um dos traços utilizados na reconstrução do B_s não é um múon. Foram agrupados em um único conjunto os eventos onde no mínimo um múon vem de uma partícula com um quark c e o outro múon de uma partícula com quark b ou ambos de quarks c . Eventos onde dois múons vem de hádrons- b são classificados como $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$. O conjunto de eventos contendo múons provenientes do decaimento de píons ou káons é classificado. Os eventos onde no mínimo um múon vem do decaimento do tau foram separados também. Na Tabela 4.8 a fração dos tipos de ruído em relação ao conjunto de eventos obtidos com a preseleção é apresentada. Um evento é classificado na ordem da Tabela 4.8 à medida em que os critérios são satisfeitos. A principal fonte nesse nível de seleção é devida à identificação errônea de píons e káons como múons.

Para entender melhor a composição do ruído próximo à região da seleção final, os cortes

Tabela 4.8: Fração de cada categoria com respeito ao número total de eventos preselecionados no conjunto de eventos $b\bar{b}$ inclusivo.

categoria	fração
min. 1 <i>ghost track</i>	4,1%
min. 1 ident. errônea	66,5%
$b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$	19,3%
$\tau \rightarrow \mu$	1,7%
$\pi, K \rightarrow \mu$	1,0%
$c \rightarrow \mu\nu_\mu X$	7,4%

Tabela 4.9: Passos e faixa de valores dos cortes aplicados no estudo dos componentes do ruído.

corte	passo	região de corte
IP/σ do B_s	0,12	15,0-3,5
χ^2 do vértice $\mu\mu$	2,5	54,0-4,0
$(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$	0,3	0,0-29,0
menor P_T dos múons (GeV/c)	0,012	0,0-1,3
P_T do B_s (GeV/c)	0,030	0,0-3,0

foram gradualmente apertados linearmente, a partir da preseleção, como é mostrado na Tabela 4.9. A Figura 4.3 mostra a fração de eventos com identificação errada de partículas e de eventos $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ para cada valor da varredura feita apertando os cortes. No primeiro gráfico todos os cortes são apertados e próximo a região da seleção verifica-se que no mínimo os eventos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ constituem uma fração considerável do ruído. Uma conclusão mais apurada não pode ser feita pois a estatística disponível é muito baixa. No segundo gráfico é visto que os eventos que passam por um subconjunto de cortes finais são basicamente eventos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$. O ruído combinatório, que é dominante na preseleção, é reduzido drasticamente por cortes mais fortes. Os eventos de decaimentos semileptônicos duplos dos quarks b parecem ser dominantes na região dos cortes finais e o $b\bar{b}$ inclusivo pode ser negligenciado para efeitos de estimativa de rendimentos.

Após um ano da tomada de dados no LHCb são esperados 17 eventos de sinal e se pudermos supor que os eventos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ são a principal contribuição para o ruído,

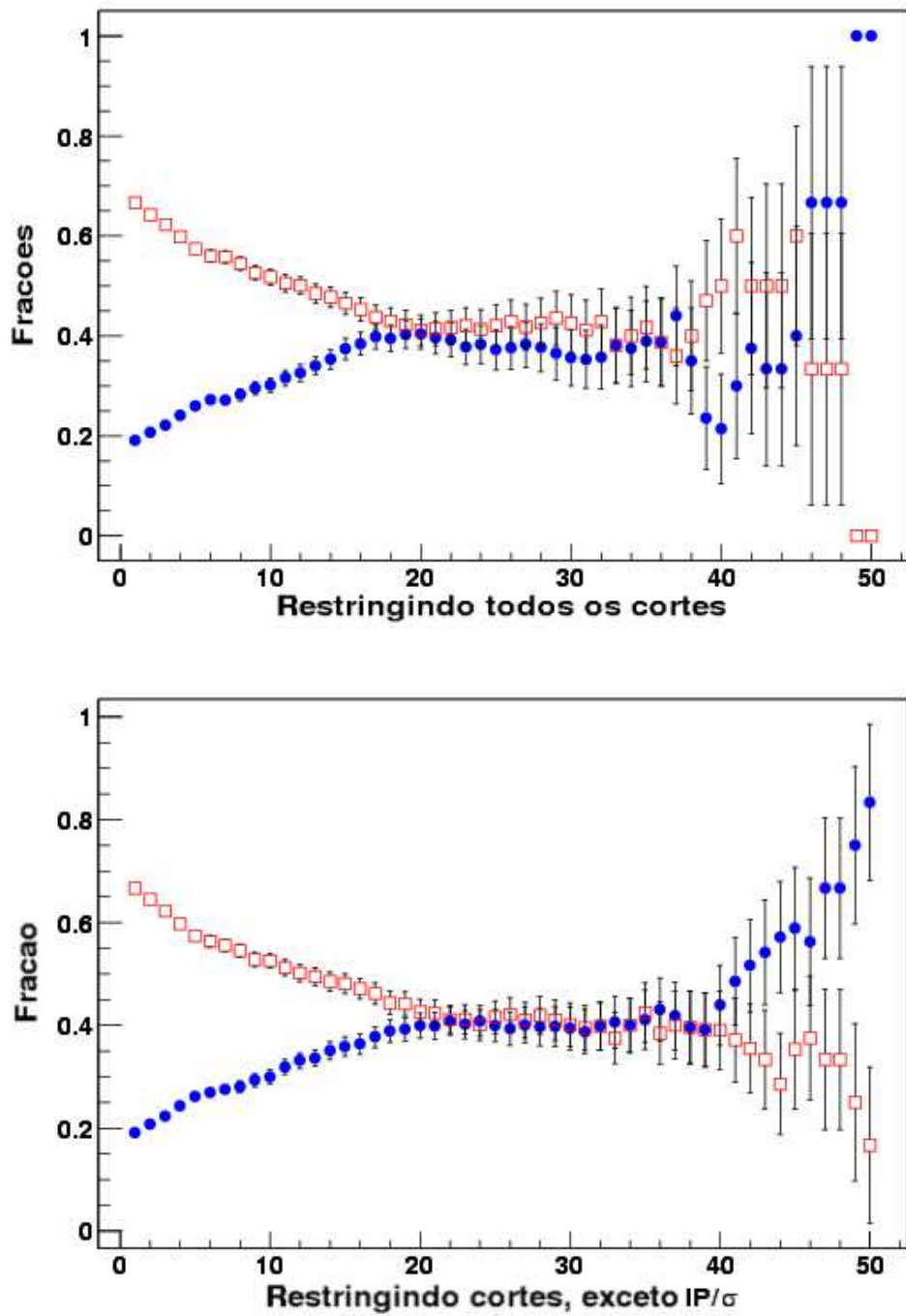


Figura 4.3: Frações do ruído devido ao decaimento duplo semileptônico do b (círculos) e devido à identificação errônea de partículas (quadrados) no conjunto $b\bar{b}$ inclusivo para os passos dos cortes apertados gradualmente como dado na Tabela 4.9.

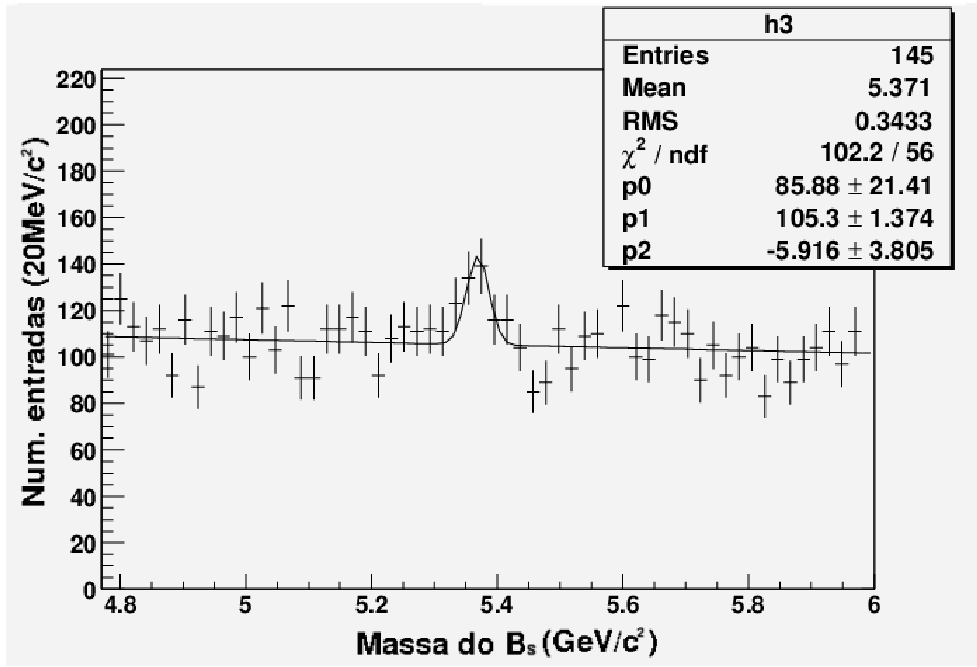


Figura 4.4: Espectro de massa esperado para 5 anos de tomada de dados do LHCb.

então seriam esperados cerca de 1250 eventos de ruído selecionados durante esse período em uma janela de massa de $\pm 600 \text{ MeV}/c^2$ em torno da massa do B_s .

Esses números foram empregados para gerar uma distribuição linear de ruído e uma distribuição gaussiana para o sinal usando parâmetros obtidos das simulações de Monte Carlo dos eventos no LHCb. Esses parâmetros são o desvio padrão da distribuição de massa do B_s e a inclinação da distribuição do ruído.

A significância do sinal é obtida do ajuste da seguinte função

$$\frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \times e^{\frac{(m-5,369)^2}{2\sigma^2}} + P_1 + P_2(m - 5,369), \quad (4.6)$$

onde P_0 é o número de eventos de sinal, P_1 é o número médio de eventos de ruído por unidade de massa e P_2 é a inclinação da distribuição do ruído.

As significâncias para o decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ em 1 e 5 anos são respectivamente $P_0/\sigma_{P_0}(1 \text{ ano})=2,0$ e $P_0/\sigma_{P_0}(5 \text{ anos})=4,4$. Esses resultados são baseados no limite superior da razão B/S obtida para os eventos $b \rightarrow \mu \nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu \nu_\mu X$. A Figura 4.4 mostra os resultados simulados da distribuição de massa para cinco anos de tomada de dados.

4.3 Um método alternativo

A análise usual do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ descrita anteriormente foi baseada na simulação completa do experimento e a estatística disponível para os estudos dos eventos de ruído não foi suficiente para determinar a sua contribuição, pudemos apenas inferir um limite superior para o valor dessa contribuição. O tempo para produzir o número necessário de eventos simulados é muito longo e métodos alternativos devem ser testados. Em média cerca de 500 eventos são produzidos por uma máquina com processamento de 2,0 GHz a cada 20 horas. O método de fatorização das variáveis de seleção seria a primeira alternativa a ser testada para melhor estimar a contaminação de ruído, mas as variáveis utilizadas são fortemente correlacionadas.

Propomos então, um método onde as correlações entre os critérios de seleção são mantidas. O objetivo é encontrar uma função densidade de probabilidade (*pdf*) de um conjunto de dados proveniente da simulação completa do experimento. Tal *pdf* é função apenas das variáveis de seleção de interesse para a análise.

Uma vez que a *pdf* é obtida, um número grande de eventos reduzidos pode ser gerado desta distribuição para calcular valores esperados para o número de eventos dentro de uma janela multidimensional definida pelos critérios de seleção. Dado que um grande conjunto de dados é gerado e a distribuição obtida tem regiões de grandes caudas, uma técnica de Monte Carlo particular deve ser empregada para economizar o tempo de simulação.

4.3.1 A função densidade de probabilidade

A maneira usual de gerar eventos de Monte Carlo é através de algum algoritmo onde pontos aleatórios são obtidos por meio de uma função densidade de probabilidade. Dado um conjunto de pontos medidos, é possível em princípio, determinar como esses pontos são distribuídos usando algum modelo ajustado aos dados. Mas em muitas situações se está interessado somente em estimativas de valores médios, sigmas e outras quantidades estatísticas sem informação a respeito de parâmetros físicos provenientes da parametrização analítica. Dependendo do número de variáveis envolvidas pode ser difícil obter uma descrição analítica de como os eventos estão distribuídos também. O problema de se obter a *pdf* pode ser resolvido usando uma classe de estimadores bem conhecida e denominada como método das janelas de Parzen.

Tabela 4.10: Algumas propostas para funções peso.

$\frac{1}{2}, \quad y \leq 1$
$0, \quad y \geq 1$
$1 - y , \quad y \leq 1$
$0, \quad y \geq 1$
$(2\pi)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}y^2}, \quad y < \infty$
$\frac{1}{2} e^{- y }, \quad y < \infty$
$\frac{1}{\pi} (1 + y^2)^{-1}, \quad y < \infty$

4.3.1.1 Exemplo unidimensional

Nesta seção apresento uma maneira de construir uma família de estimadores de uma função de densidade de probabilidade $f(\chi)$ dada uma sequência de pontos aleatórios independente e identicamente distribuídos.

Supondo um conjunto de dados representado como $\chi_1, \chi_2, \chi_3, \dots, \chi_n$ distribuídos de acordo com uma densidade de probabilidade $f(\chi)$, é possível estimar a *pdf* com a seguinte expressão:

$$f(\chi) = \frac{1}{nh} \sum_{i=1}^n K\left(\frac{\chi_i - \chi}{h}\right) \quad (4.7)$$

onde K são funções definidas tais que

$$\begin{aligned} K(y) &\geq 0, \quad K(y) = K(-y) \\ \lim_{|y| \rightarrow \infty} yK(y) &= 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} K(y) dy = 1 \end{aligned}$$

e h é o parâmetro de suavidade [49]. Generalizações relacionadas às condições mais relaxadas de continuidade são feitas em [50] e exemplos são tratados em [51].

Por simplicidade, funções pares $K(y)$ satisfazendo as condições anteriores são chamadas de funções peso. Alguns exemplos de funções K propostas são mostradas na Tabela 4.10.

A escolha do h deve ser feita de tal maneira que todas as informações dadas pelas variáveis estatísticas são reproduzidas. O valor de h deve mudar com o número de eventos empregados para realizar a estimativa da *pdf*. Matematicamente:

$$h = h(n) \quad (4.8)$$

onde n é o número de eventos.

O método das janelas de Parzen é similar ao método de histogramas no sentido de que a escolha dos valores de suavidade é análoga à escolha da largura dos *bins*. Dois tipos de efeitos podem aparecer quando o valor de h não é adequado. Pode-se reproduzir as flutuações estatísticas que não tem significado uma vez que não representam variações da *pdf* ou suas inclinações e picos podem não ser bem reproduzidos ou ainda negligenciados. Esses efeitos são chamados *overfit* e *underfit* respectivamente e são evitados se h é superior a um valor h_{min} e menor do que um dado h_{max} . A Figura 4.5 mostra os efeitos de *overfit* e *underfit* para uma dada distribuição. Se o valor do parâmetro de suavidade é escolhido dentro de uma região definida por $[h_{min}, h_{max}]$ a estimativa da distribuição será razoável como também é mostrado na Figura 4.5.

Uma vantagem desse procedimento não paramétrico com respeito ao histograma é que, mesmo com a faixa de χ segmentada para os valores de h , a estimativa da *pdf* é contínua. O h também pode variar com χ dependendo da forma da distribuição. Para caudas longas, onde a estatística é baixa, valores grandes para h são adotados. Em regiões de máximo e alta estatística pequenos valores de h são necessários.

4.3.1.2 O método multivariado

O primeiro passo desse método alternativo é obter a função densidade de probabilidade com dependência única nas variáveis de seleção. A estimativa da *pdf* apresentada em uma dimensão foi generalizada para muitas variáveis como descrito em [52] incluindo suposições de descontinuidade para a distribuição.

Tomando

$$\mathbf{\chi}_i = (\chi_{1i}, \chi_{2i}, \dots, \chi_{pi}) \quad (4.9)$$

como vetores de p dimensões aleatórios distribuídos independentemente e identicamente.

Para um dado ponto $\mathbf{\chi}_0$ é possível estimar a $f(\chi_{10}, \chi_{20}, \dots, \chi_{p0})$ como

$$f_n(\chi_{10}, \chi_{20}, \dots, \chi_{p0}) = \sum_{i=1}^n \prod_{j=1}^p \frac{1}{nh_j} K\left(\frac{\chi_{1i} - \chi_{10}}{h_1}, \dots, \frac{\chi_{pi} - \chi_{p0}}{h_p}\right) \quad (4.10)$$

onde as funções $K(y_1, y_2, \dots, y_p)$ são chamadas funções peso multidimensionais se elas satisfazem as seguintes condições

$$K(y_1, y_2, \dots, y_p) \geq 0,$$

$$K(y_1, y_2, \dots, y_p) = K(\pm y_1, \pm y_2, \dots, \pm y_p),$$

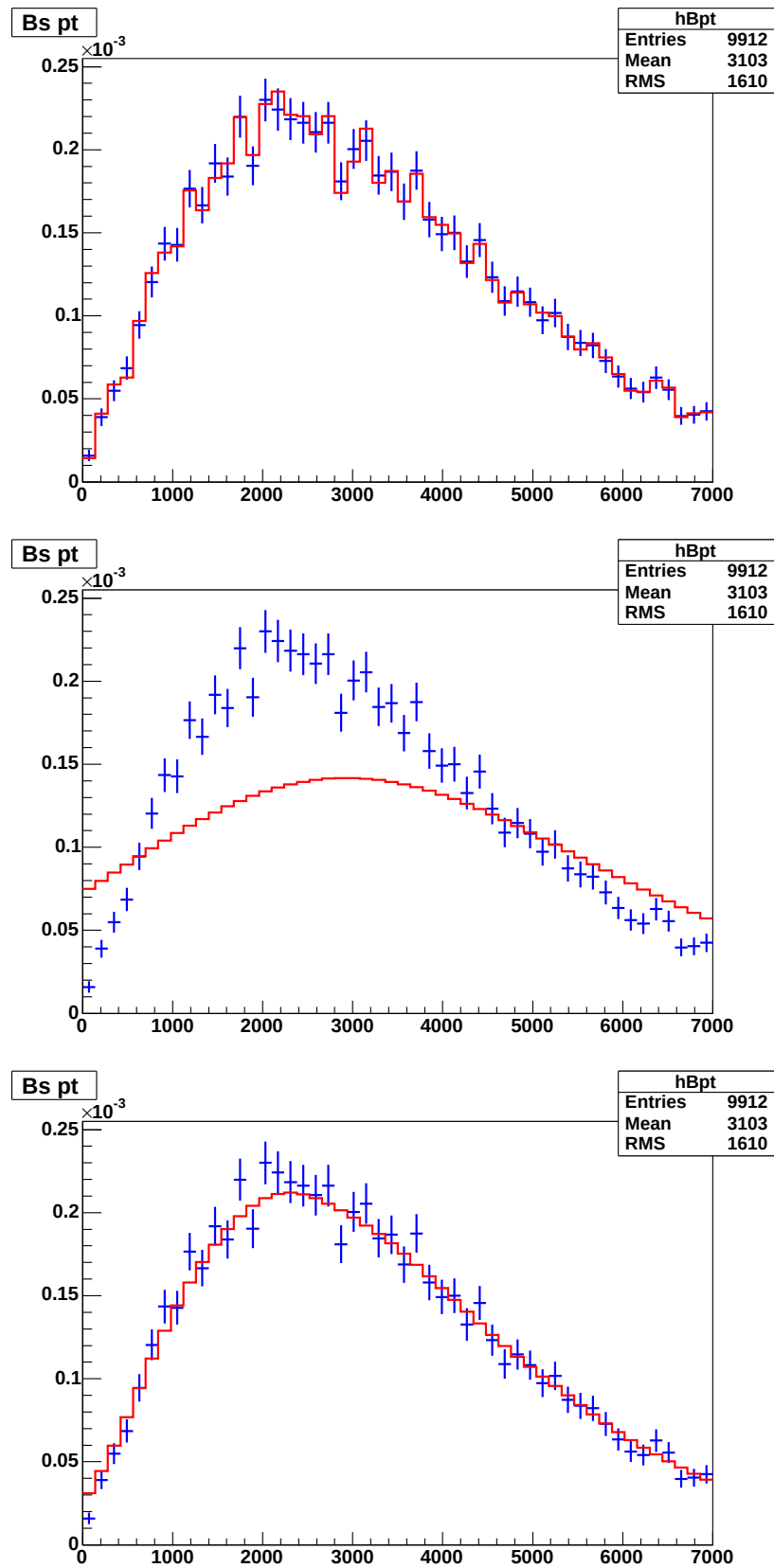


Figura 4.5: Efeitos de *overfit* e *underfit* são ilustrados. Os pontos com incertezas são relativos às estimativas do método de histogramas e as linhas sem incertezas são relativos ao método de Parzen. Comparação entre os métodos de histogramas e Parzen com um valor de h satisfatório é vista na última figura.

Tabela 4.11: Variáveis de seleção.

menor p_T dos múons
χ^2 do vértice $\mu\mu$
IP/σ do B_s^0
$(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$
p_T do B_s^0

Para $y_{11}, y_{21}, \dots, y_{p1}$ e $y_{12}, y_{22}, \dots, y_{p2}$ não negativos tais que

$$y_{i1} \geq y_{i2} \quad (i=1,2,\dots,p)$$

$$K(y_{11}, y_{21}, \dots, y_{p1}) \leq K(y_{12}, y_{22}, \dots, y_{p2})$$

e

$$\int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} K(y_1, y_2, \dots, y_p) dy_1 \dots dy_p = 1 \quad (4.11)$$

Uma maneira de construir as funções $K(y_1, y_2, \dots, y_p)$ é por meio de uma fatorização com o produto das funções $K_i(y_i)$ unidimensionais obtidas com as distribuições marginais. Nessa análise usei gaussianas para as funções $K_i(y_i)$.

$$K(y_1, y_2, \dots, y_p) = K_1(y_1)K_2(y_2)\dots K_p(y_p) \quad (4.12)$$

Como uma primeira aproximação, os h_j também são obtidos das distribuições marginais mas devem ser refinados uma vez que o aumento do número de dimensões reflete uma redução de estatística.

As variáveis que definem $f_n(\chi_1, \chi_2, \dots, \chi_p)$ são as mesmas usadas para selecionar o sinal e rejeitar os eventos de ruído. Essas variáveis, como já foi mencionado, são baseadas na topologia do decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. A assinatura do sinal é caracterizada por um par de múons com alto parâmetro de impacto em relação ao vértice primário uma vez que o B_s decai a uma distância considerável deste. Espera-se que os momentos transversos dos múons e do B_s tenham valores altos. O parâmetro de impacto desse méson deve ser pequeno pois ele tem origem no ponto de interação. A massa reconstruída com o ajuste do vértice formado pelos múons deve ser próxima do valor da massa tabelada do B_s . A Tabela 4.11 lista as variáveis usadas nesse estudo.

Um conjunto de 500.000 eventos de simulação completa do experimento passou por uma preseleção. Essa preseleção aceitou os eventos onde a diferença entre a massa invariante dos

dois múons e a massa do B_s foi inferior em módulo a $1,0\text{GeV}/c^2$. Para calcular a pdf apenas os eventos aceitos nessa preseleção foram usados.

4.3.2 Refinamento de h_j e produção dos eventos reduzidos

Nesta análise uma técnica diferente para gerar eventos de Monte Carlo é necessária por apenas uma única razão, otimização do tempo de simulação. Métodos tradicionais não são utilizados pois são pouco eficientes quando a distribuição de interesse tem picos altos e suas caudas são muito longas. O número médio de tentativas até que um ponto candidato seja aceito deve ser reduzido tanto quanto possível, desde que um tempo considerável já é gasto para fazer a estimativa da pdf para cada ponto sorteado. O fato de que o valor máximo da distribuição deve ser conhecido em métodos tradicionais também é levado em conta nessa escolha, dado que a forma da distribuição não é conhecida analiticamente e um método numérico seria usado para realizar essa tarefa de maximização.

O algoritmo de *Metropolis-Hastings* foi adotado para gerar os estados χ_i de acordo com $f_n(\chi_i)$ e otimizar h_j . O algoritmo de *Metropolis-Hastings* obtém um estado candidato na iteração $t+1$ sorteando um ponto candidato χ_{t+1} de uma distribuição proposta $q(\chi_{t+1}, \chi_t)$. Deve-se notar que esse estado depende apenas do estado atual χ_{t+1} . Esses tipos de algoritmos também são chamados de Cadeias de Markov. A distribuição proposta é usualmente escolhida como uma distribuição simples e fácil de se fazer amostragens [53, 54].

O candidato χ_{t+1} é aceito como o próximo estado da cadeia com uma probabilidade dada por

$$\alpha(\chi_t, \chi_{t+1}) = \min \left(1, \frac{f(\chi_{t+1})q(\chi_t, \chi_{t+1})}{f(\chi_t)q(\chi_{t+1}, \chi_t)} \right) \quad (4.13)$$

onde f é a pdf .

Uma característica marcante desse algoritmo é que a distribuição de interesse f aparece como uma razão de maneira vantajosa para situações onde a sua normalização ou o valor máximo são desconhecidos. Problemas com precisão também são evitados.

Algo que deve ser enfatizado é o quão sensível a cadeia é em relação ao seu estado inicial. Dadas certas condições, a cadeia perde informação a respeito de seu estado inicial e converge para a distribuição f desejada. O número de iterações m que é descartado até a convergência é chamado de *burn-in*. Os testes realizados nesse estudo mostraram bons resultados de convergência para $\chi_0 = \langle \chi \rangle$ e $q(\chi_t, \chi_{t+1})$ sendo uniforme e centrada em χ_t com suas dimensões

em cerca de 10% da faixa de valores para cada variável. A convergência é obtida com um número m de iterações de 2-5% do número de eventos necessários para visitar o espaço total de variáveis que nesse caso foi ~ 5.000 eventos.

Com os parâmetros da cadeia de Markov otimizados é possível refinar os valores de h_j que devem ser funções das variáveis de seleção devido à baixa estatística e alta dimensionalidade. A Figura 4.6 mostra h_j como função das variáveis de seleção. Em regiões de inclinações muito altas é preciso uma mudança brusca nos valores de h_j como é visto nos gráficos relativos ao IP/σ do B_s em relação ao vértice primário e ao χ^2 do vértice ajustado pelo par de múons.

Foram feitas comparações dos eventos gerados através desse método com dois conjuntos distintos de dados da simulação completa do experimento. Valores típicos como médias, RMS e as formas das distribuições são avaliados. Distribuições marginais satisfatórias foram obtidas com os h_j finais como pode ser visto na Figura 4.7.

Estudos nas correlações entre todos os possíveis pares de variáveis também foram realizados. Os fatores de correlação são estimados e suas respectivas incertezas também. De 20 conjuntos de dados, simulados com o MC alternativo, os fatores de correlação são obtidos como valores médios e os respectivos desvios padrões são associados às incertezas. As mesmas incertezas são usadas para os fatores obtidos dos dados originais. Na Figura 4.8 os fatores de correlação e respectivas incertezas são mostrados. Cada ponto corresponde a esse fator para um dado par de variáveis. Os valores fornecidos por ambos os dados originais e do Monte Carlo simplificado estão em acordo. Existe apenas uma diferença entre os fatores de correlação calculados para o IP/σ e $\Delta Z/\sigma$ (ponto 9 na Figura 4.8). Entretanto, essa diferença não é tão significativa visto que o valor estimado é da mesma ordem de grandeza dos valores reais. A Tabela 4.12 mostra a relação da Figura 4.8 e os respectivos pares de variáveis que representam.

Testes com varreduras apertando cortes com diferentes conjuntos de variáveis são feitos para se verificar de maneira genérica as correlações entre as variáveis. Diferentes conjuntos de variáveis foram tentados e o número de eventos que passa pelos cortes parece estar em um acordo razoável comparando com os dados da simulação completa. A Tabela 4.13 mostra os intervalos dos cortes aplicados e o tamanho dos passos utilizados. Ver Figura 4.9 e Figura 4.10. Percebe-se que à medida em que o número de variáveis de corte aumenta, a significância entre o número de eventos que passa nos cortes também aumenta. Isso pode ser visto na Figura 4.11.

Infelizmente não foi possível determinar os valores de h_j em todo o espaço de valores ocupado pelas variáveis. A distribuição do χ^2 do ajuste do vértice do par de múons tem uma

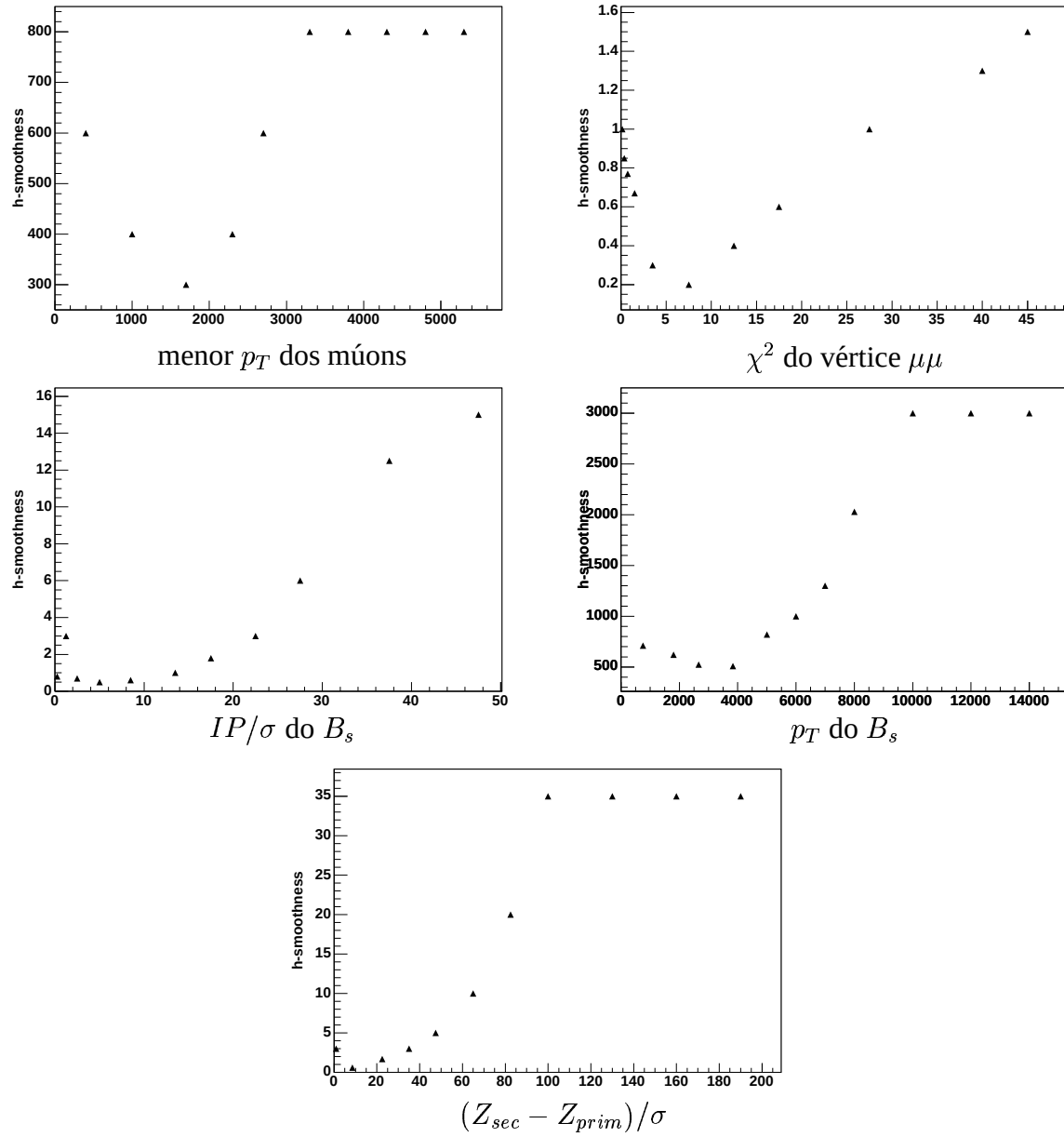


Figura 4.6: h_j como função das variáveis de seleção.

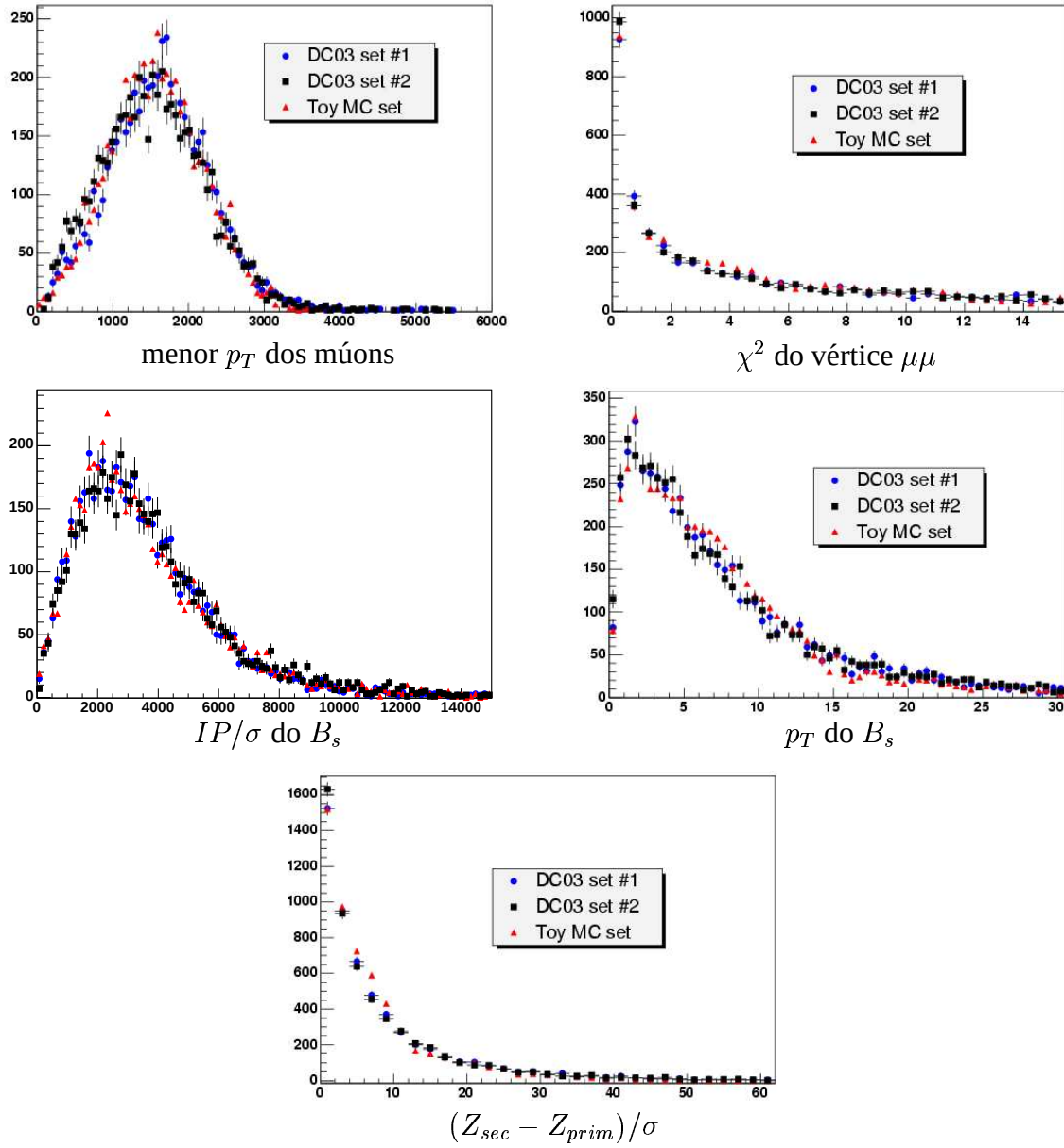


Figura 4.7: Comparação entre as distribuições de dois conjuntos de dados da simulação completa do LHCb e os dados obtidos com o método proposto. Os círculos são os dados usados para calcular a pdf , os quadrados representam um conjunto independente e os triângulos são os pontos gerados com o método proposto.

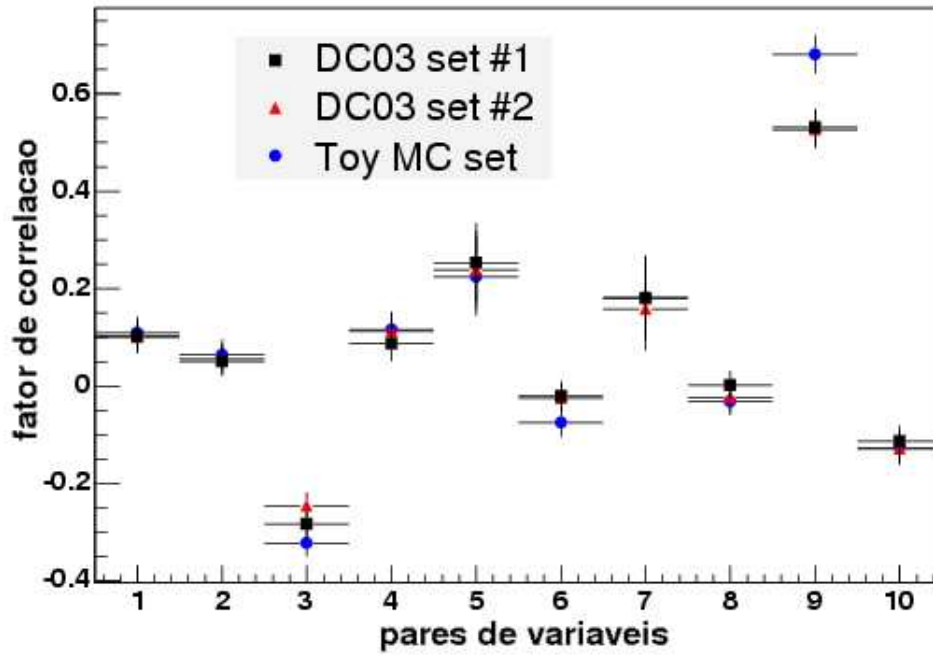


Figura 4.8: Fatores de correlações para cada par possível de variáveis.

Tabela 4.12: Relação entre os pontos da Figura 4.8 e os respectivos pares de variáveis que representam.

Ponto	par de variáveis
1	menor p_T dos múons & χ^2 do vértice $\mu\mu$
2	menor p_T dos múons & IP/σ do B_s^0
3	menor p_T dos múons & $(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$
4	menor p_T dos múons & p_T do B_s^0
5	χ^2 do vértice $\mu\mu$ & IP/σ do B_s^0
6	χ^2 do vértice $\mu\mu$ & $(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$
7	χ^2 do vértice $\mu\mu$ & p_T do B_s^0
8	IP/σ do B_s^0 & $(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$
9	IP/σ do B_s^0 & p_T do B_s^0
10	$(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$ & p_T do B_s^0

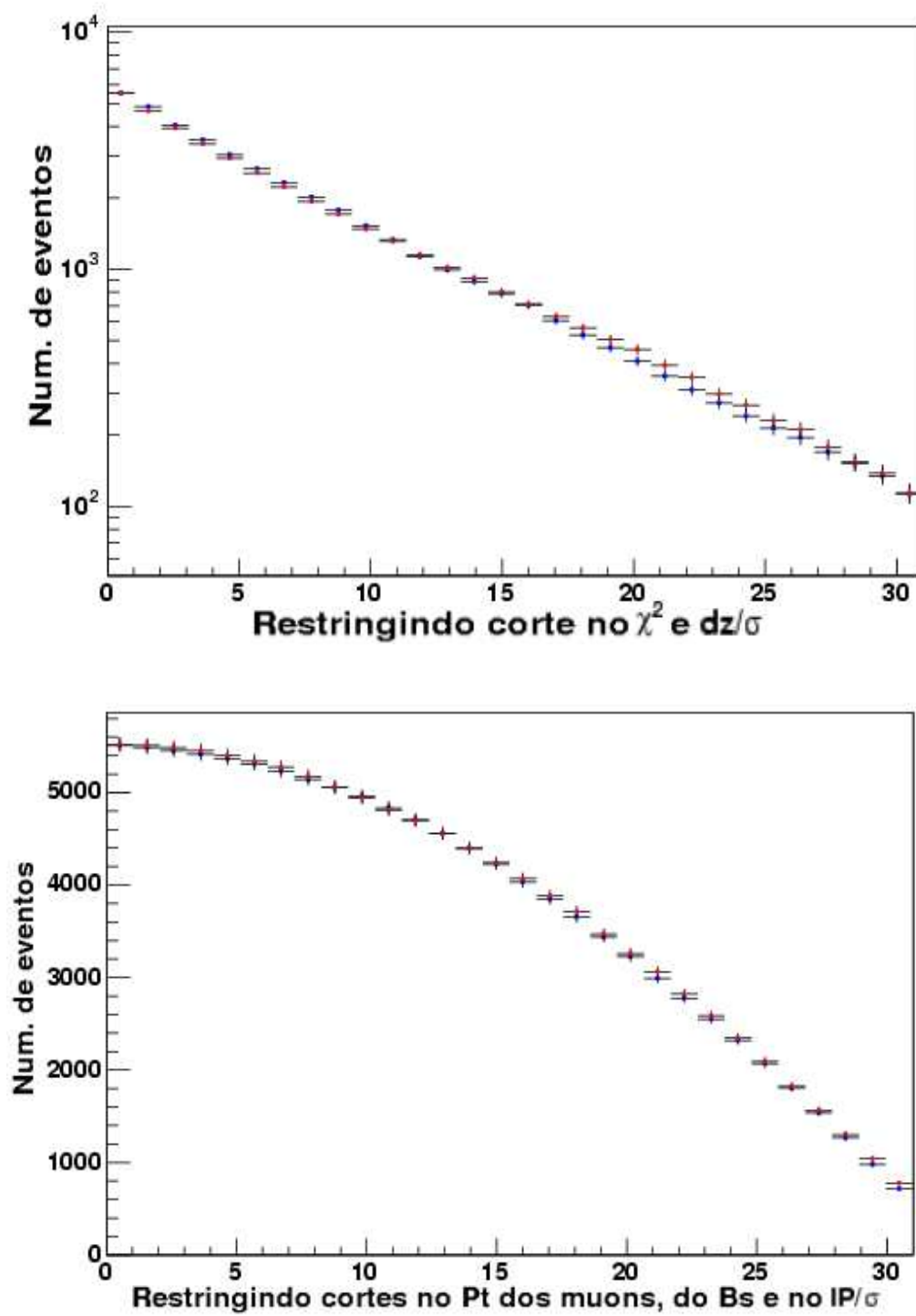


Figura 4.9: Gráficos do número de eventos que passam pelos diferentes valores de cortes e diferentes conjuntos de cortes.

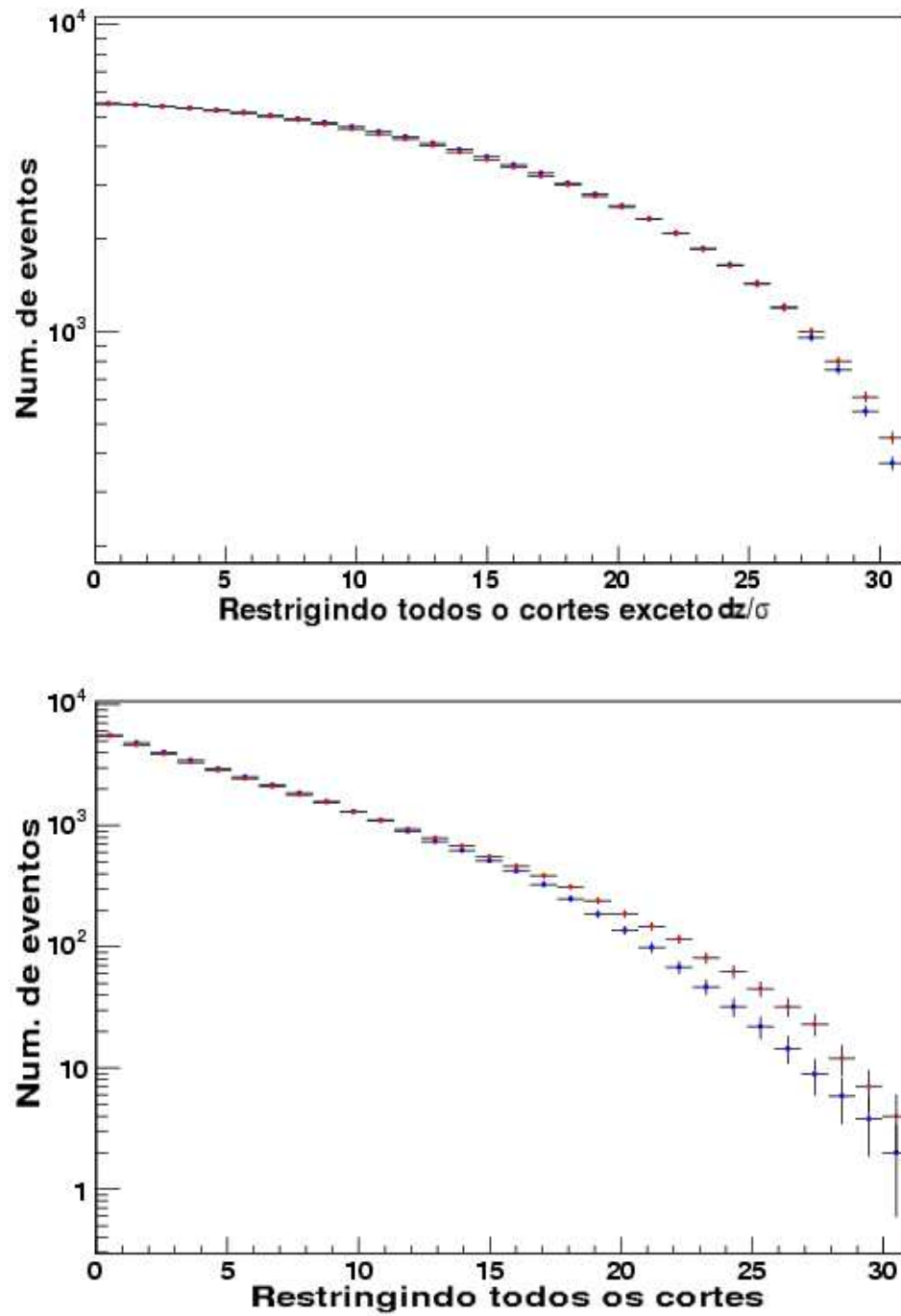


Figura 4.10: Gráficos do número de eventos que passam pelos diferentes valores de cortes e diferentes conjuntos de cortes.

Tabela 4.13: Tabela com os intervalos de valores das variáveis e os passos utilizados.

Variáveis de seleção	mín. - máx.	passo
menor p_T dos múons (GeV/c)	0,0 - 1,3	0,043
χ^2 do vértice $\mu\mu$	50,0 - 4,0	1,53
IP/σ do B_s^0	50,0 - 3,5	1,55
$(Z_{sec} - Z_{prim})/\sigma$	0,0 - 27,0	0,9
p_T do B_s^0 (GeV/c)	0,0 - 3,0	0,1

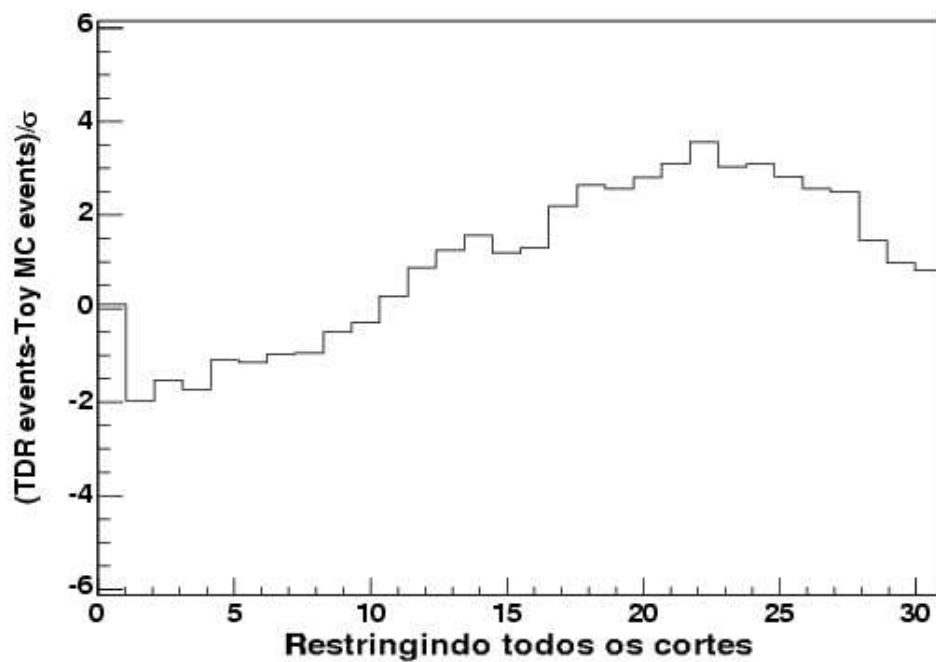


Figura 4.11: Significância do número de eventos que passam quando todos os cortes são aplicados.

inclinação muito alta próximo ao valor zero. Nesta região não foi possível a determinação da suavidade h dessa variável. Portanto, para os eventos com valores de $\chi^2 < 0.2$ a função da densidade de probabilidade é escrita como

$$f = f_{\chi^2} \times f_4, \quad (4.14)$$

onde a f_{χ^2} é a distribuição do χ^2 e f_4 é a densidade de probabilidade calculada somente para as outras 4 variáveis. Essa restrição provavelmente é responsável pela diferença no comportamento das duas curvas vistas no segundo gráfico da Figura 4.10.

Conjuntos de dados equivalentes ao total de eventos disponível para a análise usual foram gerados através do método proposto e um mesmo tratamento estatístico foi feito. Com pequenas mudanças nos valores dos cortes foi possível se obter resultados semelhantes aos obtidos anteriormente. Os cortes no menor P_T dos múons e na significância $\Delta Z/\sigma$ tiveram um aumento percentual de cerca de 15% do seu valor em relação aos valores utilizados na primeira análise enquanto foi possível relaxar o corte no χ^2 em $\sim 38\%$. As estimativas da razão B/S ficaram entre um mínimo de 1.4 e um máximo de 7.9 com um valor médio de 5.1. O número de eventos de sinal selecionados não varia, de maneira significativa, com a mudança dos cortes. Essa faixa de valores é compatível com o limite superior obtido da análise usual. Entretanto, essa estimativa pode ser melhorada à medida em que a descrição da *pdf* for mais confiável e a estatística aumentada. Refinamentos da *pdf* podem ser obtidos com uma descrição mais detalhada das regiões de grandes inclinações, tal que nenhuma variável tenha que ser fatorizada. Um aumento da estatística, em um período de tempo razoável, também pode ser obtido através da execução do algoritmo em diferentes máquinas em paralelo.

Capítulo 5

Conclusão

A detectabilidade de decaimentos raros no LHCb é um assunto que tem sido objeto de vários estudos. Pretende-se com esses estudos e futuras análises com dados reais obter medidas de processos importantes previstos pelo Modelo Padrão. A possibilidade de medir possíveis contribuições de física além do Modelo Padrão também deve ser contemplada. Nessa tese apresento os resultados que obtive para o decaimento leptônico raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ com uma análise de eventos provenientes de simulações completas das colisões próton-próton no detector LHCb. Além disso aspectos gerais da teoria relacionados ao Modelo Padrão e aspectos específicos, teóricos e experimentais, relativos ao decaimento $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ foram discutidos. Uma descrição resumida do detector e de seus subsistemas também foi feita.

Esse trabalho foi apresentado basicamente em três capítulos. No capítulo 2 um resumo sobre o Modelo Padrão foi feito com a apresentação dos princípios básicos da teoria com ênfase nos tópicos relativos aos objetivos do experimento. Em seguida o cenário teórico do processo $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ foi apresentado com mais detalhe tais como os cálculos de suas correções de QCD . O atual cenário experimental também é mostrado com os resultados recentes obtidos pelos experimentos D0 e CDF. Esses resultados consistem basicamente de limites superiores para a razão de ramificação desse processo obtidos através da análise dos dados destes experimentos. Apesar dos resultados experimentais atuais não revelarem nenhum indício da existência de tal processo foi possível uma significativa restrição dos espaços de parâmetros das extensões do Modelo Padrão existentes.

O capítulo 3 foi destinado a uma descrição resumida de todo aparato experimental. Inicialmente uma breve introdução ao projeto LHC é feita. Em seguida os subsistemas ou subdetetores são descritos. Na medida do possível detalhes a respeito do arranjo dos subdetetores e das suas

tecnologias foram dados. Em particular apresentei os resultados do trabalho que realizei durante o período que estive no CERN. Este trabalho consistiu em testes de desempenho de um protótipo dos detetores de radiação Cherenkov que serão empregados no *RICH*. Os resultados obtidos para eficiência e estimativa do ruído foram satisfatórios. Esses detetores foram escolhidos como tecnologia definitiva para o *RICH* e serão adotados para todo esse subsistema. Uma abordagem dos sistemas de *trigger*, aquisição de dados e controle do experimento também foi feita.

Os resultados do capítulo 4 para a análise usual do $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ no LHCb mostraram que para um ano de tomada de dados cerca de 17 eventos de sinal serão selecionados. Este número é obtido supondo a razão de ramificação dada pelo Modelo Padrão. Um estudo detalhado dos componentes de ruído do conjunto de $b\bar{b}$ inclusivo apontam para uma contribuição principal de ruído do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ na região dos cortes finais do algoritmo de seleção. A estimativa de um ano para o número máximo de eventos selecionados deste tipo é de 1250 com uma janela de massa reconstruída de $600\text{MeV}/c^2$ em torno da massa do B_s . Um programa de Monte Carlo rápido foi escrito para simular as distribuições de massa reconstruídas. Para simulações de 1 e 5 anos as significâncias de sinal obtidas foram 2,2 e 4,4 respectivamente. Estes números são obtidos com base no limite superior da razão $B/S = 5.7$ para os eventos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$.

Uma proposta alternativa para a estimativa do ruído também foi apresentada. Com base em um método não paramétrico para cálculo de funções densidade de probabilidade, eventos simplificados foram gerados. Para verificar a qualidade destes eventos comparações entre as distribuições obtidas com este método e as distribuições provenientes da simulação completa do experimento foram realizadas. Também houve comparação entre valores médios, RMS e fatores de correlação entre as variáveis. Tais comparações dão confiabilidade ao método. Aplicando-se cortes semelhantes aos critérios de seleção usual nos eventos gerados por este Monte Carlo simplificado, foi possível obter resultados semelhantes aos estimados anteriormente. Valores estimados para a razão B/S estão entre 1.4 e 7.9. Esse resultado pode ainda ser melhorado com um refinamento do cálculo da *pdf* e um aumento do número de eventos gerado.

O desenvolvimento desse trabalho foi apresentado e discutido internamente à colaboração em:

- LHCb-light meeting 06 May 2003

<http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a022105>

- 30th LHCb week, 15th- 19th September 2003 (Zurich)

<http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a031414>

- Rare decays working group meeting - 23 June 2005

<http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a053640>

e citado nas seguintes conferências internacionais:

- BEACH 2004 - Rare B Decays at LHC, S.Viret, Chicago, June 27 - July 3, 2004

- Physics at the LHC - Rare decays at LHCb, I. Belyaev, Vienna, July 13 - 17, 2004

Bibliografia

- [1] A.Ali. hep-ph 9702312(1997).
- [2] G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Phys. B400 (1993) 225. G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Phys. B398 (1993) 285. G. Buchalla and A.J. Buras, CERN-TH/98-369.
- [3] Search for $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B_d \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decays in pp Collisions with CDF II, arXiv:hep-ex/0508036 2005
- [4] H. Baer et al., JHEP 0207 (2002) 050.
- [5] R. Arnowitt et al., Phys Lett. B538 (2002) 121.
- [6] D. Auto et al., JHEP 0306 (2003) 023; R. Dermisek et al., JHEP 0304 (2003) 037.
- [7] D.Karlen, “Experimental Status of the Standard Model”, ICHEP98, Vancouver, July 1998.
- [8] M. Herrero. arXiv:hep-ph/9812242(1998)
- [9] P. Nason *et al.*, The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions. Nuclear Physics B303 (1988) 607.
- [10] S. L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions”, Nucl. Phys. B22 (1961) 579;
S. Weinberg, “A Model of Leptons”, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, “Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analicity”, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, N. Svartholm, Estocolmo, 1968.
- [11] P. W. Higgs, Phys.Lett. 12 (1964) 132.
- [12] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963).

- [13] S. L. Glashow, J. Iliopoulos & L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [14] M. Kobayashi & K. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [15] Review of Particle Physics, S. Eidelman et al., Phys. Lett. B592, 1 (2004).
- [16] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [17] J. Charles *et al.*, “CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories”, 2004
- [18] B. A. Campbell & P. J. O’Donnell, “Mass of the top quark and induced decay and mixing of neutral B mesons”, Phys. Rev. D25 (1982) 1989.
- [19] L. L. Chau & W. Y. Keung, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1802;
C. Jarlskog & R. Stora, Phys. Lett. B208 (1988) 268.
- [20] K. G. Wilson & W. Zimmermann, “Operator Product Expansion and Composite Field Operators in the General Framework of Quantum Field Theory”, Commun. Math. Phys. 24 (1972) 87.
- [21] E. C. G. Stueckelberg & A. Petermann, Helv. Phys. Acta 26 (1953) 499.
M. Gell-Mann & F. E. Low, Phys. Rev. 95 (1954) 1300;
L. V. Ovsyannikov, Dokl. Acad. Nauk SSSR 109 (1956) 1112;
C. G. Callan Jr, Phys. Rev. D 2 (1970) 1541;
S. Weinberg, Phys. Rev. D (1973) 3497;
- [22] Update of the Upper Limit on the Rare Decay $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ with the D0 Detector - D0 note 4733
- [23] “CERN, Centro Europeu de Pesquisas Nucleares”,
<http://www.cern.ch>
- [24] “LHC, The Large Hadron Collider”,
<http://lhc-new-homepage.web.cern.ch/lhc-new-homepage/>
- [25] “LEP, The Large Electron Positron Collider”,
<http://sl-div.web.cern.ch/sl-div/lep2page.html>

- [26] “A Large Ion Collider Experiment”,
<http://alice.web.cern.ch/Alice/>
- [27] “ATLAS - A Toroidal LHC AparatuS”,
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html>
- [28] “Compact Muon Solenoid”,
<http://cmsinfo.cern.ch/Welcome.html/>
- [29] “Large Hadron Collider beauty experiment for measurements of CP-violation and rare decays”,
<http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>
- [30] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4.
- [31] LHCb Technical Design Report: Vertex Locator, CERN-LHCC-2001-011.
- [32] “The CO_2 cooling system for the LHCb vertex detector”,
H.Boer Rookhuizen *et al.*, LHCb-note.
- [33] LHCb Technical Design Report: Magnet, CERN-LHCC-2000-007.
- [34] LHCb Technical Design Report: RICH, CERN-LHCC-2000-037.
- [35] Addendum to the LHCb RICH TDR, “Photo detectors for the LHCb RICH”, CERN-LHCC-2003-059.
- [36] LHCb Technical Design Report: CALO, CERN-LHCC-2000-036.
- [37] LHCb Technical Design Report: Trigger, CERN-LHCC-2003-031.
- [38] T. Sjöstrand *et al.*, computer Physics Commun. 135 (2001) 238.
- [39] QQ program, <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/qq>.
- [40] “GEANT detector description and simulation tool”, CERN Program Library long writeup W5013 (1994).
- [41] LHCb Technical Design Report: Computing, CERN-LHCC-2005-019.

- [42] Gaudi Project,
<http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/>
- [43] Gauss: The LHCb Simulation Program,
<http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp-/Simulation/default.htm>
- [44] Boole: LHCb Digitization Program,
<http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp-/Digitization/default.htm>
- [45] Brunel, the LHCb Reconstruction Program
<http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp-/Reconstruction/default.htm>
- [46] Da Vinci, Physics Analysis Software for the LHCb Experiment
<http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp-/Analysis/default.htm>
- [47] E. Policarpo, Ph.D thesis (2002) UFRJ; LHCb collaboration, CERN-LHCb-2002027.
- [48] LHCb Technical Design Report 9 - Reoptimized Detector Design and Performance - R. Antunes Nobrega, *et al.*, 9 Sep. 2003.
- [49] E. Parzen, "On estimation of a probability density function and mode". Ann. Math. Statist. 33 (1962) 1065-1076.
- [50] V. K. Murthy, "Estimation of probability density. Ann. Math. Statist". 36 (1965) 1027-1031.
- [51] V. K. Murthy, "Estimation of jumps, reliability and hazard rate". Ann. Math. Statist. 36 (1965) 1032-1040
- [52] V. K. Murthy, "Nonparametric estimation of multivariate densities with applications". Multivariate Analysis (Proc. Internat. Sympos., Dayton, Ohio, 1965) (1966) 43-56
- [53] W. L. Martinez & A. R. Martinez, "Statistics Handbook with Matlab", CRC Press, 2002.

- [54] R. M. Neal, “Probabilistic Inference Using Markov Chain Monte Carlo Methods”. Technical Report. Department of Computer Science. University of Toronto.(1993) CRG-TR-93-1